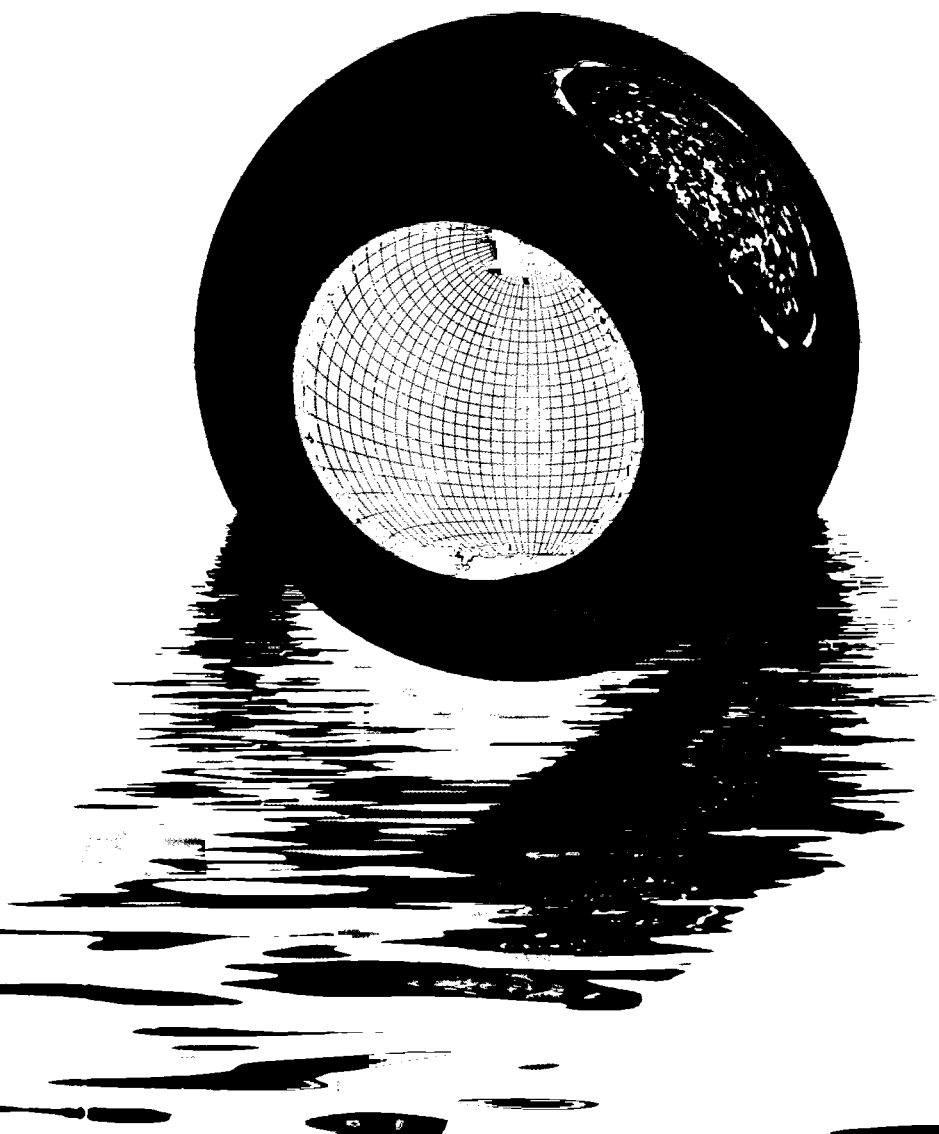


# ПОИСКИ МЕХАНИЗМА ГРАВИТАЦИИ



# ПОИСКИ МЕХАНИЗМА ГРАВИТАЦИИ

Сборник статей под редакцией  
*М.А. Иванова и П.А. Саврова*

НИЖНИЙ НОВГОРОД  
Издатель Ю.А. Николаев  
2004

УДК 531.5+530.12+524.7+524.822

**ПОИСКИ МЕХАНИЗМА ГРАВИТАЦИИ: Сборник статей** / Под ред. М.А. Иванова и Л.А. Саврова. – Нижний Новгород: Изд. Ю.А. Николаев, 2004. – 304 стр.

ISBN 5-93529-022-7

Сборник статей, в которых описывается история подхода Лесажа (гравитация за счет отталкивания), экспериментальные поиски возможного поглощения гравитации и других аномалий, результаты астрофизических наблюдений за галактиками и другими объектами, связанные с проблемой недостающей массы, и их возможная интерпретация, а также некоторые возможные механизмы гравитации.

Включенные в сборник статьи написаны историками науки, геофизиками, астрофизиками, физиками, и мы надеемся, что книга может быть интересна как людям этих специальностей, так и студентам, их изучающим, а некоторые статьи будут доступны и интересны просто любителям науки.

ISBN 5-93529-022-7

© Коллектив авторов, 2004

© Перевод Л.А. Савров, М.А. Иванов, 2004

© Издатель Ю.А.Николаев, 2004

Посвящается памяти моего отца  
Владимира Вячеславовича Радзиевского

*Валентина Изотова*

## ПРЕДИСЛОВИЕ

*Всякий раз, как мы рассматриваем огромное множество разных мнений о явлениях природы, мы не без горестного изумления видим, что после стольких усилий великих мужей, после стольких славных открытий такое множество физических явлений до сих пор остается недостаточно объясненными*

*М.В. Ломоносов<sup>1</sup>*

Сегодня и школьник знает, что все тела притягивают друг друга. Но в то время, когда Исаак Ньютон писал свои «Начала», сама эта идея не была настолько привычной и очевидной, как кажется нам теперь, и многие, включая Ньютона, пытались понять причины тяготения. Если задуматься, то и сейчас на вопрос о причинах тяготения невозможно ответить. Легко сказать, что тяготение обусловлено обменом гравитонами, но труднее объяснить, что собой представляют гравитоны и что является их источником. Представление о том, что источниками гравитонов являются сами притягивающиеся тела, не является единственно возможным, как и идея о сохранении интенсивности гравитационного взаимодействия на любых расстояниях. Вероятно, большинство физиков уверено, что квантование гравитационного поля, понимаемое как расширение области применимости исходящей из общей теории относительности некой новой теории до планковских расстояний и энергий, выяснит и причины тяготения. Но нет гарантии, что эта будущая теория может быть построена именно на таком фундаменте, в частности, что геометрический язык пригодится при описании тяготения на микроуровне. Да и на макроуровне имеются факты, которые удается истолковать в рамках принятой картины только привлекая неизвестные в других областях физики виды материи и энергии. Кроме того, ложным может оказаться и ожидание, что гравитацию на квантовом уровне можно описать отдельно от других известных взаимодействий.

Мне кажется, что поиск механизма гравитации стоит рассматривать как отдельную задачу на данном этапе, характеризуемом недостатком опытных данных о реализуемом в природе механизме. Обсуждение возможных механизмов может вовлечь в круг интересов иссле-

<sup>1</sup> М.В. Ломоносов Письмо к Эйлеру от 5 июля 1748 г. Собрание сочинений, т. 1, Изд. АН СССР, Москва, Ленинград, 1952

дователей некоторые уже известные эффекты, которые пока никак не связываются с гравитацией. В первую очередь это касается космологических эффектов, проявляющихся только на огромных расстояниях и за большое время. Например, в основе общепринятого толкования космологических красных смещений лежит физическая аксиома о том, что эти смещения вызваны эффектом Доплера. Но эта аксиома не имеет прямого экспериментального обоснования, а огромная конструкция базирующейся на этой аксиоме современной космологии с ее такими привычными уже Большим Взрывом, расширением вселенной и другими следствиями целиком зависит от ее справедливости. Вряд ли возможно проверить саму эту аксиому, но зато ее отрицание, т.е. утверждение о том, что красные смещения вызываются не эффектом Доплера, в принципе может быть экспериментально проверено на Земле. В то же время, допустимы такие механизмы гравитации (один из них описан в моей статье, включенной в этот сборник), при реализации которых в природе красное смещение возникает из-за взаимодействия с фоном гравитонов – без расширения вселенной.

Имеются и факты вне космологии, которые должны приниматься во внимание при установлении механизма гравитации. Один из них – это аномальное ускорение американского космического зонда «Пионер 10»<sup>2</sup>, которое невозможно объяснить в рамках общей теории относительности.

Другой – это экспериментальное наблюдение дискретных уровней энергии нейтронов в гравитационном поле Земли группой Несвижевского<sup>3</sup>. В этом замечательном эксперименте потенциальная яма для нейтронов, проходящих через узкую щель, формируется с одной стороны – гравитационным полем, а с другой – отражателем нейтронов, поэтому у некоторых физиков возникают сомнения, наблюдаются ли в нем квантовые проявления гравитации. Другим поводом для сомнений является огромная разница – на 40 порядков – между наблюдаемыми в эксперименте энергиями уровней (и соответственно разностями между ними)  $\sim 10^{-12}$  эВ и ожидаемой из размерных соображений планковской энергией  $\sim 10^{19}$  ГэВ, при которой как будто должны проявляться квантовые эффекты гравитации. Вероятно, наблюдение в будущем переходов между этими уровнями, т.е. результата испускания гравитонов с очень малыми энергиями, может уменьшить такие сомнения.

И третий факт – это давно известное противоречие между общей теорией относительности и квантовой механикой в описании движе-

<sup>2</sup> J.D.Anderson et al. Phys. Rev. Lett., 81 (1998) 2858; Phys. Rev. D65 (2002) 082004. [gr-qc/0104064 v4]

<sup>3</sup> V. V. Nesvizhevsky et al. Nature, 415 (2002) 297.

ния микрочастиц: если в одной теории все частицы должны двигаться по геодезическим, то в другой частицы не могут двигаться по определенным траекториям. Может быть, причина этого противоречия в том, что обе теории не учитывают воздействия отдельных гравитонов на микрочастицу. Тогда опять-таки малые энергии гравитонов в будущей теории кажутся более уместными, чем планковские энергии.

Еще одно важное обстоятельство, которое нужно учитывать – это возможная составленность фундаментальных фермионов (электронов, нейтрино, кварков и др.), с которой может быть связано наличие трех известных однотипных поколений этих частиц. Нельзя исключить того, что компоненты таких составных фермионов могут быть связаны между собой сверхсильно за счет квантового гравитационного взаимодействия, совсем не похожего на тяготение классическое.

Этот сборник включает статьи, посвященные истории подхода Лесажа (притяжение за счет отталкивания в море быстрых частиц, которые сегодня мы бы назвали гравитонами), попыткам экспериментально обнаружить поглощение гравитации, проблемам отклонения от ньютоновского характера движения на галактических расстояниях, а также нескольким возможным механизмам гравитации.

История подхода Лесажа и идей его предшественника Фатио, отношение к этому кругу идей Ньютона, Эйлера, Ломоносова, Лапласа, Кельвина, Максвелла и других ученых описаны в статьях Эванса, Люнтерена, Эдвардса и Слабински. Возможному поглощению гравитации и попыткам обнаружить это поглощение, в том числе и опытам К. Майораны, посвящены статьи Мартинса, Радзиевского, Радзиевского и Кагальниковой, Саврова, группы геофизиков из Новосибирска – Сарычевой, Тимофеева и Хомутова; лучшие достигнутые ограничения на параметр экранирования описаны в статье Унникришнана и Джиллиса. Проблема отклонения от ожидаемого характера движения в галактических системах и пути ее решения, а также возникающие ограничения на модификацию закона тяготения рассмотрены в статьях Евстигнеевой, Милгрема и группы астрофизиков Агуирре, Бургеса, Фридланда и Нолте. Некоторые возможные механизмы гравитации рассмотрены в статьях Петрова, Иванова и Саскинда. Популярная статья Саскинда, заключающая наш сборник, охватывает более широкую тематику, но описание квантовой гравитации с помощью суперструн – в широком, и скорее всего необходимом, контексте всей физики элементарных частиц – составляет ее соль.

Переводы шести статей из сборника «Pushing Gravity» и статьи Милгрема выполнил Л.А. Савров, эти переводы отредактированы мной. Мной переведены статьи Агуирре и др. и Саскинда.

Работу над сборником начал профессор В.В. Радзиевский, меня и Л.А. Саврова он пригласил в качестве соавторов сборника. После его

смерти в январе 2003 г., его дочь Валентина Изотова предложила нам продолжить эту работу.

### **Благодарности**

Мы благодарны за предоставление исходных файлов шести статей из сборника «Pushing Gravity», ed. M. Edwards, Apeiron, Montreal, 2002 и за разрешение опубликовать эти статьи в переводе на русский язык директору издательства Рою Кейсу и редактору Мэтью Эдвардсу. М. Эдвардс выступил инициатором издания нашего сборника. Благодарим за разрешения перепечатать на русском языке статьи, ранее опубликованные на английском, следующие издательства и редакции журналов: Institute of Physics Publishing, Bristol, «Classical and Quantum Gravity», «Physics World»; World Scientific Publishing Co, Singapore.

Благодарим всех авторов нашего сборника за участие в нем.

Проект издания нашего сборника не был бы реализован без помощи Валентины Владимировны Изотовой, ставшей организатором проекта и его спонсором.

*М.А. Иванов*

Май 2004 г.

Минск



# ГРАВИТАЦИЯ ЗА СЧЕТ ОТТАПКИВАНИЯ: *ПОДХОД ПЕСАЖА*

---

## ГРАВИТАЦИЯ В ВЕК СВЕТА<sup>1</sup> *ИСТОЧНИКИ, ПОСТРОЕНИЕ И ВОСПРИЯТИЕ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ ПЕСАЖА*

Джеймс Эванс

*Кафедра физики Университета Пьюджет Саунда.  
Такома, штат Вашингтон, США*

### 1. Введение

История теорий тяготения предоставляет отличные возможности для выяснения того, что означает и должно означать в физике понятие «объяснение». Тому две причины. Во-первых, явления, которые были объяснены успешной ньютоновской теорией гравитации, легко описать и понять, в отличие, к примеру, от электродинамики. Во-вторых, за двести лет к этим явлениям мало что прибавилось. Попытки изменения теорий тяготения в восемнадцатом и девятнадцатом веках были обусловлены большей частью не получением новых эмпирических данных, а другими причинами. Каждое поколение физиков, или натурфилософов, старалось поместить всемирное тяготение в контекст собственного видения мира. Часто это влекло за собой усилие свести гравитацию к чему-то более фундаментальному. А то, что считалось таковым, конечно, менялось со временем. Каждое поколение атаковало проблему всеобщего тяготения с помощью средств своего времени и заставляло нести концепции его собственной стандартной модели [1].

---

<sup>1</sup> Сокращенный перевод статьи: J.Evans, in the book "Pushing Gravity", ed. M.Edwards, Apeiron, Montreal, 2002.

В восемнадцатом столетии наиболее успешной попыткой механического объяснения гравитации стала попытка Жоржа-Луи Лесажа (1724–1803) из Женевы [2] (рис. 1).

Как многие верные ньютонианцы того времени, Лесаж был атомистом: он стремился объяснить все свойства вещества с точки зрения соударений и слипаний атомов. Но он пошел дальше большинства, поскольку верил, что таким путем можно объяснить даже гравитацию. Усилия Лесажа сводили гравитацию к самому аскетичному понятию восемнадцатого века – понятию массивных точек, или атомов, в пустоте.



Рис 1 Жорж-Луи Лесаж (1724–1803), с гравюры 18-го века

Теория Лесажа особенно интересна в силу нескольких причин. Во-первых, она служит прототипом динамического объяснения ньютоновской гравитации. Во-вторых, теория оказалась весьма близка к достижению своей цели. В-третьих, теория получила долгую жизнь и удостоилась комментариев ведущих физиков-мыслителей нескольких последующих поколений. Поэтому теория Лесажа представляет отличную возможность изучения эволюции отношения к объяснению физических явлений, причем эффекты национального стиля в науке и смены поколений приобретают особую ясность.

## 2. Теория Лесажа в общих чертах

Лесаж предполагал, что наблюдаемая вселенная погружена в море корпускул, которые он назвал запредельными (*ultramondain*), потому что они приходят к нам извне известной вселенной. Эти корпус-

кулы имеют следующие свойства: сверхмалую массу, огромную скорость и полную неупругость. А все твердые на вид объекты, такие как книги и планеты, являются в основном пустым пространством. Следовательно, большие объекты поглощают лишь незначительную часть запредельных корпускул, которые их бомбардируют.

Из этих посылок Лесаж вывел силу притяжения между двумя любыми большими объектами. Представим два макроскопических тела, таких как на верхней части рис. 2. Обозначим левое тело как L, а правое тело как R. Запредельные корпускулы бомбардируют эти тела и справа и слева. Малая часть корпускул, падающих слева, поглощается телом L. Таким образом, тело R находится в тени тела L: тело R получает меньше корпускул слева, чем справа из-за экранирующего действия тела L. Следовательно, тело R подталкивается влево нескомпенсированными корпускулами, падающими на него справа. Точно так же, тело L находится в тени тела R и подвергается действию эффективной силы, направленной вправо. Два тела, которые кажутся притягивающимися одно к другому, фактически подталкиваются друг к другу. Чтоб закончить картину, мы должны теперь представить, что запредельные корпускулы налетают на тела не только слева и справа, но и по всевозможным траекториям. Как и намеревался сам Лесаж, его теорию можно описать количественно. При правильных вспомогательных предположениях притяжение двух тел прямо пропорционально произведению их масс и обратно пропорционально квадрату расстояния между ними [3].

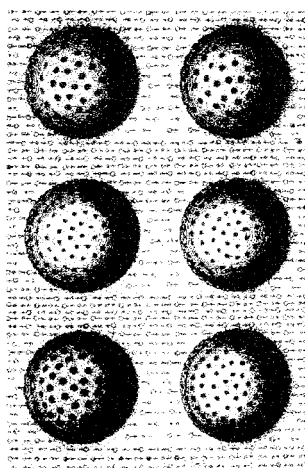


Рис. 2. Пары макроскопических тел, пронизываемые потоками корпускул.  
Из «Эссе по механической химии» Лесажа

Цель этой статьи – поместить теорию Лесажа в исторический контекст. Начнем с обзора подходов к гравитации, как они развивались в век, предшествующий Лесажу. Затем вернемся к развитию идей Лесажа и построению им своей теории, к его усилиям добиться, чтобы о ней услышали, и закончим тем, как приняли эту теорию его современники.

### 3. Объяснение гравитации: от Декарта к Гюйгенсу и Ньютону

В своих *Принципах философии* (1644) Декарт наложил на натурфилософию строгие новые правила объяснения [4]. Декарт отверг оккультные качества средневековой схоластики, такие как общность, сродство, привлекательность, и настаивал на том, что все природные явления объяснимы воздействием близких тел друг на друга. Этот способ размышления о природе был назван «механической философией». Согласно Декарту, планеты увлекаются вокруг Солнца вихрем (*tourbillon*) небесной жидкости. Вес тела на поверхности Земли также вызывается вихрем небесной жидкости. Эта таинственная жидкость, стремящаяся удалиться от центра своего вихря, подталкивает обычное земное вещество к центру. В одном из опубликованных писем Декарт даже описывает демонстрацию для иллюстрации своей теории веса. Наполните круглый сосуд свинцовыми дробинками. Среди них поместите кусочки дерева легче и больше, чем дробинки. Если затем быстро вращать сосуд, «вы обнаружите, что маленькие дробинки увлекают все кусочки дерева... к центру сосуда, так же как неуправляемое вещество увлекает земные тела» [5]. Декарт осознавал, что в своем объяснении небесных и земных явлений он позволил себе значительную вольность, изобретая невидимые механизмы. Предвосхищая критику, он заявлял, что предложил эти механизмы лишь как гипотезы. Тем не менее, даже если эти гипотезы и были неверны, они все-таки могли быть полезны. Неверная гипотеза, успешно объясняющая явление, может быть так же полезна, как сама истина [6].

Христиан Гюйгенс прочел свой трактат (на заседании только что учрежденной Парижской Королевской Академии Наук) 28 августа 1669 года. Его вклад был очень важным, поскольку он первый предложил механизм гравитации, подкрепленный расчетами. Он использовал собственную новую теорему о круговом движении, чтобы оценить скорость вещества в эфирном вихре. Этим он вывел аргументацию о причине веса на новый уровень – факт, не сразу воспринятый его современниками. Гюйгенс указал на то, что хотя показательный опыт Декарта несомненно работает, он работает только потому, что свинец и дерево имеют разные плотности. То есть Декарт должен был предположить внутренне присущее различие в весе, которое должно

было стать продуктом объяснения, а не частью предпосылки. Хотя Гюйгенс подчеркивал, что его теория веса отличается от теории Декарта, она, тем не менее, была несомненно в картезианских традициях. В 1690 Гюйгенс опубликовал свои «Соображения о причине веса», в которых он представил свою теорию гравитации, переработанную и расширенную, но неизмененную в своей основе [7].

Ньютон тщательно выбрал название своего труда и представлял его как упрек Декарту: это были не расплывчатые и небрежные «принципы философии», а скорее «Математические начала натуральной философии». В предисловии к первому (1687) изданию Ньютон утверждал, что вся суть философии – «открыть силы природы из явлений движения, а затем вывести с помощью этих сил другие явления» [8]. Ко второму изданию 1713 года он добавил известный «Общий комментарий», в котором отказался от придумывания гипотез о причине гравитации: «Все, что не выведено из явлений, должно называться гипотезой: гипотезам же, метафизическим, или физическим, или основанным на оккультных качествах, или механических, нет места в экспериментальной философии» [9]. Отвергая метафизические и оккультные (сверхестественные) качества, Ньютон лишь поддерживал то, что начал Декарт. Но, нападая на физические или механические гипотезы, он напал на самого Декарта и на всю школу картезианской механической философии.

Возможно, что Ньютон специально подчеркнул отказ от механических гипотез, потому что план его *Principia* более или менее соответствовал сути натуральной философии: индукция закона обратной пропорциональности от квадрата расстояния из явлений и дедукция новых явлений из закона о силе. Но его отказ от гипотез в «Общем комментарии» был также частично риторическим приемом, введенным для ответа критикам первого издания *Principia*, которые упрекали его в том, что он не дал объяснения причины гравитации и даже вновь ввел оккультные «силы» средневековой схоластики.

Сам Ньютон определенно не был тем позитивистом, какого сделали из него позднейшие поколения. В юности он был увлечен вихрями Декарта и с трудом отказался от них. Во время подготовки *Principia* Ньютон считал, что вихри все же ценны, но отвергал их как механическую причину гравитации. В конце Книги II он приложил усилия, чтобы показать, что они не соответствуют кеплеровским законам движения планет. Но даже тогда Ньютон не прекратил размышлять о причине гравитации. В своей *Optics* он склонялся приписать эффекты гравитации той же эфирной среде, которая была ответственна за преломление света. Ньютон полагал, что эфир более разрежен внутри тел и что он становится плотнее с ростом расстояния от поверхности тела. Поэтому эфирная среда значительно плотнее во

внешних частях солнечной системы, чем в окрестности Солнца. Согласно Ньютону, если упругая сила этой среды достаточно велика, «этого может хватить для приведения в движение тел от более плотных частей среды к более разреженным с той самой силой, которую мы называем гравитацией» [10].

Следовательно, интеллектуальное наследие Ньютона было неоднозначным. Ньютон – автор *Principia* отрицал механические гипотезы как пустые спекуляции и утверждал, что достаточно самой возможности расчета эффектов гравитации. Ньютон – автор *Optics*, столкнувшийся с множеством новых оптических явлений, был гораздо более склонен к обсуждению гипотез: о природе света было известно так мало, что было просто необходимо искать объяснения под видимой поверхностью явлений. В развитии теории познания восемнадцатого века более весомым был Ньютон – автор *Principia*. Это ясно, например, из статьи «Гипотезы», опубликованной в Энциклопедии Дидро и Даламбера [11]. В статье выбрана золотая середина, в ней говорится, что в понятии «гипотезы» надо избегать двух крайностей – вкладывать в них слишком много веры, как делал Декарт, или отбрасывать их полностью. Согласно Энциклопедии, Ньютон и особенно его последователи впали во вторую крайность. «Возмущенные предположениями и ошибками, которые они в изобилии находили в философских книгах, они протестовали против гипотез, пытаясь выставить их подозрительными и смехотворными, называя их ядом здравого ума и бичом философии». В энциклопедии, однако, указывалось, что Ньютон сам использовал гипотезы (чем иным является принцип всемирного тяготения?). Но ключевой момент в том, что Ньютон был уверен, что следует категорически возражать против использования гипотез в натуральной философии. С течением времени в восемнадцатом веке произошел решительный сдвиг к позиции позитивизма. Конечно, это произошло не вдруг. Но к тому времени, когда Лесаж начал продвигать свою механическую теорию гравитации, принципиальный агностицизм о причине гравитации был уже на пути к тому, чтобы занять преобладающую позицию среди физиков первого ранга. Мы увидим, что это отношение сыграло основную роль в восприятии теории Лесажа [12].

#### 4. Источники и развитие теории Лесажа

Жорж-Луи Лесаж получил образование в частной классической средней школе и затем в Женевском Колледже. Но его образование очень сильно дополнялось дома, благодаря усилиям его отца, который придавал значение языкам и – немного – наукам. Отец был преподавателем философии, автором книг, памфлетов и эссе.

Вместе с отцом, еще мальчиком Лесаж прочел на латыни поэму Лукреция «О природе вещей». Его воображение поразило не только рационализм Лукреция, но сама атомная доктрина. Задумываться о гравитации он начал с тринадцати лет. На его вопрос, почему Земля не падает, отец ответил «потому что удерживается собственным весом» и добавил, что он должен более удивляться тому, что падают другие предметы.

По окончании колледжа Лесаж записался в Женевскую Академию, где изучал математику и физику. Его соученик и друг тех времен Жан-Андре Делюк зафиксировал в воспоминаниях разговор, в котором Лесаж обращал внимание на то, что лошадь, которая, как кажется, *тащит* повозку, на самом деле *толкает* ее с помощью упряжи.

Когда Лесаж покинул академию, отец настоял на том, чтобы он обучался медицине и отправил его в Базельский Университет. Там ему посчастливилось услышать лекцию Даниеля Бернулли о возможности существования величин столь огромных и столь малых, которые превосходят всякое воображение. Позже Лесажа привлекла корпускулярная теория газов, описанная в десятой главе «Гидродинамики» Бернулли [13].

Через год Лесаж переезжает из Базеля в Париж для продолжения медицинского образования.

Его захватила книга Ля Кайе «Элементарные уроки астрономии», которую он нашел в доме друга. Особенно поразило его заключение, в котором автор формулирует долг физика: объяснение всей астрономии с точки зрения механики.

Как и в Базеле, Лесаж подрабатывал как гувернер. Когда он неожиданно потерял свое место в богатой семье, он нашел время заняться своими размышлениями о причине гравитации. 15 января 1747 года в 23 часа 30 минут он писал отцу: «Эврика, эврика. Никогда я не был так сильно удовлетворен, как в этот момент, когда я только что объяснил точно, простыми законами прямолинейного движения, закон всемирного тяготения, которое уменьшается в той же пропорции, как растет квадрат расстояния. Уже четыре года у меня была новая идея механизма вселенной; меня задерживали только две вещи – объяснение отталкивания, которое наблюдается в частицах некоторых элементов, и закон квадрата расстояний. Решение первой я нашел позавчера, а второй – только что» [14].

В 1748 году Парижская Академия объявила конкурс работ на тему «Теория нерегулярностей движения Юпитера и Сатурна». Прогноировав заданную тему, Лесаж изложил свою теорию гравитации, назвав работу *Essai sur l'origine des forces mortes* («Эссе о происхождении мертвых сил»). Но конкурс выиграл Эйлер, что лишний раз показало всю мощь современных математических методов. (Через че-

тыре года история с конкурсом повторилась – и снова выиграл Эйлер [15].)

В это же время Лесаж узнал, что его основную идею – объяснение притяжения с помощью прямолинейных соударений – предвосхитил Николя Фатио де Дуйе (1664–1753), родившийся в Базеле и также живший в Женеве. И хотя ни одна из работ Фатио никогда не была опубликована, позже Лесаж скрупулезно на него ссылаясь во всех своих статьях.

Лесаж писал много, но публиковался мало. Говорили, что он почти был неспособен закончить трактат, потому что старался заранее исключить любые вымышленные возражения. Более того, его подводила память и он часто ловил себя на том, что заново пишет фрагменты сочинения, которое он начал, затем отложил в сторону и полностью забыл. Свои мысли он записывал на рубашке игральных карт, которые хранил в разных конвертах и ящичках с названиями по темам. В архивах университета Женевы до сих пор хранится около 35 тысяч этих карт с заметками Лесажа, многие из которых не поддаются расшифровке [16].

У Лесажа было намерение написать «Историю веса», в которой излагалась бы вся история попыток объяснения гравитации от античности до восемнадцатого века, заканчивая его собственной теорией.

## 5. Победа в конкурсе

Первый опубликованный набросок теории Лесажа появился в сборнике *Mercur de France* в мае 1756 года. В февральском выпуске анонимный профессор из Дижона опубликовал статью, в которой приписывал гравитацию действию света. В своем ответе Лесаж согласился с профессором в необходимости связи гравитации с прямолинейным воздействием (в противовес круговому или вихревому воздействию, характеризующему теории Декарта и Гюйгенса). Он покритиковал профессора за отсутствие литературного обзора и ссылок на более ранние теории того же типа, особенно Жана Бернулли. Затем Лесаж тщательно опроверг теорию Бернулли. В конце заметки Лесаж объяснил, как профессор мог бы развить гравитационную теорию на основе прямолинейного импульса и в этом контексте коротко описал собственную теорию гравитации, особенно подчеркивая заслуги Фатио [17].

В 1758 году Академия Руана объявила конкурс на работу по тем, в которой объяснялось бы химическое сродство. Но Лесаж, как и многие его современники, верил в то, что одно и то же объяснение должно лежать в основе как химических законов, так и закона всемирного тяготения – эта точка зрения сохранялась даже в девятнадца-



том столетии. Согласно представленному Лесажем на конкурс «Эссе по механической химии» [18], химическое сродство можно было объяснить тем же механизмом, что и всемирное тяготение. Во введении к работе Лесаж делает ремарку, что химики не в ладах с алгеброй. Поэтому он будет излагать свою теорию обычным языком, отнеся многочисленные вычисления в приложение. Основное явление, нуждающееся в объяснении, это *притяжение*. По Лесажу, притяжение называется *гравитация*, если тела отделены друг от друга, и *сцепление (когезия)*, если они соприкасаются. Таким образом, гравитация, когезия и химическое сродство – это аспекты единого более общего явления. Лесаж пытается твердо вести читателя через последовательность аргументов, которые развивают все особенности его теории притяжения:

– Всякий раз, когда мы обнаруживаем истинную причину изменения в состоянии тела, мы находим, что это произошло благодаря *воздействию*. Например, подъем насосом воды в трубе происходит благодаря давлению воздуха. Значит, резонно предположить, что сближение двух притягивающихся тел осуществляется благодаря воздействию какого-то невидимого вещества. Аргумент приобретает силу по следующей аксиоме: «сходные эффекты возникают из-за сходных причин». Или, если хотите, можно рассматривать это как доказательство по аналогии, которое, по мнению Лесажа, есть самое сильное из доказательств в физическом рассуждении.

– Поскольку вещество, обеспечивающее притяжение тел, не оказывает видимого сопротивления их движению, то его части свободно пропускают тела. Так что *невидимое вещество должно быть жидкостью*.

– Эта жидкость должна двигаться быстрее, чем тела, ускорение которых она вызывает. Поскольку ускорение падающего тела не прекращается даже тогда, когда тело движется быстро, *скорость жидкости должна быть очень велика*. В замечаниях к «Механической химии», сделанных после конкурса, Лесаж использовал аргумент, относящийся к движению планет, чтобы показать, что скорость жидкости, по меньшей мере, в  $10^{13}$  раз больше скорости света.

– Поскольку все тела падают по направлению к центру Земли, жидкость должна быть способна двигаться через область пространства одновременно во всех направлениях. Значит, части жидкости должны быть отделены друг от друга. *Эта жидкость, таким образом, состоит из отдельных корпускул*, которые никоим образом не действуют друг на друга.

– Криволинейное движение – вынужденное. Как только источник силы убран, криволинейное движение немедленно превращается в прямолинейное. Поскольку корпускулы жидкости не действуют друг

на друга, а движутся свободно, *их пути должны быть прямолинейными*. Тут Лесаж не может отказать себе в удовольствии уколоть старую доктрину вихрей.

— Вес объектов не уменьшается заметно под экранами. Значит, *корпускулы должны быть очень малы* или узки, а экраны должны быть пористыми. Действительно, *поры тела должны составлять очень большую часть самого тела*, чтобы корпускулы могли проходить свободно сквозь тела. Поскольку притяжение небесных тел пропорционально количеству их вещества, то внешние слои тела не поглощают заметную часть падающих корпускул.

Так Лесаж подвел нас к «корпускулам, изолированным, очень малым, движущимся в громадном количестве по прямым линиям и по всем направлениям, которые сталкиваются с очень пористыми телами. Вот единственно возможная материальная причина притяжения».

Лесаж верит, что первоисточником корпускул, которые производят эффект гравитации, является бестелесное существо, которое запустило их в движение в момент творения. Ввиду огромной скорости корпускул, те из них, что достигают Земли сегодня, должны были пролететь огромное расстояние с сотворения мира. Те, которые прилетят к нам завтра, пролетят еще большее расстояние. Поскольку корпускулы прилетают к нам из-за пределов известной части вселенной, они названы *запредельными*.

Лесаж выводит закон обратной зависимости от квадрата расстояния, используя следующий словесный аргумент. Представьте себе *физическую точку*, то есть малую сферическую область пространства, пересекаемую потоками запредельных корпускул, движущихся во всех направлениях. Количество корпускул, которые проходят сквозь поверхность этой малой сферы, будет распределяться по соответственно большей поверхности всякой большей окружающей сферы таким образом, что число проходящих сквозь единицу площади частиц будет падать обратно квадрату расстояния. И это в точности соответствует закону уменьшения интенсивности света.

Развив в своей работе в ходе дискуссии о гравитации основные принципы притяжения, Лесаж обратился к сцеплению. Основным явлением, требующим объяснения, является тот факт, что два тела, сделанные из одного и того же вещества, притягиваются сильнее, чем два тела, сделанные из разных веществ. Так, две капли масла или две капли воды будут притягиваться и сливаться, чего не происходит в случае капли масла и капли воды. Более того, даже когда мы рассматриваем притяжение подобного подобным, различные вещества проявляют это притяжение с разными силами. Например, две капли масла притягиваются с большей силой, чем две капли воды того же размера.

В своей «Механической химии» Лесаж объясняет химическое сродство, вводя запредельные корпускулы различных размеров и поры разных размеров в обычных телах, как показано на рис.2. Притяжение сильнее для тел, у которых похожие поры. Это очевидное обобщение его теории гравитации.

«Эссе о механической химии» стало первым полным изложением теории гравитации Лесажа. Академия Руана присудила победу Лесажу за вторую (теоретическую) часть эссе. В 1761 году Лесаж получил отпечатанные экземпляры эссе, но большим тиражом оно так и не было напечатано. Лесаж надеялся, что будет издан сборник всех его подобных эссе, но этого не произошло. Он удовольствовался тем, что время от времени рассылал и дарил экземпляры «Механической химии» тем, кого это, как он надеялся, могло заинтересовать. Один экземпляр находится в библиотеке лондонского Королевского Общества, куда его послал Лесаж в 1774 году.

«Эссе о механической химии» было перегружено многим, не относящимся к гравитации. Более кратко теория Лесажа изложена в его работе «Ньютоновский Лукреций», которую прочел на заседании берлинской Королевской Академии в 1782 году его ученик и последователь Пьер Прево [19]. Лесаж пытается соединить принципы атомизма (Лукреция) с принципами Ньютона. Работа построена причудливым образом: Лесаж описывает, как древние атомисты школы Лукреция могли бы натолкнуться на закон ньютоновской гравитации, если бы только они следовали путем мысли Лесажа. Вряд ли такая манера изложения помогла Лесажу завербовать сторонников. Тем не менее, «Ньютоновский Лукреций» – основная опубликованная версия его теории, ставшая доступной для его современников.

Наиболее систематическое изложение теории Лесажа содержит его «Механическая физика» [20], которую Прево после смерти Лесажа собрал из его заметок и отредактировал. Однако она была напечатана лишь в 1818 году, не получила, похоже, широкого распространения и мало сказалась на дебатах по поводу теории гравитации Лесажа.

## **6. Восприятие теории: отношение к объяснению в физике**

Самым эффективным способом продвижения его теории для Лесажа были не публикации, а личные письма. Он отстаивал существование запредельных корпускул в обширной переписке с большинством научных светил своего времени. Многие из старых математиков и философов – люди, которые родились между 1700 и 1720 – охотно дискутировали о физическом механизме, вызывающем гравитацию. Они как бы зачищали местность после великой битвы, которая изгнала из физики оккультные качества. Гравитация должна быть све-

дена к механике – таков лейтмотив их веры. Однако большинство из тех, кто принял эту точку зрения, уже согласились на другую механическую систему и потому вряд ли могли стать на точку зрения Лесажа. Наиболее характерные примеры – Эйлер и Боскович.

Эйлер просил Лесажа привести аналогии – и остался неудовлетворенным теми, что смог привести Лесаж. Как и другие, он говорил, что не видит и потому не признает потоки запредельных частиц, пронизывающих всякий малый объем пространства одновременно в сотнях тысяч различных направлений. Лесаж пытался убедить скептиков, проводя аналогию со светом. Частицы света постоянно устремляются во всех направлениях, нисколько не влияя друг на друга. Неудовлетворенный Эйлер в ответ резко написал: «... замечу только, что доказательство, взятое из движения света, для меня не имеет веса, поскольку я убежден в том, что свет вовсе не вылетает из светящихся тел, а распространяется от них таким же способом, как звук от звучащих тел, без чего-либо действительно вылетающего из ярких тел». [21]. Эйлер придерживался теории волн эфирной жидкости как вероятного механизма гравитации. Лесаж сумел убедить Эйлера, что свойства переносящего свет эфира не могут объяснить гравитацию. Но затем Эйлер для объяснения гравитации обратился к другому эфиру, гораздо более тонкому и упругому. И в конце концов не сдержал своего раздражения: «Итак, простите меня, что я все еще чувствую большое отвращение к вашим запредельным частицам: но я бы при всех обстоятельствах скорее признал мое незнание причины гравитации, чем прибег к гипотезе столь странной» [22].

Роджер Боскович признавал, что в «Механической химии» Лесаж преуспел там, где потерпели неудачу Декарт и Гюйгенс: он объяснил, как гравитация может производиться воздействием материальной субстанции, которая не оказывает видимого сопротивления движению [23]. Но от поддержки Боскович воздержался. Этот самый радикальный атомист нашел систему Лесажа «ненатуральной» и заклеил ее как «произвольную гипотезу». Он возражал против того, что каждая запредельная корпускула функционировала лишь очень короткое время в момент соударения с тяжелым объектом и что это была лишь малая часть времени существования корпускулы. Но самое большое неприятие Босковича вызывала необходимость существования огромного числа запредельных корпускул. Поскольку тяжелые тела сталкивались только с малой частью падающих на них корпускул, громадное большинство корпускул становилось излишним, потому что они никогда не сталкивались ни с каким тяжелым объектом. Это предполагало экстравагантную расточительность со стороны Создателя. Напрасно Лесаж отвечал, что можно и убрать все излишние корпускулы, если признать превосходное предвидение Создателя: он ведь мог соз-

дать лишь корпускулы с нужными начальными условиями скорости и положения в пространстве, чтобы сталкиваться с тяжелыми объектами на своем пути.

Самое благожелательное отношение к Лесажу из этого поколения выказал Даниил Бернулли, которому понравилось, что Лесаж обратился к его корпускулярной теории газов [24]. И подобно многим современникам, Бернулли симпатизировал усилиям сведения гравитации к механике. Но от поддержки его системы Бернулли воздержался. Бернулли считал, что его собственная корпускулярная теория газов не доказана, она «чистая гипотеза, даже скорее необоснованная гипотеза» [25]. И потому ему было трудно согласиться с Лесажем в том, что существование запредельных корпускул может быть доказано без всяких разумных сомнений.

Более молодое поколение, рожденное между 1730 и 1740 годами, привыкло использовать гравитационное притяжение как доказанный факт, не заботясь о его происхождении. Его представители начали проникаться убеждением в бесплодности следования механическим гипотезам, которые всегда были более или менее произвольны и не поддавались доказательствам. Битва, которая изгнала из физики оккультные качества, осталась в далеком прошлом. Эти более молодые физики просто испытывали мало интереса к основной причине гравитации и мало доверия к тому, что она может быть открыта. Это отношение часто называют лапласовским, но его можно заметить уже в людях, которые достигли зрелости гораздо раньше Лапласа. Хороший пример дает ответ французского астронома Жана-Сильвена Байи. Получив длинное письмо Лесажа, в котором тот объяснял свою систему, Байи ответил в дружеской форме и поздравил Лесажа с глубиной темы и его рассуждений. Но в поздравлении можно уловить нотку иронии и безапелляционный отпор в его признании веры: «... я прочел все с удовольствием; не будучи достаточно подкованным, чтобы возражать вам, ограничусь тем, что изложу свою веру. Я – ньютонианец, и я как раз верю в то, что гравитация – свойство материи...» [26]. Байи благодушно выказывает желание согласиться с существованием эфирной жидкости, которая сводит гравитацию к толчкам, «при условии, что эта жидкость объясняет все и без всяких усилий». Но ясно, что человек, готовый принять гравитацию как неотъемлемое свойство материи, был мало расположен к усилиям дать механическое объяснение любого типа.

## 7. Ответ Лапласа и следствия для небесной механики

Пьер-Симон Лаплас (1749–1827) был выдающимся математическим физиком своего поколения. Больше всего он известен своей

«Небесной механикой», которая появилась в пяти томах с 1799 по 1825 годы и которая вывела эту науку на новую и более систематическую основу. Хотя Лаплас никогда не рассматривал серьезно теорию Лесажа, под ее влиянием он решил исследовать два эффекта, которые представляли бы отклонения от ньютоновской теории: конечную скорость распространения гравитации и силу сопротивления, испытываемую планетами на своих орбитах. Жан-Андре Делюк, друг и земляк Лесажа, будучи в Париже в 1781 году, пытался заинтересовать Лапласа теорией Лесажа. Лаплас уклонился от работы с ней, но проявил интерес к исследованию подразумеваемой силы сопротивления в океане корпускул Лесажа [27].

В самом деле, нетрудно показать, что гипотеза Лесажа ведет к эффективной силе притяжения  $F_{\text{att}}$ , которая соответствует закону тяготения Ньютона. Если  $M_1$  и  $M_2$  есть массы двух бесконечно малых тел, то сила, с которой они действуют друг на друга, есть

$$F_{\text{att}} = \frac{kM_1M_2}{r^2},$$

где  $r$  – расстояние между телами,  $k$  – постоянная, зависящая от свойств океана запредельных корпускул. Оказывается, что  $k$ , постоянная универсального тяготения, выражается формулой

$$k = \frac{nm}{4\pi} v^2 f^2,$$

где  $m$  – масса отдельной запредельной корпускулы,  $n$  – число корпускул в единице объема пространства,  $v$  – скорость корпускул (положенная для простоты одинаковой для всех частиц), а  $f$  – постоянная (предположительно универсальная) с размерностью площадь/масса.  $f$  – это площадь поперечного сечения для столкновений макроскопического объекта единичной массы с корпускулами. (Необходимо заметить, что сам Лесаж никогда не публиковал таких формул.)

Как мы видели, в модели Лесажа твердый на вид объект должен состоять большей частью из пустого пространства. В своей «Механической физике» Лесаж полагал, что атомы обычного вещества представляют собой решетчатые «клетки», то есть они занимают много места, но в сущности пусты. В таком случае обычные объекты задерживают лишь малую часть запредельных корпускул, падающих на них. Иначе, как указывал Лесаж, торговцы могли бы изменять вес товаров, располагая их широкими и тонкими слоями (в этом случае они весили бы больше) или же высокими штабелями (тогда они весили бы меньше). Что более существенно для точного измерения, гравитационное притяжение Луны к Земле уменьшалось бы во время лунного затмения из-за положения Земли между Солнцем и Луной – явление, которое никогда не наблюдалось астрономами. Итак, чтобы иметь теорию, согласующуюся с явлением,  $f$  должно быть столь малым,

чтобы даже объекты планетарных размеров поглощали бы ничтожную часть корпускул, падающих на них. Постоянная всемирного тяготения  $k$  может быть согласована с фактами, неважно сколь малой мы берем  $f$ , за счет соответствующего увеличения  $n$  или  $v$ .

В модели Лесажа имеется нежелательный побочный эффект, к которому обращается Лаплас. При движении по океану корпускул планеты будут слегка замедляться. Этот эффект Лаплас рассматривает в главе *вековые уравнения*. Тело массой  $M_1$ , движущееся в океане за предельных корпускул, будет испытывать силу сопротивления  $F_{\text{res}}$ , которая пропорциональна скорости  $u$  тела:

$$F_{\text{res}} = \frac{4}{3} M_1 f n m v u.$$

Сила сопротивления направлена против скорости тела  $u$ . (Опять же, сам Лесаж такой формулы не публиковал.) Поскольку сопротивление такого рода не обнаружено, необходимо добиваться, чтобы сила сопротивления, испытываемая планетой, была намного меньше, чем сила притяжения, с которой на планету действует Солнце. Таким образом, если  $M_1$  – масса планеты, а  $M_2$  – масса Солнца, нужно потребовать, чтобы

$$F_{\text{res}} / F_{\text{att}} \ll 1.$$

Подстановкой в выражение для сил получаем ограничение:

$$\frac{u}{v} \frac{r^2}{f M_2}.$$

$M_2$ ,  $u$  и  $r$  (масса Солнца, скорость планеты и радиус планетной орбиты) нельзя выбрать произвольно. Тогда мы приходим к выводу, что скорость  $v$  корпускул должна быть очень велика. Более того, поскольку нужно, чтобы  $f$  была очень мала, мы вынуждены сделать  $v$  еще большей. Именно это имел в виду Лаплас, когда он говорил, что малость векового смещения Земли «предполагает для гравитирующей жидкости скорость несравнимо большую, чем скорость света, и еще более значительную, поскольку Солнце и Земля свободно проходят через эту жидкость». Чудовищная скорость, требующаяся для корпускул Лесажа, похоже, оттолкнула Лапласа больше многих других шансов теории.

Спустя несколько лет, после публикации лапласовского «Описания системы мира», Лесаж в письме выразил разочарование тем, что Лаплас даже не обсуждал его теорию гравитации. Ответ Лапласа провёл точную границу между тем, как занимается физикой его поколение и старой механистической философией, которую поддерживал Лесаж:

*«Я не упоминал в своей работе о вашем объяснении основы всеобщего веса, потому что хотел избежать всего, что может показаться основанным на системе. Некоторые философы представляют себе действие тел друг на друга лишь посредством прямого возоействия. Для них действие на расстоянии кажется невозможным. Ваш остроумный способ объяснения всеобщего тяготения в пропорции массам и обратной пропорции квадрату расстояния удовлетворил бы этих философов и привел бы их к признанию этого великого закона природы, который они отрицали бы несмотря на наблюдения и все вычисления геометров, если бы им показали, что он является результатом прямого воздействия.»*

*Другие философы, напротив, признают свое незнание природы материи, пространства, силы и протяженности и мало заботятся о первопричинах, видя в притяжении только общий феномен, который, допуская строгие вычисления, дает полное объяснение всем небесным явлениям и средство для улучшения таблиц и теории движения звезд. В своей работе я рассматривал притяжение единственно с этой точки зрения.*

*Возможно, я не проявил достаточной предупредительности к первым философам, о которых я только что говорил, не представляя им ваш метод – сколь простой, столь и остроумный – сведения принципа веса только к законам прямого воздействия; но это вещь, которую вы сделали способом, не оставляющим желать лучшего в этом отношении. Однако я предполагаю в своем «Трактате о небесной механике» вычислить отклонения в средних движениях и орбитах планет и спутников, которые должны следовать из вашей гипотезы» [28].*

Лаплас в самом деле включил вычисления, которые связаны с некоторыми следствиями теории Лесажа. в пятый том своей «Небесной механики». Но даже там Лаплас не счел подходящим упомянуть имя Лесажа [29].

## **8. Наследие Лесажа**

Современные историки науки часто не знают, что делать с Лесажем. Многие рассматривают модель Лесажа как эксцентричную или даже хуже. Один автор назвал ее «неточной, качественной и даже регрессивной» [30]. Но современники Лесажа не отрицали, что его модель достигла своей цели, то есть ее предпосылки несомненно давали ньютоновскую гравитацию. И в противовес впечатлению, создаваемому некоторыми недавними публикациями, Лесаж был верным ньютонианцем и упорно сражался в одном из арьергардных боев с антиньютонианцами.



В 1773 году он, проведя собственное расследование с помощью сети своих корреспондентов, разоблачил как жульничество два эксперимента в публикации, направленной против теории Ньютона [31]. Эта детективная работа помогла его избранию иностранным членом Лондонского Королевского Общества; он был и членом-корреспондентом Парижской Академии Наук. То есть его современники рассматривали его как полноправного члена международного сообщества физиков, хотя лишь немногие из них поддерживали его модель.

Мнение некоторых современных авторов о том, что Лесаж был отступником-антиньютоном и что его модель только качественная, проистекает частично из того, что Лесаж не облек свои выводы в адекватную математическую форму и частично из особенностей его характера и манеры изложения, благодаря которым он выглядел странным в свои дни и выглядит еще более странным сегодня. Важно также, что теория Лесажа и его система аргументации конфликтовали с господствовавшей антигипотетической теорией познания его дней, что видно из его научной корреспонденции.

Несмотря на недостатки и неясность публикаций Лесажа, он преуспел в распространении своей теории посредством переписки. Во Франции его теория к 1770 году стала настолько известна, что вызвала специальный диспут в Лионе. Друзья и последователи, особенно Прево и Делюк, популяризировали его идеи в Германии и Англии [32–34]. Теория Лесажа стала частью общего знания мыслителей-физиков в этих странах. Хотя его работы читали редко, тем не менее его идеи оставались в обращении. Теория Лесажа даже пережила короткое возрождение в викторианский период, благодаря энтузиазму Уильяма Томсона, лорда Кельвина.

Как мы увидели, теория запредельных корпускул Лесажа не смогла повлиять на основной поток научной мысли относительно гравитации. Однако идеи Лесажа о дискретных газах (запредельные корпускулы являются их особым случаем) оказали заметное влияние на развитие одной ветви физики — теории теплового равновесия, особенно в случае явлений с участием лучистой теплоты. Примерно в 1790 году Марк-Август Пикте, член Женевской Академии, открыл удивительный факт: лучистый холод может отражаться и фокусироваться зеркалами, таким же образом как лучистая теплота. В своем эксперименте Пикте использовал пару вогнутых тонких зеркал, помещенных напротив друг друга на расстоянии 10 футов. В фокус одного зеркала был помещен чувствительный термометр. Когда сосуд со снегом был помещен в фокус другого зеркала, термометр немедленно показал понижение температуры. Эксперимент задал некую головоломку. Некоторые мыслители рассматривали холод как простое отрицание, отсутствие тепла. При такой точке зрения было трудно понять,

как холод может излучаться и отражаться. Почти все рассматривали тепловое равновесие как статическую ситуацию. Два объекта в тепловом равновесии были подобны двум сцепленным пружинам, обе при одинаковом натяжении. Прево объяснил парадоксальный эксперимент, введя идею динамического равновесия. Согласно Прево, два объекта в тепловом равновесии постоянно излучают и поглощают частицы теплоты в сбалансированном взаимном обмене. Как признавал сам Прево, он взял эту идею прямо у Лесажа и использовал ее для детального объяснения эксперимента Пикте [35]. Эксперимент Пикте по излучению и отражению холода стал прямым стимулом для Бенджамена Томпсона, графа Румфорда, в его исследованиях всей совокупности тепловых явлений.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] J.L. Heilbron, *Weighing Imponderables and Other Quantitative Science around 1800. Historical Studies in the Physical and Biological Sciences, Supplement to Vol. 24, Part 1* (1993), pp. 5–33.
- F.H. van Lunteren, «Gravitation and Nineteenth-Century Worldviews,» in P.B. Scheurer and G. Debrock, eds., *Newton's Scientific and Philosophical Legacy* (Dordrecht: Kluwer, 1988).
- [2] Pierre Prévost, *Notice de la vie et des écrits de George-Louis Le Sage de Genève* (Genève: J. J. Paschoud, 1805).
- Jacques Trembley, ed., *Les savants genevois dans l'Europe intellectuelle du XVIIe au milieu du XIX siècle* (Genève: Editions du Journal de Genève, no date but c. 1987), pp. 117–119, 413.
- Frank A. Kafker and Serena L. Kafker, *The Encyclopedists as individuals: a biographical dictionary of the authors of the Encyclopédie. Studies on Voltaire and the Eighteenth Century 257* (Oxford: Voltaire Foundation, 1988), pp. 223–226.
- [3] Samuel Aronson, «The Gravitational Theory of Georges-Louis Le Sage,» *The Natural Philosopher* 3 (1964) 51–74.
- William B. Taylor, «Kinetic Theories of Gravitation,» *Annual Report of the Board of Regents of the Smithsonian Institution for the Year 1876* (Washington: Government Printing Office, 1877), 205–282, on pp. 217–221.
- S. Tolver Preston, «Comparative Review of some Dynamical Theories of Gravitation,» *Philosophical Magazine*, 5<sup>th</sup> Series, 39 (1895) 145–159.
- William Thomson, «On the Ultramundane Corpuscles of Lesage,» *Philosophical Magazine*, 4<sup>th</sup> Series, 45 (1873), 321–345.

- J.C. Maxwell, «Atom,» *Encyclopædia Britannica* (1875 and later editions), reprinted in W. D. Niven, ed., *The Scientific Papers of James Clerk Maxwell*, 2 vols. (Cambridge: Cambridge U. P., 1890), Vol. 2, 445–484.
- [4] René Descartes, *Les principes de la philosophie*, in *Oeuvres de Descartes*, ed. by Charles Adam and Paul Tannery, Vol. IX-2 (Paris: J. Vrin, 1978).
- [5] Descartes to Mersenne, 16 octobre 1639, in *Oeuvres de Descartes*, Vol. II, pp. 593–594.
- [6] Descartes, *Principes de la philosophie*, Part 3, Paragraph 44, in *Oeuvres de Descartes* (Ref. 5), Vol. IX-2, p. 123.
- [7] Christiaan Huygens, *Discours de la cause de la pesanteur* (Leiden: Pierre vander Aa, 1690), reprinted in *Oeuvres complètes de Christiaan Huygens*, Vol. 21 (1944).
- [8] Isaac Newton, *The Principia: Mathematical Principles of Natural Philosophy*, trans. by I. Bernard Cohen and Anne Whitman (Berkeley: University of California Press, 1990), p. 382.
- [9] Newton, *Principia*, trans. Cohen and Whitman, p. 943.
- [10] Isaac Newton, *Opticks*, based on the fourth edition of 1730 (New York: Dover, 1952). Query 21, pp. 350–351.
- [11] «Hypothèse,» *Encyclopédie, ou dictionnaire raisonné des sciences, des arts et des métiers*, Vol. 8 (Paris: 1765), pp. 417–418. This article was written by the abbé Jean-Baptiste de La Chapelle.
- [12] Larry Laudan, «George-Louis LeSage: A Case Study in the Interaction of Physics and Philosophy,» in *Akten des II. Internationalen Leibniz-Kongresses Hanover, 17–22 Juli 1972*, vol. 2 (Wiesbaden: F. Steiner, 1974), pp. 241–252.  
Larry Laudan, «The medium and its message: a study of some philosophical controversies about ether,» in G.N. Cantor and M.J.S. Hodge, eds., *Conceptions of Ether* (Cambridge: Cambridge U.P., 1981).
- [13] Daniel Bernoulli, *Hydrodynamica, sive de viribus et motibus fluidorum commentarii* (Strasbourg: Johann Reinhold Dulsecker, 1738). *Hydrodynamics* by Daniel Bernoulli and *Hydraulics* by Johann Bernoulli, trans. by Thomas Carmody and Helmut Kobus (New York: Dover, 1968).
- [14] Prévost, *Notice de la vie* (Ref. 2), pp. 50–51.
- [15] Euler's piece that won the prize awarded for 1752 was called «Recherches sur les irrégularités du mouvement de Jupiter et de Saturne» and was published in *Recueil des pièces qui ont remporté les prix de l'Académie Royale des Sciences*, Vol. 7 (Paris: Panckoucke, 1769).

- [16] Bernard Gagnebin, «Un maniaque de l' introspection rélévé par 35,000 cartes à jouer: Georges-Louis Le Sage,» in *Mélanges d'histoire du livre et des bibliothèques offerts à monsieur Frantz Calot* (Paris: d'Argences, 1960), pp. 145–157.
- [17] Le Sage, «Letter à un académicien de Dijon, dont il a paru dans le *Mercure de Février un Système du monde, où l'on explique, par l'impulsion d'un fluide, les phénomènes que M. le Chevalier Newton a expliqués par l'attraction.*» *Mercure de France*, May 1756, 153–171.
- [18] *Essai de chymie mécanique* (privately printed; no place; no date). Le Sage wrote this piece for the prize competition of the Academy of Rouen in 1758. After it was crowned, Le Sage had it printed in 1761.
- [19] Le Sage, «*Lucrèce Newtonien,*» *Nouveaux Mémoires de l'Académie Royale des Sciences et Belles-Lettres, Année 1782* (Berlin, 1784) 404–427. Reprinted in Pierre Prévost, *Notice de la vie et des écrits de George-Louis Le Sage de Genève* (Genève: J.J. Paschoud, 1805). English translation in S.P. Langley, «*The Le Sage Theory of Gravitation,*» *Annual Report of the Board of Regents of the Smithsonian Institution for the Year Ending June 30, 1898* (Washington: Government Printing Office, 1899) pp. 139–160.
- [20] Le Sage, *Physique mécanique*, in Pierre Prévost, *Deux traités de physique mécanique, publiés par Pierre Prévost, comme simple éditeur du premier et comme auteur du second* (Genève: J.J. Paschoud, 1818).
- [21] Euler to Le Sage, 16 avril 1763. Quoted in Prévost, *Notice* (Ref. 2), 382–386.
- [22] Euler to Le Sage, 18 septembre 1765. Quoted in Prévost, *Notice* (Ref. 2), 389–390.
- [23] Boscovich to Le Sage, 13 juillet 1771. Quoted in Prévost, *Notice* (Ref. 2), 354–360.
- [24] Daniel Bernoulli to Le Sage, 28 mars 1761. Geneva, BPU, Ms. Suppl. 512, f. 70.
- [25] Daniel Bernoulli to Le Sage, 15 avril 1767. Geneva, BPU, Ms. Suppl. 512, f. 72.
- [26] Bailly to Le Sage, 1 avril 1778. Quoted in Prévost, *Notice* (Ref. 2), 299–301.
- [27] Laplace to J.-A. Deluc [octobre, 1781]. In the Le Sage papers, Geneva, BPU; Ms. Suppl. 513, f. 260.

- [28] Laplace to Le Sage, 17 germinal an V (= 6 April 1797). Geneva, BPU, Ms. Suppl. 513.
- [29] Pierre-Simon Laplace, *Traité de mécanique céleste*, vol. 5 (Paris: Bachelier, An VII-1825. Reprinted, Bruxelles: Culture et Civilisation, 1967); see Book XVI, Ch. 4, pp. 403–407.
- [30] J.L. Heilbron, *Electricity in the 17<sup>th</sup> and 18<sup>th</sup> Centuries* (Berkeley: U. of California Press, 1976), p. 76. J.B. Gough, article «Le Sage,» in C.C. Gillispie, ed., *Dictionary of Scientific Biography* (New York: Scribner, 1970–1980).
- [31] James Evans, «Fraud and Illusion in the Anti-Newtonian Rear Guard: The Coultaud-Mercier Affair and Bertier's Experiments, 1767–1777,» *Isis* 87 (1996) 74–107.  
Massimo Germano, *Scienza impura nel secolo dei lumi* (Torino: Levrotto & Bella, 1998); *Isis* 90 (1999) 95–96.
- [32] Jean-André Deluc, *Recherches sur les modifications de l'atmosphère* (Genève: 1772), Vol. I, pp. 166–167, 229; Vol. II, pp. 368–369, 435–438.
- [33] Pierre Prévost, *De l'Origine des forces magnétiques* (Genève: Barde, Manget et Cie, 1788), pp. 33–39.
- [34] Jean-Andre De Luc, *Untersuchungen über die Atmosphäre und die zu Abmessung ihrer Veränderungen dienlichen Werkzeuge*, trans. by Joh. Sam. Traugott Gehler (Leipzig: Müller, 1776–1778).  
Pierre Prévost, *Vom Ursprunge der magnetischen Kräfte*, trans. by David Ludewig Bourguet (Halle: Waisenhaus, 1794).
- [35] James Evans and Brian Popp, «Pictet's experiment: The apparent radiation and reflection of cold» *American Journal of Physics* 53 (1985) 737–753.  
Hasok Chang, «Rumford and the Reflection of Radiant Cold: Historical Reflections and Metaphysical Reflexes,» *Physics in Perspective* (in press).  
Burghard Weiss, *Zwischen Physikotheologie und Positivismus: Pierre Prévost (1751–1839) und die korpuskularkinetische Physik der Genfer Schule* (Frankfurt am Main: Verlag Peter Lang, 1988).

# НИКОЛЯ ФАТИО ДЕ ДУЙЕ О МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРИЧИНЕ ВСЕМИРНОГО ТЯГОТЕНИЯ<sup>1</sup>

Франц ван Люнтерен

*Институт Истории и Основ Науки, кафедра физики и астрономии,  
Утрехтский университет, Утрехт, Нидерланды*

Попытки объяснения ньютоновского всемирного притяжения материальных тел начались сразу после появления *Principia* Ньютона (1687). Ньютон сам распахнул дверь перед этими попытками. В своих «Принципах» он не раз повторял, что не рассматривает притяжение в физическом смысле, т.е. как прямое воздействие одного тела на другое. Термин «притяжение» следовало понимать просто как выражение тенденции материальных тел приближаться друг к другу, что бы ни вызывало эту тенденцию. Это могло быть, как думал Ньютон, и «действие эфира или воздуха, или любой другой среды» [1].

Но оговорки Ньютона мало что значили. Читателю трудно было поверить в то, что автор действительно не против представления о телах, подталкиваемых друг к другу материальной жидкостью. Во-первых, Ньютон отрицал все плотные жидкости как несовместимые с беспрепятственным движением планет и других тел. Его теория движения планет требовала космического пространства, содержащего мало вещества или вовсе пустого. Как могла исключительно разреженная жидкость обеспечить огромную силу, необходимую, чтобы двигать массивные планеты к солнцу? Более того, если бы Ньютон действительно верил в то, что тела скорее «подталкивались» или «приводились в движение», чем «притягивались», зачем использовать противоречивое слово «притяжение»? И последнее – какого типа жидкость или механизм обеспечили бы взаимное стремление объектов столь малых, как мельчайшие частицы материи, в соответствии с точным математическим соотношением [2]?

Тем не менее, некоторые читатели не рассматривали механическое объяснение и всемирное притяжение как несовместимые понятия. Первая заметная попытка пролить свет на физическую причину ньютоновской гравитации была сделана в 1690 году одаренным молодым швейцарским математиком и натурфилософом Николя Фатио де Дуйе. Его тогдашняя известность зависела не столько от научных достижений, сколько от выбора друзей. Несколько лет он был близким

---

<sup>1</sup> Сокращенный перевод статьи F. van Lunteren, in the book "Pushing Gravity", ed M Edwards, Apeiron, Montreal, 2002

другом Исаака Ньютона, или скорее его единственным близким другом. Природа их отношений и их внезапный разрыв были предметом обсуждения среди историков [3].

После разрыва с Ньютоном, Фатио в 1699 году вызвал скандал, публично намекнув, что Лейбниц украл открытые Ньютоном дифференциальное и интегральное исчисления. Этот шаг вызвал серию событий, которые привели Лейбница и поддерживавшего его Иоганна Бернулли к ожесточенному конфликту по поводу приоритета с Ньютоном и его британскими союзниками [4].

Хотя Фатио сумел быстро завоевать репутацию математика, его теория гравитации признания не получила. Современники игнорировали либо отвергали его объяснение. После смерти Фатио его земляк Жорж-Луи Лесаж спас ее от полного забвения. Развив схожий взгляд на причину гравитации, он признал Фатио своим предшественником. Это, однако, было лишь первое из серии воскрешений теории. Немногие теории встречали столь сильное сопротивление или даже пренебрежение, но тем не менее показали такую живучесть.

Теория Фатио возникла из тесного взаимодействия с двумя самыми известными математиками и физиками его времени: Исааком Ньютоном и Христианом Гюйгенсом. Как мы увидим, теория гравитации Фатио была в значительной степени результатом более ранних попыток примирить теорию гравитации Ньютона с теорией Гюйгенса. К сожалению, его синтез, похоже, не убедил ни одного из его наставников. Хотя, в отличие от Гюйгенса, Ньютон симпатизировал идеям Фатио о гравитации, по крайней мере какое-то время. Но трудно сказать, относилась эта симпатия к самой теории или к автору, поскольку его мнение резко изменилось после разрыва.

Первая часть данного эссе содержит краткое описание жизни Фатио с особым вниманием к его отношениям с Гюйгенсом и Ньютоном. В последней части обсуждается восприятие теории Фатио.

## **В поисках поддержки**

Николя Фатио де Дуйе родился в Базеле в 1664 году в семье богатого швейцарского землевладельца. Начальное образование получил дома, а затем продолжил его в Женевской академии.

Прервав в возрасте восемнадцати лет изучение теологии и сосредоточившись на математике и натуральной философии, как тогда называлась физика, Фатио переехал во Францию и полтора года пробыл ассистентом у Доменико Кассини, знаменитого директора Королевской Обсерватории. Вернувшись в Женеву, он применил свои познания в астрономии в серии геодезических измерений. Ближайшей целью явилось составление новой карты Женевского озера и его окрест-

ностей. Дальней целью было завоевание научного признания за границей и, возможно, членство в Парижской академии.

Фатио изучал также зодиакальный свет – явление, открытое Кассини в период пребывания Фатио в Париже. Его наблюдения вылились в остроумную теорию, о которой он сообщил Кассини и другим. Хотя Фатио и представил свою работу во французскую академию, эффект получился не тем, на который он рассчитывал. Члены академии были раздражены осмотрительностью Фатио по поводу сохранения приоритета. Он уже послал рукопись со своей теорией в парижский журнал, попросив придержать публикацию до уточнения собственных наблюдений [5].

С уменьшением его шансов в католической Франции Фатио возложил надежды на протестантскую Европу. Узнав о французском заговоре против принца Оранского, он поехал весной 1686 года в Голландию, чтобы предупредить принца об опасности. Голландские власти пообещали щедро вознаградить Фатио – должностью профессора математики в Гааге с годовой государственной зарплатой в 1200 флоринов. В период ожидания должности Фатио начал близко сотрудничать с ведущим европейским математиком Христианом Гюйгенсом. Видимо, Гюйгенс и подтвердил компетентность Фатио в математике [6].

В это время Гюйгенс разрабатывал две особые темы: первая – его теория гравитации и вторая – его метод определения касательной к некоторым математическим кривым. Как и в Париже, Фатио разделил интересы своего наставника. Его собственное решение проблемы касательной, полученное в сотрудничестве с Гюйгенсом, произвело на последнего сильное впечатление и укрепило их отношения. В подобном же духе амбициозный Фатио задумал развить собственную теорию гравитации, приняв теорию Гюйгенса за отправную точку.

Когда весной 1687 года голландские власти так и не дали ему должности, Фатио решил провести лето в Англии. В Лондоне он быстро вошел в круг ведущих членов научного Королевского Общества, среди которых был и Роберт Бойль. Посещая заседания общества, он узнал о грядущей книге кембриджского математика Исаака Ньютона, которая произведет революцию в натуральной философии. В июне Фатио был выдвинут в члены Королевского Общества. Окончательное решение о его принятии, однако, не было принято до конца года. Отсрочка вынудила Фатио продлить свое пребывание в Британии. Он был формально принят в члены Общества только весной 1688 года.

В последующие месяцы он выступал в Обществе на различные темы, включая и теорию гравитации Гюйгенса. Его новое положение, однако, не принесло ему оплачиваемой должности. Но весной 1689-го его шансы увеличились. Славная Революция возвела принца Оран-



ского на британский трон и вскоре Фатио вошел в придворные круги. Ему несколько раз предлагали должность секретаря одного из дипломатов короля Вильгельма Третьего. Эти предложения он отклонял, как не соответствующие его амбициям. Он соглашался работать лишь с близким другом Джоном Хэмпденом, сыном королевского канцлера. К несчастью, Хэмпден впал при дворе в опалу, уменьшив, таким образом, перспективы Фатио [7].

## Фатио и Ньютон

Когда поздней весной 1689 года Гюйгенс впервые посетил Англию, Фатио показывал столицу своему другу. Он также представил его собранию Королевского Общества, где произошла первая встреча Гюйгенса с Ньютоном. Вероятно, тогда же Ньютону был представлен и Фатио. Встреча сильно повлияла на обоих. Вскоре Фатио открыто выразил свое благоговение перед Ньютоном: «самый достойный человек, какого я знал, и самый способный математик из всех когда-либо живших». Письма Ньютона к Фатио показывают, что восхищение было взаимное и со стороны Ньютона исключительно сильное. Внимательное изучение ньютоновских *Principia* убедило Фатио в несостоятельности всех теорий, основанных на декартовых вихрях, включая теорию гравитации Гюйгенса [8].

В марте 1690-го Фатио представил Королевскому Обществу собственную теорию гравитации. Два дня спустя Ньютон приехал в Лондон и провел месяц в компании с Фатио. Фатио позаботился, чтобы Ньютон и Галлей поставили свои подписи в конце рукописи, которую он представил в Обществе. Вместе Фатио и Ньютон изучали недавно опубликованную *Traite de la Lumiere* Гюйгенса, в которой были также изложены взгляды Гюйгенса на гравитацию и краткие комментарии теории Ньютона [9].

В конце весны Фатио занял место домашнего учителя и уехал в Нидерланды, сопровождая своего ученика. Там он часто посещал Гюйгенса, обсуждая с ним свою теорию гравитации и свои изыскания в математике. После смерти молодого человека, вверенного его попечению, Фатио вернулся в сентябре 1691 года в Англию [10]. Контакты с Ньютоном были немедленно возобновлены. Проиgnорировав совет брата – написать книгу о своей теории тяготения, – Фатио начал работать над новым изданием ньютоновских «Принципов», в которое он собирался включить и свою теорию. Добавляя обширные комментарии к неприступной математике Ньютона, он надеялся сделать работу более доступной. Но задача оказалась более сложной, чем он себе представлял, и не была осуществлена [11].

Переписка Ньютона с Фатио ясно показывает, что Фатио начал разделять интерес Ньютона к алхимии и библейским пророчествам. Предполагается, что именно Ньютон направил Фатио на путь, приведший к его религиозной экстравагантности [12]. В начале 1693 года Ньютон пригласил Фатио поселиться рядом с ним в Кембридже. Он даже предложил ему содержание. В это время Фатио собирался в Женеву, чтобы уладить дела после смерти своей матери. Хотя предложение Ньютона было очень соблазнительным для него, он так и не переехал в Кембридж. Фатио и Ньютон встретились в Лондоне летом 1693 года, но в конце года их отношения, похоже, пришли к неожиданному концу. В сентябре следующего года Фатио признался Гюйгенсу, что уже семь месяцев не имеет известий от Ньютона. Какова бы ни была причина, полное примирение после этого разрыва между ними так и не наступило [13].

Между тем, Фатио отказался от профессорских должностей в Амстердаме и Вольфенбюттеле; на последнее место его приглашал Лейбниц. Как он объяснял, ему не хватает «знаний, здоровья и усердия» [14]. Он предпочел снова взять частного ученика и с 1694 года несколько лет провел в Оксфорде, побывав в Голландии лишь раз с января по июнь 1698 года вместе со своим учеником. Год после этой поездки он провел в Лондоне, где возобновил занятия математикой, решая проблему, которую четырьмя годами раньше поставил Иоганн Бернулли [15]. Это была проблема брахистохроны или кривой с самым быстрым спуском.

Через несколько месяцев после публичного вызова Бернулли задача была решена самыми выдающимися математиками Европы, среди них, кроме самого Иоганна и его брата Якоба, были Лопиталь, Лейбниц и Ньютон. В ответ на различные решения Лейбниц заметил, что он правильно предсказал имена тех, кто способен решить задачу. Фатио, который несколько лет не брался за математику, был глубоко обижен за явный намек на его неспособность. В 1699 году он опубликовал небольшой математический трактат, в котором давал свое решение проблемы Бернулли и других математических вопросов. Он подчеркивал, что его версия исчисления была независима от публикаций Лейбница. И добавлял, что письма и манускрипты Ньютона доказывают, что первооткрывателем дифференциального и интегрального исчисления был Ньютон. Он также намекнул, что Лейбниц, несмотря на свое утверждение о собственном приоритете, «одолжил» некоторые важные представления у Ньютона [16].

Это обвинение могло помочь хотя бы частичному восстановлению отношений с Ньютоном. Три года спустя, вернувшись к частному учительству в Лондоне после двух проведенных в Женеве лет, Фатио был в числе упомянутых Грегори лиц, кому Ньютон обещал подарить

свои работы по математическим методам и оптике. В 1704 году Грегори упоминал о том, что Ньютон пытался вести наблюдения, применяя украшенную драгоценными камнями астролябию, сделанную Фатио, а в 1706 году Грегори упоминает, что видел манускрипт Фатио о кометах. Фатио регулярно посещал заседания Королевского Общества, председателем которого теперь был Ньютон. Очевидно, что он был все еще активен в научных кругах [17].

Но в течение 1706 года Фатио сломал свою научную судьбу. В этом году он вступил в общество севенольских пророков, став секретарем Элие Мариона, одного из лидеров этого движения. Фатио не ограничился ведением записей о чудесах и божественных посланиях. Он, кажется, даже сделал публичную попытку воскрешения человека из мертвых. И даже поражение не отрезвило его. В 1710 году он уехал из Лондона, сопровождая Мариона в миссионерском туре по Европе, который привел их в Константинополь. К тому времени, когда он вернулся в Лондон, его репутация математика и философа была полностью загублена [18].

Последующие попытки восстановить контакты с Королевским Обществом успеха не имели. Несмотря на новые работы по математике, астрономии и технологическим новшествам, Фатио не смог вернуть себе научную респектабельность. Он умер в мае 1753 года в возрасте девяноста лет, славя более чем странным.

## **Механические объяснения земного тяготения**

Для лучшего понимания природы и генезиса теории тяготения Фатио, мы должны сначала рассмотреть доньютоновские представления о причине земного тяготения. На протяжении семнадцатого столетия философы пришли к отрицанию традиционного представления о гравитации как естественного стремления твердых и жидких тел двигаться вниз. Механическая философия не допускала наличия у материальных объектов таких квазиактивных свойств. Последователи Гассенди и Декарта подчеркивали снова и снова, что неживая материя не способна инициировать движение. Следовательно, причина гравитации должна состоять в наличии внешнего агента, который толкает тяжелые тела вниз. Очевидно, частицы этого вещества, хотя агент и незаметен, ударяются о тяжелые тела, передавая таким образом часть своего движения падающему телу [19].

В семнадцатом веке большинство механических объяснений гравитации относилось к двум широким категориям, одна восходила к Декарту, а другая – к Гассенди. В обоих случаях речь шла о круговороте неуловимого вещества. В декартовой космологии вселенную заполняли соприкасающиеся вихри тончайшей невидимой материи.

Солнечные вихри увлекали планеты вокруг солнца; планетарные вихри вращали луны вокруг планет. Планетарные вихри позволяли объяснить гравитацию естественным образом. По Декарту, гравитация земных тел обязана направленному вниз давлению тончайшего вещества, циркулирующего в земных вихрях.

В определенном смысле, тела на поверхности земли скорее легки, чем тяжелы, благодаря вращению земли. Если бы окружающее землю пространство было пустым, все земные частицы, не скрепленные накрепко друг с другом, взлетели бы к небесам. Но поскольку тончайшее вещество, окружающее землю, движется со скоростью, превосходящей скорость земных тел, оно имеет сильное центробежное стремление. В заполненном мире Декарта это вещество может удаляться от центра лишь единственным способом – отжимая более медленные тела сверху вниз. Действующая на земные тела результирующая сила, известная как их вес, зависит от соотношения их пор, в которые проникает тончайшая материя, к их твердым частям [20].

Второй тип гравитационного механизма основан на поднимающихся и опускающихся потоках тончайшего вещества. По этому сценарию, основной задачей является объяснение того факта, что опускающийся поток действует на земные тела сильнее, чем поднимающийся. Можно предположить, что частицы, стремящиеся вниз, движутся с большей скоростью или что они крупнее частиц, стремящихся вверх. Последнее решение, конечно, базируется на аналогии с дождем или градом. Ранние воззрения Ньютона на гравитацию принадлежат к этой категории, как и представления Фатио [21].

Оба объяснения страдают серьезными недостатками. В картезианской теории есть два слабых места. Во-первых, односторонний земной вихрь отжимает тяжелые объекты скорее к земной оси, чем к центру земли. Во-вторых, можно было бы ожидать, что быстро вращающиеся потоки тончайшего вещества увлекут падающее тело по касательной. Это помешало бы строго вертикальному падению. Как мы увидим, вихревая теория гравитации Гюйгенса основывалась на осознании этих недостатков [22].

Но понятие гравитационного града также имеет свои проблемы. Мы уже отмечали асимметрию между нисходящим и восходящим потоками. Но еще более проблематична причина такого круговорота. Откуда берется движение гравитационных частиц сверху вниз? Бесполезно объяснять гравитацию земных тел, обращаясь к гравитации тончайшей жидкости. Но лишь немногие философы были обескуражены подобными трудностями. Они или игнорировали эти проблемы или придумывали остроумные объяснения *ad hoc*.

**Фатио и Гюйгенс о земном тяготении**

В написанном в 1685 году мемуаре Фатио развил свои мысли о природе гравитации. Он говорил о «сильном потоке исключительно тонкой материи», который приходит с всевозможных направлений к центру земли, толкая все тела сверху вниз. Чем больше их поверхность и количество вещества, тем сильнее воздействие потока. Согласно Фатио, скорость потока намного превосходит скорость падающих тел. Предположение основывалось на законе Галилея о падении тел, по которому приращение скорости не зависит от мгновенной скорости падающего объекта.

Когда тончайшая материя достигает центра земли, жар в центре ослабляет ее. Ее частицы разбиваются на более мелкие куски. Возбужденная и разреженная таким образом тончайшая материя вытекает наружу. В своей ослабленной форме она теряет прежнюю силу двигать земные тела. Еще Фатио полагал, что это движение частиц наружу, вызываемое жаром в центре земли, вызывает эффект всасывания больших частиц, заполняющих освобождающиеся места. Вполне осознавая гипотетическую природу своей теории тяготения, Фатио указывал на то, что он считал эмпирической поддержкой. Опыты Бойля и Гюйгенса с воздушным насосом свидетельствовали, что при определенных обстоятельствах высота ртутного столба в стеклянной трубке намного превышала обычную величину, объясняемую давлением воздуха [23].

Через два года Фатио познакомился с другим объяснением гравитации. В начале 1687 года он переписывал некоторые мемуары Гюйгенса. В своей записной книжке он комментировал те места, которые вызвали у него особый интерес. В феврале он выразил свое восприятие теории гравитации Гюйгенса. Гюйгенс представил свою теорию Французской Академии в 1669 году, но с тех пор воздерживался от опубликования. Гюйгенс предполагал, что сферическое пространство, включающее в себя землю с ее атмосферой, содержит жидкость, «поразному волнующуюся во всех направлениях с большой быстротой». Поскольку другое вещество окружает это пространство, жидкость не может вырваться за сферу. В результате ее частицы описывают широкие круги вокруг центра земли во всех возможных направлениях.

Возражение, что эти движения были бы противоположны друг другу, Гюйгенс парировал аргументом, что исключительная малость и огромная подвижность частиц могли бы объяснить сохранение движений во всех направлениях, как это бывает при кипении воды. Тяжелые тела, погруженные в эту жидкость, не испытывали бы заметного горизонтального движения, благодаря быстрой последовательности толчков. С основным пунктом картезианской теории – что центростремительное смещение тяжелых тел происходит из-за избыточного

центробежного стремления частиц небесного вещества – он соглашался [24].

Подправляя теорию гравитации Декарта, Гюйгенс потерял простоту и единство картезианской концепции – поскольку, по мнению Гюйгенса, вихрь со сменой направлений окружен однонаправленным вихрем, ответственным за движение Луны. Картезианский солнечный вихрь он оставил нетронутым. Такое умножение числа вихрей не смутило Фатио. Он даже предложил расширение гюйгеновского вихря со сменой направлений в том смысле, чтобы он накладывался на картезианские вихри, даже в случае солнечного вихря. По его мнению, согласованное действие обоих вихрей могло бы объяснить тот факт, что все планеты вращаются более или менее в одной плоскости и одном направлении.

Но в своих заметках Фатио не скрывал и сомнений по поводу вихревых объяснений гравитации. Он признавался, что не понимает, как центробежное стремление может быть достаточным, чтобы толкать тела сверху вниз, притом что прямые горизонтальные соударения частиц жидкости не оказывают заметного давления на эти тела. В его ранней теории эти соударения играли в гравитационном механизме центральную роль. Его энтузиазм по поводу теории Гюйгенса мог быть искренним; но определенно он не был неумеренным [25].

### Примиряя Ньютона с Гюйгенсом

В июле 1688 года Фатио попросили представить теорию гравитации Гюйгенса членам Королевского Общества. Им, вероятно, не терпелось узнать, как представления ведущего европейского физика соотносились с недавно опубликованными концепциями Ньютона. Между тем Фатио прочел «*Principia*». Его первоначальные сомнения по отношению к ньютоновским принципам тяготения сменились безусловным принятием. Такое принятие облегчалось тем фактом, что, в отличие от других, он не видел непреодолимого противоречия между ньютоновским притяжением и механическим объяснением. И в своей лекции в Королевском Обществе Фатио попытался скомбинировать ньютоновское притяжение с тем, что он рассматривал как измененную форму теории Гюйгенса.

В первой части своего выступления Фатио представил оригинальную теорию тяготения Гюйгенса. Теперь он отвергал понятие о том, что тела отжимаются вниз частично перекрываемым вертикальным потоком частиц как абсурдное, поскольку такой поток невозможно объяснить. К тому же неясно было, что происходит с этими частицами, когда они достигают центра земли. Таким образом, единственным естественным объяснением земной гравитации было бы

привлечение круговых движений вокруг центра земли. Далее следовали детали теории Гюйгенса [26].

Во второй части выступления он предложил модификацию теории, которая позволила бы объяснить ньютоновское притяжение между всеми телами. Он преобразовал центробежное стремление тончайшего вещества в окрестности небесных тел в такое стремление в окрестности твердых материальных частиц. Он дал два различных объяснения этому стремлению. Первое предвосхищало его окончательную теорию тяготения. Рассмотрим бесконечное число очень малых частиц, пронизывающих пустое пространство во всевозможных направлениях. Более того, предположим, что эти частицы занимают лишь малую часть пространства. Согласно Фатио, присутствие гораздо больших твердых сферических частиц будет менять движение тончайших частиц так, чтобы они улетали от твердых тел. Все частицы, движущиеся прочь от твердого тела, будут продолжать это движение, в то время как частицы, приближающиеся к твердому телу, неминуемо вынуждены изменить движение из-за его присутствия. После столкновения они также отлетают от твердого тела [27].

Современный читатель увидит в подобном объяснении серьезные недостатки. Перехватывая частицу, твердое тело несомненно увеличивает число частиц, движущихся от тела с этой стороны, но также и уменьшает число частиц, движущихся прочь с противоположной стороны тела. Более того, центробежное движение частиц, движущихся прямолинейно сквозь пустое пространство, сильно отличается от центробежного стремления во вращающейся жидкости, где такое центробежное движение запрещено. Фатио, должно быть, хорошо ощущал слабости своего первого объяснения, ибо немедленно выдвинул «лучшее» объяснение центробежного стремления, предложенное, по сути, Гюйгенсом, но перенесенное теперь Фатио в микроскопическую сферу.

Согласно Фатио, результирующее центробежное стремление производит разжижение тончайшей материи (которую он теперь рассматривал как упругую) в окрестности твердых тел. Плотность тончайшего вещества в пространстве между двумя соседними телами будет, таким образом, уменьшаться. Как следствие, эти тела будут испытывать сильное давление с внешних сторон и будут стремиться приблизиться одно к другому. В результате все материальные тела, состоящие из этих больших сферических частиц, будут стремиться притянуться друг другу в согласии с теорией Ньютона [28].

Но у последней теории также были свои проблемы. Трудно было объяснить всенаправленные круговые движения тончайших частиц. Если пространство действительно было почти пустым, как теперь считал Фатио, тогда почему эти частицы двигались по криволиней-

ным траекториям? Как мы увидим, вскоре Фатио отказался от второго объяснения в пользу модифицированной версии первого.

### Возражения Гюйгенса

Тем временем Гюйгенс работал над собственной компромиссной версией. Его отношение к теории Ньютона было двойственным. Он соглашался, что движение планет вызывается скорее ньютоновской центростремительной силой, зависящей от обратного квадрата расстояния, чем картезианским вихрем. Но отвергал ньютоновское взаимное притяжение всех материальных тел во вселенной. По его мнению, подобное притяжение необоснованно и избыточно. Вместо этого он распространил на солнечную систему свое объяснение земного тяготения. Оставалось лишь объяснить причину обратноквадратичного уменьшения центростремительной силы при увеличении расстояния от солнца, «нового и замечательного свойства гравитации» [29].

Он уточнил свои возражения в *Discours sur la cause de la pesanteur*, опубликованном в 1690 году в качестве приложения к своему «Трактату о свете»: «Этого я принять не могу, потому что считаю, что ясно вижу, что причину подобного притяжения нельзя объяснить ни одним принципом механики или законами движения. Я также не убежден в необходимости взаимного притяжения всех тел, после того как показал, что даже в отсутствие земли тела не прекращают стремиться к центру посредством того, что мы называем гравитацией.»[30].

Особенно смущало Гюйгенса подразумеваемое в ньютоновском анализе заключение о том, что беспрепятственное движение планет и комет требует, чтобы небесное пространство содержало мало вещества или было бы вовсе пустым, тот самый пункт, который признавал Фатио. Это заключение, похоже, захлопывало дверь перед гюйгенсовским объяснением гравитации и, самое главное, его доктриной света. Ибо, по Гюйгенсу, свет представляет собой вибрации, передаваемые соприкасающимися частицами повсеместно распространенного тончайшего вещества. Гюйгенс утверждал, что тонкость этого вещества не означает, что его частицы находятся на больших расстояниях друг от друга. Вместо этого он полагал, что они касаются друг друга, но их лагутина разрежена и содержит вкрапления огромного числа малых пустот [31]. Будучи атомистом, Гюйгенс не имел серьезных возражений против пустоты.

Гюйгенс заканчивал свое обсуждение ньютоновской теории повторением своего механистического кредо: «Конечно, другое дело, если предположить, что гравитация есть неотъемлемое свойство существующей материи. Но я не верю, что господин Ньютон допускает



это, ибо подобная гипотеза увела бы нас слишком далеко от математических или механических принципов». В действительности Гюйгенс, как и другие континентальные философы, скептически относился к приверженности Ньютона механическим принципам. Как он признавался Лейбницу в 1690 году, он не был удовлетворен ни ньютоновской теорией приливов ни другими теориями, которые Ньютон создал на основе его «принципа притяжения, который кажется мне абсурдным» [32].

В отличие от Фатио, Гюйгенс не желал и не был способен последовать за Ньютоном во всем. Он не верил в возможность механического объяснения ньютоновского притяжения, и ньютоновское опустошение пространства входило в конфликт с взлелеянными им теориями света и гравитации, которые обе требовали взаимного контакта между смежными частицами. Он также не видел нужды и в ньютоновском притяжении, потому что его собственной механической трактовки небесной центростремительной силы хватало для объяснения всех существенных явлений. Как мы увидим, похожий подход помешал ему согласиться и с новой теорией гравитации Фатио, впервые изложенной в письме Гюйгенсу в 1690 году.

### Теория всемирного тяготения Фатио

Фатио обсуждал свои взгляды на гравитацию с Гюйгенсом летом 1689 года, когда последний приезжал в Лондон. Читая *Discours* Гюйгенса в начале 1690-го, Фатио обнаружил, что ему не удалось убедить Гюйгенса в обоснованности своего подхода. А он мог надеяться на то, что Гюйгенс поддержит его идеи в своей новой книге. Игнорирование Гюйгенса побудило Фатио к новым попыткам. Комментируя книгу Гюйгенса в своих письмах, Фатио вернулся к теме гравитации, излагая свои новые идеи. Он подчеркивал, что наконец-то обезопасил свою теорию от всех возможных возражений [33].

Частично теория повторяла старую. Он снова принимает предположение о тончайших частицах, прямолинейно пронизывающих пустое пространство во всевозможных направлениях. К этой гипотезе он сделал решающее добавление о том, что эти частицы теряют малую часть своего движения при столкновении с крупными материальными телами. Он утверждал, что эти предположения будут приводить к ньютоновскому гравитационному действию в соответствии с законом обратного квадрата.

Аргументация была примерно такая. Рассмотрим только те частицы, которые ударяются в некоторой точке о поверхность непроницаемой твердой сферы. Поскольку они движутся в сходящихся потоках, сила этих потоков будет обратно пропорциональна квадрату рас-

стояния. После столкновения эти же частицы будут двигаться прочь от этой точки в расходящихся потоках и опять с силой, обратно пропорциональной квадрату расстояния. Но из-за потери движения последняя сила, однако, будет немного меньше, чем первая. На больших расстояниях размерами сферы можно пренебречь и конечным результатом будет центростремительная сила, обратная квадрату расстояния. Добавив к этим предположениям исключительную пористость материальных тел, Фатио смог объяснить зависимость тяготения от массы и отсутствие гравитационного экранирования при перекрытии материальных тел [34].

Но возникает уже упоминавшаяся трудность. Вначале Фатио считал, что его предположение о потере движения вызывает возрастающее накопление тончайшего вещества в окрестностях крупных материальных тел. Но в конце концов он осознал, что предел конденсации должен быть конечным и что он будет достигнут почти немедленно и без дальнейшего возрастания. Более того, позднее он понял, что этот предел может быть уменьшен до любого желаемого уровня, если увеличить скорость притягивающих частиц [35].

В марте 1690 года Фатио прочел копию своего письма к Гюйгенсу на заседании Королевского Общества. Он попросил Эдмонда Галлея, бывшего тогда секретарем Общества, подписать каждую страницу. Через несколько недель он получил и подпись Ньютона. В рукопись с этими подписями Фатио добавил несколько соображений к содержанию письма. Он недвусмысленно отстаивал бесконечно малую плотность тончайшего вещества. При гравитационной силе, пропорциональной и квадрату скорости и плотности, можно уменьшить плотность до произвольной степени, вводя компенсирующее увеличение скорости. Гравитационная жидкость Фатио был практически неотличима от пустого пространства [36].

В более позднем дополнении к теории Фатио вычислил сопротивление, испытываемое сферическим телом, движущимся в его притягивающей (*gravific*) жидкости. Он нашел, что сопротивление должно быть пропорционально как скорости частиц, так и их плотности. Имея в виду, что сила, обеспечиваемая частицами, была пропорциональна плотности и *квадрату скорости*, можно легко достигнуть произвольно малого сопротивления при любой заданной силе, уменьшая плотность и увеличивая скорость [37].

### Восприятие теории Фатио современниками

Немногие из узнавших теорию Фатио от него самого были ею впечатлены. Гук, присутствовавший на заседании Королевского Общества, записал о своих впечатлениях в дневнике: «Фатио изложил

свою гипотезу гравитации, не удовлетворяет.» На следующей неделе он снисходительно назвал Фатио «человеком вечного движения» [38]. Галлей позднее вспоминал, что «смеялся над тем, как Фатио объяснял гравитацию» [39]. Фатио также не удалось убедить и Гюйгенса. В ответном письме на изложение Фатио Гюйгенс выдвинул ряд возражений. По мнению Гюйгенса, либо тончайшее вещество должно аннигилировать в центральном теле, либо не возникнет центральная сила. При этом, удаляющийся поток будет равен приближающемуся потоку. Более того, без аннигиляции он не представлял, почему тончайшее вещество должно было сходиться к центральному телу.

Фатио отвечал, что не все тончайшее вещество сходится на центральной сфере. Поскольку частицы движутся во всевозможных направлениях, лишь очень малая часть будет двигаться к сфере. И для его объяснения гравитации достаточно рассматривать только эти частицы. Что касается другого возражения, то Фатио убеждал, что произвольно малая потеря движения при каждом соударении могла бы производить такую же силу, как и полная аннигиляция любой данной скорости. Поскольку центральная сила меняется как разность квадратов начальной и конечной скоростей. Для фиксированной разницы и возрастающей начальной скорости конечная скорость будет неограниченно приближаться к начальной скорости. Он также указывал, что произвольно малое количество тончайшего вещества, достаточно распределенное и возбужденное, может производить все требуемые силы притяжения в солнечной системе [40].

Как явствует из заметок Гюйгенса на полях письма Фатио, контрдоводы последнего его не впечатлили. Больше в своей корреспонденции он об этой теме не упоминал. Вероятно, они дискутировали об этом, когда Фатио посетил Гюйгенса в Нидерландах. Дискуссии оставили Фатио в уверенности, что ему удалось убедить Гюйгенса в разумности своей теории. Последующие письма Гюйгенса к Лопиталю и Лейбницу доказывают, что эта уверенность была ошибочной. Гюйгенс остался при своем убеждении, что теория Фатио вызывает аккумуляцию вещества в притягивающем теле [41].

Неадекватность некоторой части критики Гюйгенса заставляет подозревать полное отсутствие интереса. Он полностью исказил теорию, сравнивая ее с теорией гравитации Вариньона. Последний объяснял земное тяготение наличием упругой жидкости, окружающей землю. Движение объекта на определенном расстоянии от земли определялось длиной колонок тончайшего вещества под и над объектом, которые осуществляли давление на объект пропорционально их длинам. Вблизи поверхности верхняя колонка, будучи гораздо длиннее, осуществляла значительно большее давление, толкая таким образом тело вниз. Здесь нет ничего похожего на теорию Фатио [42].

Вероятно, необычных предположений Фатио уже было достаточно, чтобы сделать теорию противной для Гюйгенса и других последователей механического кредо. Разреженность пространства вокруг и внутри материальных тел, исключительная скорость, которую придавал Фатио своим тончайшим частицам – все это противоречило механическому здравому смыслу и, хуже того, физическим теориям, лелеемым этими натурфилософами. Лейбниц, который тоже переписывался с Фатио, неодобрительно замечал, что Фатио рассматривал свою доктрину пустого пространства не как гипотезу, а как неоспоримую истину. Для Лейбница, как и для большинства картезианцев, пустое пространство было ненавистно [43].

Единственным исключением из этого общего неприятия вполне мог быть Исаак Ньютон. В частной записке, написанной много позже, Фатио гордился единомышленником с Ньютоном: «Признание сэра Исаака Ньютона перевешивает все остальное. Оно содержится в добавлениях, написанных им лично в конце его собственного экземпляра первого издания его «Принципов» в то время, когда он готовил второе издание. И он позволил мне переписать это признание. Там он без колебаний сказал, «что это единственно возможная механическая причина тяготения, именно та, которую нашел и я...» [44].

### Ньютон о теории Фатио

Когда Фатио вернулся в Англию в 1692 году, он все еще не опубликовал свою теорию гравитации. Как оказалось, он потерял рукопись. Со временем, однако, он сумел ее найти. В это время он возлагал свои надежды на Ньютона. Новое расширенное издание «Принципов» было бы идеальной платформой для изложения его причинного объяснения.

Ньютон начал ревизию «Принципов» сразу же после их публикации. Он внес изменения в несколько копий книги, позволив самым близким к нему людям посмотреть и даже переписать их. Фатио передал список ньютоновских изменений непосредственно Гюйгенсу, который переслал их Лейбницу. В свою очередь, Фатио проделал тщательную работу по выявлению авторских и издательских ошибок, бегло набросав собственные уточнения [45].

В декабре 1691 года Фатио сообщил Гюйгенсу о своих намерениях подготовить второе издание и наблюдать за его печатанием. Он планировал добавить обширные комментарии, чтобы сделать работу более доступной. Он надеялся, что справится за два или три года. Известие о новом издании распространилось быстро. Гюйгенс и Лейбниц считали, что Фатио очень подходит для такой работы [46]. Как раз во время переписки Фатио с Гюйгенсом математик Дэвид Грегори

– другой молодой близкий друг Ньютона – свидетельствовал о планах Фатио включить его собственную теорию в намеченное второе издание [47].

Хотя Фатио вполне мог неправильно истолковать мнения Гюйгенса и Галлея, в поддержку его утверждения о благосклонном отношении Ньютона существует солидное доказательство. Рукописное добавление, сделанное Ньютоном собственноручно к его обсуждению степени пустоты небесного пространства в третьей книге «Принципов», отдает должное и теории, и ее автору. «Единственная гипотеза, посредством которой тяготение может быть объяснено механически, впервые была придумана самым изобретательным геометром господином Н. Фатио» [48].

Однако, и Фатио об этом знал достаточно хорошо, Ньютон сомневался в механической причине гравитации. Как признавал Фатио позднее, «он, похоже, часто склонялся к мысли, что основой гравитации может быть только абсолютная воля бога» [49]. В самом деле, Ньютон, похоже, собирался включить в свои «Принципы» обширные ссылки на древние источники, поддерживающие мнение, что бог, будучи вездесущим, привел в действие весь космос. Подтверждение можно найти в записке Грегори [50].

И однажды (точная дата не известна) Грегори добавил в свои заметки об утверждении Фатио о согласии Ньютона и Галлея следующее: «Господин Ньютон и господин Галлей смеются над способом господина Фатио объяснять гравитацию» [51]. Возможно, Ньютон изменил свое мнение в соответствии с сутью теории Фатио. Не кажется невероятным, что отданная им Фатио дань была обусловлена в первую очередь сильной привязанностью, которую Ньютон чувствовал к своему молодому протеже. После разрыва Ньютон никогда более не упоминал теорию Фатио. Во втором издании «Принципов», появившемся в 1713 году, он между прочим отмел все механические теории гравитации. «[Тяготение] должно происходить из-за причины, которая проникает в самые центры солнца и планет, не испытывая ни малейшего уменьшения своей силы; которая воздействует не в зависимости от величины поверхностей частиц, на которые оно действует (как механические причины предполагают), но в зависимости от количества твердого вещества, которое они содержат» [52].

Сравним этот аргумент с его предыдущими комментариями к теории Фатио. В то время он не видел трудности в объединении эмпирически обнаруженной пропорциональности тяготения массе с механическим объяснением, если принималась сильная разреженность твердого вещества в весомах телах. По сути, Ньютон все еще придерживался этой концепции вещества. Теперь, однако, он расширил свои требования к механическому объяснению от пронизываемости тел

до проницаемости предельно малых твердых частей материи. Конечно, такому условию не могла удовлетворить никакая механическая теория, и теория Фатио не была исключением.

Но пропорциональность гравитации и массы не подразумевала строго последнее условие. Если все элементарные частицы вещества, или атомы, имеют одно и то же отношение поверхностной площади к объему, возражение Ньютона теряет силу. Так что, возможно, отрицание Ньютона было чисто риторическим и лишь отражало его нежелание рассматривать механические причины. С другой стороны, возражение могло основываться на прочном, но недоказуемом убеждении, что элементарные частицы вещества различаются размером и формой, предположение, которое делало бы его аргумент значимым.

И даже когда в 1717 году Ньютон выдвинул материальную причину тяготения в третьем издании своей «Оптики», его жидкость никоим образом не была похожа на жидкость Фатио. Поскольку ее активность не следовала из быстрого движения частиц, а скорее из сил отталкивания между статическими частицами [53]. Похоже, можно без опасений сделать вывод, что каким бы ни было начальное мнение Ньютона о теории Фатио, он в итоге стал относиться к ней так же скептически, как и другие современники.

### Дальнейшее развитие теории

Прохладная реакция на его работу не подорвала веру Фатио в свою теорию гравитации. По его мнению, теория была так же бесспорна и так же хорошо обоснована, как ньютоновский закон тяготения, естественным дополнением к которому она являлась. Он рассматривал работу Ньютона как существенно неполную без его собственного физического объяснения ньютоновского математического принципа гравитации.

В продолжение своей жизни Фатио возвращался к своей теории несколько раз. В 1696 году, во время пребывания в Оксфорде в роли частного учителя молодого аристократа, он написал манускрипт, озаглавленный «О причине гравитации». На сорока страницах он изложил и расширил свою теорию, не изменив ничего в физических предпосылках. Добавления касались структуры атомов, требуемой пропорциональностью гравитации и массы и свободным прохождением света через стекло и кристаллы во всех направлениях; давления, осуществляемого притягивающими частицами на твердую плоскость; и, самое важное, концепции бесконечности, применяемой к скорости и разреженности жидкости [54].

В 1700 году во время пребывания в Женеве Фатио вступил в переписку с Якобом Бернулли. Последний, вероятно, рассматривал лю-

бого врага своего брата как подходящего союзника. Когда в переписке вдруг появилась теория Фатио, Якоб, заинтригованный намеками Фатио, умолял его прислать полное описание: «Я умираю от нетерпения увидеть вашу теорию гравитации». В конце концов Фатио отправил полный текст. Из последующей переписки ясно, что теория вызвала у Бернулли некоторые затруднения. В итоге Бернулли оценил эссе как солидное доказательство талантов Фатио и больше к этой теме не возвращался. После возвращения Фатио в Англию переписка, похоже, прекратилась [55].

В 1706 году Фатио добавил в манускрипт несколько новых параграфов. Заигрывания с религиозной ересью не остановили его амбиций в натуральной философии. После миссионерских странствий по Европе, закончившихся в 1712 году, он возобновил свои математические и философские изыски. В 1716 году он покинул Лондон и осел в Мэддерфилде. Свои исследования он сконцентрировал теперь на алхимии, каббале и теологических размышлениях. В 1728 году он написал некролог на смерть Исаака Ньютона. Последующие попытки восстановить свою репутацию в научных кругах были малоуспешны. В том же 1728 году он принял участие в конкурсе по физическому объяснению небесного тяготения, объявленном Парижской академией. Работа Фатио, представленная в виде поэмы на латинском в стиле Лукреция, не привлекла внимания жюри. Конкурс выиграла теория, основанная на картезианских вихрях. Адаптированную поэму, посланную в Королевское общество в 1730 году, постигла та же участь. Попытка найти читателей для его теории по подписке также провалилась [56].

Между тем, копия его рукописи попала в руки женеvского профессора Габриеля Крамера. В 1731 году Крамер опубликовал диссертацию, содержащую 37 тезисов по гравитации, которую должен был защищать его ученик Жалабер. Из 37 тезисов в последних восьми излагалась вкратце теория Фатио, но без упоминания его имени. Именно Крамер привлек в 1749 году внимание Лесажа к теории Фатио [57].

Последняя возможность вернуться к своей теории гравитации представилась Фатио в 1742 году. Он снова отшлифовал прежние аргументы, не добавив ничего существенно нового. Если он и задумывал публикацию под все тем же названием «Трактат о причине тяготения», этим планам помешал апоплексический удар, вызвавший паралич. Основное сочинение Фатио так и не материализовалось. Когда Фатио умер в 1753 году, его теория, казалось, исчезла вместе с автором. Но в это время Лесаж уже работал над ее оживлением [58].

## Заключение

Идеи Фатио о причине гравитации упали на бесплодную почву. С течением времени философы все больше и больше разделялись на два фанатичных лагеря. Те, кто продолжал настаивать на механических объяснениях, заполняли вселенную веществом с вихревым движением; те, кто присягал пустоте, прибегали к «активным принципам». Теория гравитации Фатио не привлекала ни одну из групп. В восемнадцатом веке те, кто признал ньютоновское всемирное тяготение, приняли его как непреложный принцип, причина которого непостижима. Прижатые к стенке, они намекали либо на неотъемлемое, хотя и не основное, свойство, дарованное веществу богом, либо на прямое и постоянное проявление божьей воли. Даже французы и немцы в конце концов приняли эту точку зрения [59].

Похоже, что едва ли теория Фатио, будучи опубликованной, что-либо могла изменить. Возможно, философы были бы более осторожно в отбрасывании всех механических объяснений всемирного тяготения. Три аргумента превалировали при общих отказах от таких объяснений. Жидкость, не оказывающая сопротивления движению тел, не может сильно действовать на эти тела; гравитация, будучи пропорциональна массе, должна просачиваться сквозь внутреннюю субстанцию тел; сила не зависит от скорости притягиваемых тел. Как мы видели, теория Фатио была неуязвима для всех этих возражений [60].

Но кажется вероятным, что подобные возражения можно рассматривать скорее как симптом, чем как причину неудовлетворенности механическими теориями. Прежнее предпочтение механическому объяснению рассматривалось теперь остальными как предрассудок. Было заявлено: имея в виду факт, что мы ничего не знаем о сущности материи, как можем мы решить, что притяжение (в физическом смысле) менее постижимо, чем столкновение. Словами Мопертюи, защищавшего подход Ньютона в Парижской академии в 1732 году: «Что труднее для бога – заставить два удаленных тела стремиться или двигаться друг к другу или, чтобы двигать тело, ждать, пока его подтолкнет другое тело?» [61].

Философы добавляли: имея в виду наше невежество, лучше всего прислушаться к ньютоновскому кредо «Гипотез не измышляю». Ибо без каких-либо эмпирических подсказок бесполезно объяснять причину гравитации. Эта глубокая пронципательность нашла свое наиболее рельефное выражение в словах Вольтера: *«Те философы, что создают системы скрытого устройства вселенной, похожи на наших путешественников, посетивших Константинополь и толкующих о серале: они видели его лишь снаружи, а претендуют на то, что знают, что делает султан со своими фаворитками»* [62].



## ЛИТЕРАТУРА

- [1] F. van Lunteren, Framing hypotheses: Conceptions of gravity in the 18th and 19th centuries (unpublished dissertation: Utrecht, 1991) 22–23; I.B. Cohen (ed.), Isaac Newton's *Philosophiae naturalis principia mathematica* (Cambridge, 1972) 298.
- [2] Van Lunteren, Framing hypotheses, 23–24, 28–29, 44, 46, 50–51, 60.
- [3] F. Manuel, A portrait of Isaac Newton (Cambridge, Mass., 1968) 191–212; R. Westfall, *Never at rest: a biography of Isaac Newton* (Cambridge, 1980) 493–497, 516–517, 528–533, 538–539.
- [4] A.R. Hall, *Philosophers at war: the quarrel between Newton and Leibniz* (Cambridge, 1980).
- [5] B. Gagnebin, 'De la cause de la pesanteur: Mémoire de Nicolas Fatio de Duillier', *Notes and Records of the Royal Society of London* 6 (1949) 106–107; C.A. Domson, *Nicolas Fatio de Duillier and the prophets of London* (New York, 1981) 4–11; Zehe, *Die Gravitationstheorie*, 4–15.
- [6] *Ibid.*, 15–19.
- [7] *Ibid.*, 19–25.
- [8] Westfall, *Never at rest*, 493–495.
- [9] Gagnebin, 'De la cause de la pesanteur', 115–116; Westfall, *Never at rest*, 496.
- [10] Zehe, *Die Gravitationstheorie*, 25–27.
- [11] *Ibid.*, 27, 30–32.
- [12] Domson, *Nicolas Fatio de Duillier*, 37, 42–43, 48–52, 55–66.
- [13] Westfall, *Never at rest*, 531–533, 538–539.
- [14] Domson, *Nicolas Fatio de Duillier*, 41; Zehe, *Die Gravitationstheorie*, 34.
- [15] *Ibid.*, 35.
- [16] Hall, *Philosophers at war*, 104–109, 118–121; Zehe, *Die Gravitationstheorie*, 35–40.
- [17] Manuel, *A portrait of Isaac Newton*, 205–206; D. Gijtsen, *The Newton handbook* (London & New York, 1986) 198; Westfall, *Never at rest*, 654.
- [18] Domson, *Nicolas Fatio de Duillier*, 83–92; Zehe, *Die Gravitationstheorie*, 43–46; For Newton's mixed attitude towards the Camisards, see M. Jacob, 'Newton and the French Prophets', *History of science* 16 (1978) 134–142, and Westfall, *Never at rest*, 654–655.

- [19] Van Lunteren, Framing hypotheses, 6–9.
- [20] *Ibid.*, 9; R. Descartes, *Principia Philosophiae* [1644], in Descartes, *Œuvres* (13 vols., Paris, 1964–74<sup>2</sup>) IX, 210–215.
- [21] Van Lunteren, Framing hypotheses, 18–19, 39–40.
- [22] *Ibid.*, 17.
- [23] H. Zehe, *Die Gravitationstheorie*, 88–95.
- [24] *Ibid.*, 71–83; Van Lunteren, Framing hypotheses, 17–18; *Œuvres Complètes de Christiaan Huygens*, 23 vols. (The Hague, 188–1950) vol. XIX, 628–639.
- [25] H. Zehe, *Die Gravitationstheorie*, 96–100.
- [26] *Ibid.*, 102–113.
- [27] *Ibid.*, 114–117.
- [28] *Ibid.*, 117–121.
- [29] Van Lunteren, Framing hypotheses, 44; *Œuvres Complètes de Christiaan Huygens*, XXI, 472.
- [30] *Ibid.*, 471.
- [31] *Ibid.*, 473.
- [32] *Œuvres Complètes de Christiaan Huygens*, IX, 538.
- [33] Fatio to Huygens, March 6, 1690 in: *Œuvres Complètes de Christiaan Huygens*, IX, 384; Zehe, *Die Gravitationstheorie*, 130.
- [34] *Œuvres Complètes de Christiaan Huygens*, IX, 384–386; Zehe, *Die Gravitationstheorie*, 134–138.
- [35] *Œuvres Complètes de Christiaan Huygens*, IX, 387; Zehe, *Die Gravitationstheorie*, 140–142, 147, 154.
- [36] Gagnebin, ‘De la cause de la pesanteur’, 115–116, 129–134.
- [37] Zehe, *Die Gravitationstheorie*, 249–250.
- [38] R. Hooke quoted in G.E. Christianson, *In the presence of the Creator: Isaac Newton & his times* (New York & London, 1984) 345.
- [39] D. Gregory quoted in I. Newton, *The Correspondence* (Cambridge, 1959–1977) 7 vols., vol. III, 191.
- [40] Huygens to Fatio, March 21, 1690 & Fatio to Huygens April 21, 1690, in: *Œuvres Complètes de Christiaan Huygens*, IX, 391–393, 407–412.

- [41] Ibid., 412, *Œuvres Complètes de Christiaan Huygens*, vol. X, 354, 613.
- [42] Van Lunteren, *Framing hypotheses*, 19–20, 42–43.
- [43] Zehe, *Die Gravitationstheorie*, 174.
- [44] Newton, *The Correspondence*, III, 69–70.
- [45] I.B. Cohen, *Introduction to Newton's 'Principia'* (Cambridge, 1971) 162, 177–179.
- [46] Ibid., 177–179.
- [47] Ibid., 180.
- [48] Newton in A.R. Hall & M. Boas Hall (ed.) *The unpublished scientific papers of Isaac Newton* (Cambridge, 1962) 315.
- [49] Newton, *The Correspondence*, III, 70.
- [50] W.G. Hiscock, *David Gregory, Isaac Newton and their circle: Extracts from David Gregory's Memoranda 1677–1708* (Oxford, 1937) 29–30.
- [51] Newton, *The Correspondence*, III, 191.
- [52] I. Newton, *Mathematical principles of natural philosophy* (Berkeley, 1962) 546.
- [53] I. Newton, *Opticks* (New York, 1952) *Queries* 17–24.
- [54] Gagnebin, 'De la cause de la pesanteur', 119; Zehe, *Die Gravitationstheorie*, 34–35.
- [55] Ibid., 177–180.
- [56] Ibid., 47–48.
- [57] Ibid., 279–280.
- [58] Ibid., 49–50.
- [59] Van Lunteren, *Framing hypotheses*, 84–90.
- [60] Ibid., 71, 86–87, 90.
- [61] P.L.M. de Maupertuis, *Œuvres* (Lyon, 1756) I, 93–94.
- [62] Voltaire, *Elémens de Philosophie de Newton* (Neuchatel, 1773) 390–391.

# ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ ЛЕСАЖА: ЕЕ ВОЗРОЖДЕНИЕ КЕЛЬВИНОМ И НЕКОТОРЫЕ ПОЗДНЕЙШИЕ РАЗРАБОТКИ<sup>1</sup>

Мэтью Р. Эдвардс

*Научно-информационный центр Герништейна, Торонтский университет,  
Торонто, Онтарио, Канада, M5S 3K3,  
E-mail: matt.edwards@utoronto.ca*

## Введение

Одной из старейших механических теорий гравитации, о которой мы знаем, является теория Жоржа-Луи Лесажа, предложенная им в середине восемнадцатого столетия. Зенита популярности теория Лесажа достигла в конце девятнадцатого века, когда Кельвином было показано, что она совместима с только что открытой тогда кинетической теорией газов. В ряду механических теорий гравитации тех дней она стояла особняком, поскольку точно воспроизводила закон Ньютона. К концу века, однако, теория была полностью скомпрометирована, в особенности Максвеллом, и сегодня обычно рассматривается как представляющая лишь исторический интерес. Фейнман, например, рассматривает ее как вид примитивного переходного этапа ранней эволюции физики (Feynman et al., 1963).

В этой статье я коротко рассматриваю некоторые позднейшие попытки возрождения теории Лесажа, начиная с версии Кельвина. Подспудной целью является выяснение того, бесспорны ли причины ее отрицания современными физиками.

## Ранняя история теории Лесажа

Детали ранней истории теории Лесажа можно найти в собственной работе Лесажа «Lucrèce Newtonien» (Le Sage, 1784), работе Кельвина (Kelvin, 1873) и многочисленных более поздних статьях (Taylor, 1877; Darwin, 1905; Aronson, 1964; Roseveare, 1982; Van Lunteren, 1991). Последующее изложение в первую очередь соответствует работе Аронсона (1964).

---

<sup>1</sup> Сокращенный перевод статьи: M. Edwards, in the book "Pushing Gravity", ed. M. Edwards, Apeiron, Montreal, 2002.

Лесаж полагал, что гравитация вызывается тем, что обычное вещество подвергается бомбардировке так называемыми «запредельными» частицами, которые образуются в глубинах космоса. По его мнению, эти корпускулы так малы, а структура обычного вещества столь пориста, что подавляющее большинство частиц, подобно нейтрину в современной физике, не задерживаясь проходит даже сквозь такие массивные тела, как Земля. Лесаж предположил, что размеры корпускул ничтожны по отношению к расстоянию между ними; что их движение прямолинейно; что они редко или совсем не взаимодействуют; что их движение можно рассматривать как движение одинаково плотных потоков во всех направлениях; и что их скорость исключительно высока. Из последнего постулата вытекало, что сопротивление моря корпускул телу из-за трения во время движения сквозь него будет неощутимо мало по сравнению с притягивающей силой. Для того чтобы гравитационная сила была пропорциональна именно массе тела, а не его поперечному сечению, Лесаж распространил постулат о высокой пористости и на базовые частицы обычного вещества. В одной из своих записок он приписал им решетчатую структуру, в которой диаметры «прутков» малы относительно размеров «ячеек». Отдельно взятое тело в этой среде будет обстреливаться равномерно со всех направлений, и потому не будет испытывать действия никакой силы. В случае двух или более тел, однако, взаимное затенение корпускул даст в результате кажущуюся силу притяжения между двумя телами.

Критическая особенность модели, осознававшаяся самим Лесажем и приведшая в дальнейшем к большим трудностям, связана с природой соударений между корпускулами и частицами обычного вещества. Соударения не могут быть полностью упругими, ибо в таком случае эффект затенения точно компенсируется корпускулами, разлетающимися от затеняющей массы и ударяющими затененную массу. Поэтому Лесаж предположил, что корпускулы либо отлетают прочь с меньшей скоростью, либо ударяются о прутки решетчатых единиц вещества.

С этими постулатами Лесаж смог показать, что его механизм воспроизводит ньютоновский закон гравитации (см. статью Эванса в данном сборнике). Современники восприняли идеи Лесажа не очень хорошо. Но Лесаж, невзирая на критику, провел значительную часть своей жизни, вырабатывая гносеологические аргументы в защиту своей теории. Согласно Лаудану (1981), усилия Лесажа по внедрению «метода гипотез», который сейчас общепринят, оказались гораздо большим вкладом в науку, чем сама его теория.

## Возрождение теории Кельвином

После Лесажа, его теорию постигла стандартная для этого подхода судьба – полное забвение с редкими попытками ее представления в разных формах. Поскольку между этими попытками были длинные интервалы времени, им очень часто не хватало исторического контекста. Так продолжается и по сей день. О связях теорий многих последователей Лесажа восемнадцатого и девятнадцатого столетий детально рассказано Ван Лионтереном (1991).

Исключением из этого забвения был всплеск интереса в 1870-х годах, когда Кельвин обновил работу, показав тесную аналогию этой теории с кинетической теорией газов (Кельвин, 1873). Браш (1976) считает, что теории Лесажа и Хартли концептуально проложили дорогу к кинетической теории. Все постулаты, введенные Лесажем и касающиеся гравитационных корпускул (прямолинейное движение, редкое взаимодействие и т.д.), можно объединить одним замечанием – они ведут себя как газ. Кельвин сформулировал это так: «... поскольку закон обратного квадрата расстояния для любого как угодно большого расстояния совершенно очевидно вытекает из предположений Лесажа, если гравитирующие корпускулы ничтожно малы и потому не способны соударяться друг с другом, он может быть распространен на какие угодно большие расстояния приданием корпускулам достаточно малых размеров относительно среднего расстояния каждой от ее ближайшей соседки. Закон масс может быть распространен на такие большие массы, как те, для которых его подтверждают наблюдения (например, массу Юпитера), путем выбора достаточно малыми диаметров прутков у предполагаемых атомов-решеток, составляющих тяжелые тела. Так, например, ничто не мешает нам предположить, что не более чем одна прямая линия из миллиона, проведенных случайно в сторону Юпитера и проходящих сквозь него, коснется одного из прутков. Наконец, как доказывает Лесаж, сопротивление его гравитирующей жидкости движению планеты сквозь нее пропорционально произведению скорости планеты на среднюю скорость гравитирующих корпускул; и, следовательно, делая скорости корпускул достаточно большими и придавая им приемлемо малые массы, получим, что они могут производить фактические гравитационные силы при величине сопротивления не большей, чем, по наблюдениям, испытывает планета.»

В этом пассаже Кельвин затрагивает три потенциально проблематичных вопроса теории Лесажа. Радиус действия гравитационной силы пропорционален среднему свободному пробегу лесежеских корпускул, который, в свою очередь, зависит от их диаметров и численной плотности. В то время как Кельвин утверждает здесь только, что этот радиус может превысить предел наблюдений, если вообра-

зить корпускулы достаточно малыми, Престон впоследствии понимал этот аспект теории как один из самых привлекательных. Престон утверждал, что конечность радиуса действия гравитации – ключевой момент для представления о гравитационно стабильной вселенной.

В этом же отрывке Кельвин отмечает, что потенциально наблюдаемые отклонения от закона Ньютона из-за «самозатенения» корпускул в больших планетах, например, могут быть сведены к минимуму посредством доведения их пористости до сколь угодно больших пропорций, при условии, что прутки решеток лесажевых атомов достаточно малы. Это аспект модели Лесажа был оценен также такими учеными, как Максвелл (1875) и Пуанкаре (1918), которые учитывали его в своих вычислениях. Кельвин также принял объяснение Лесажем пренебрежимо малого сопротивления, испытываемого телами при движении сквозь корпускулярную среду. Скорости корпускул должны быть взяты такими большими, чтобы отношение скорости тела к усредненной скорости корпускул стремилось к нулю, что вело бы к ограничению расчетной силы сопротивления (см. также Дарвин, 1905). Я поясню ниже, что этот безобидный на вид подход мог фактически затормозить развитие теории.

Кельвин внес большой вклад в обсуждение трудной проблемы природы соударений между корпускулами Лесажа и обычными телами. В то время как Лесаж считал, что эти соударения могут быть полностью или частично неупругими, чтобы избежать вышеупомянутых трудностей с разлетающимися корпускулами, Кельвин полагал, что упругие соударения могли бы происходить, если бы, следуя представлениям Клаузиуса о вибрационной и вращательной энергиях молекул газа, поступательная энергия лесажевских корпускул после соударения полностью передавалась этим другим модам. Таким путем полная энергия системы была бы сохранена. Теорию Лесажа критиковали за требование бесконечного расхода энергии извне. Более того, энергия поступательного движения корпускул может быть восстановлена при последующих столкновениях между ними, ибо Клаузиус показал, что поступательная компонента кинетической энергии в газе остается в постоянном отношении к полной кинетической энергии. А значит, необязательна «гравитационная смерть» вселенной из-за растущих потерь поступательной кинетической энергии корпускул<sup>2</sup>.

Вот тут историческая картина становится более сложной. Оценка Максвеллом теории Кельвина-Лесажа стала, согласно Аронсону, по-

---

<sup>2</sup> Кельвин и Аронсон упоминали Лесажа как предсказателя гравитационного коллапса вселенной по тем же самым причинам. Но для Лесажа конечное существование вселенной диктовалось другими факторами, специфичными для его собственной модели (Джеймс Эванс – личное сообщение).

воротной точкой, ведущей в конечном счете к крушению теории. Критика Максвелла появилась в девятом издании «Encyclopaedia Britannica» в статье «Атом» в 1875 году. Четко изложив рассматриваемую теорию и отметив ее потенциальные перспективы, Максвелл забраковал ее с точки зрения термодинамики, констатируя, что температура тел должна стремиться к такому значению, при котором средняя кинетическая энергия молекул тела равнялась бы средней кинетической энергии запредельных корпускул. Максвелл предположил, что последняя величина гораздо больше, чем первая, и потому заключил, что обычное вещество под бомбардировкой Лесажа было бы раскалено за несколько секунд. В поддержку этого суждения он затем привел следующее доказательство: «Предположим, что существует плоская поверхность, которая останавливает все корпускулы. Давление на эту поверхность будет равно  $p = NMu^2$ , где  $M$  – масса корпускул,  $N$  – их количество в единице объема,  $u$  – их скорость, нормальная к плоскости. Мы знаем, что наибольшее давление, существующее во вселенной, должно быть значительно меньше, чем давление  $p$ , которое действует на тело, останавливающее все корпускулы. Мы также вполне уверены, что  $N$ , число корпускул, которые находятся в любое время в единице объема, мало по сравнению с числом  $N$  для молекул обычного тела. Значит,  $Mu^2$  должно быть огромным по сравнению с соответствующей величиной для обычных тел, из чего следует, что удары корпускул нагревали бы все тела до огромной температуры.»

Престон (1877) подверг сомнению утверждение Максвелла, что величина  $N$  для корпускул много меньше, чем  $N$  для обычных тел. Престон утверждал, что, напротив, величина  $N$  для корпускул может быть принята сколь угодно большой, если величину  $M$  соответственно уменьшать. Таким путем давление Лесажа можно поддерживать, несмотря на низкую кинетическую энергию отдельных корпускул. Неизвестно, что думал Максвелл об этом опровержении; он умер в 1879 году, через два года после появления статьи Престона. Однако некоторые авторы, например Аронсон, считают, что по этой теме последнее слово осталось за Максвеллом.

Необычным оказалось то, что теорию Кельвина оставил сам Кельвин. Стоит подчеркнуть, что у Кельвина были большие замыслы по отношению к этой теории. По его мнению, теория Лесажа дополняла его динамическую схему, основанную на вихревых атомах, которую он хотел распространить для объяснения всех физических явлений. Когда в силу различных причин он был вынужден отказаться от своей динамической схемы в пользу абсолютно упругого эфира, теория Лесажа была также заброшена. В 1881 году его оценка теории Лесажа была удручающей: «Теория Лесажа может легко объяснить гравитацию и её связь с инерцией масс по вихревой теории, но это не так



для существенной анизотропии кристаллов и кажущейся совершенной изотропии гравитации. Каких-либо указаний к той дороге, которая могла бы привести к преодолению этих трудностей или их обходу, так и не было найдено, и трудно представить, что они найдутся».

Постскрипtum к теории Кельвина-Лесажа опубликовал Дарвин (1905), который провел аналогию между механизмом Лесажа и новым явлением, открытым Пойнтингом, в котором две излучающие сферы отталкивают друг друга. В своей работе Дарвин рассчитал гравитационную силу между двумя телами на очень малом расстоянии, чтобы определить, приводят ли геометрические эффекты к отклонению от закона Ньютона. Он сделал заключение, что закон Ньютона выполняется только в случае абсолютно неупругих столкновений или в случае, когда действует механизм компенсации Кельвина и вся поступательная кинетическая энергия отдается корпускулами после столкновения с телами.

Из этого короткого обзора очевидно, что несколько взаимосвязанных проблем срывали развитие теории Лесажа, проблем, которые с тех пор досаждают моделям типа Лесажа. Они связаны с термодинамическим вопросом и возможностью торможения трением и эффекта гравитационной абберации. Сложности, возникающие из-за этих проблем, проиллюстрированы в анализе Пуанкаре (1918), который заключил, что корпускулы Лесажа должны двигаться с такими высокими скоростями, примерно в  $10^{24}$  раз больше  $c$ , что Земля будет раскалена за несколько секунд. Как и другие критики теории Лесажа, Пуанкаре не рассматривал модификаций, которые ввели Кельвин и Престон.

Имеются и другие тревожащие особенности пересмотренной теории Кельвина. Если, как вычислил Дарвин, вся поступательная кинетическая энергия должна быть превращена в другие моды после соударения, то результатом наверняка будет растущее накопление корпускул Лесажа вблизи от масс. Во-вторых, решение, выбранное и Лесажем и Кельвином по проблеме сопротивления – обращение к произвольно высоким скоростям корпускул – полностью разъединяет теорию со СТО и ОТО, в которых предельность величины  $c$  является всеобъемлющей. Было бы более приемлемым, если бы корпускулы Лесажа имели такую среднюю скорость. Получалось, что модификация Кельвина отделяла гравитационную силу от других сил. Корпускулы Лесажа действовали внутри собственной сферы, так что великая схема Кельвина по объединению сил природы не могла быть реализована.

Совместное влияние многих отрицательных оценок, возможно в совокупности с общим отказом от механических теорий эфира, привело к прогрессирующей потере интереса к теории Лесажа-Кельвина. Тем не менее, теория Лесажа не остается без последователей даже в

конец девятнадцатого столетия и позднее. Статус теории Лесажа на то время был подытожен Ван Люнтереном (1991, стр. 276) так: «Несмотря на удар, который теории Лесажа нанес Максвелл, споры вокруг этой модели продолжались и после конца столетия. Большая часть замечаний содержала критику, но сам факт того, что так много известных физиков сочли нужным критиковать теорию, свидетельствует о ее известности. Теория Лесажа была, несомненно, самым заметным объяснением тяготения. Для многих критиков теория воплощала в себе само понятие динамической теории гравитации. Опровержение теории рассматривалось иногда как доказательство необъяснимости гравитации. Более всего она напоминала о начальном материализме древних атомистов.»

### **Теория Лесажа в двадцатом столетии**

В двадцатом веке теорию Лесажа полностью заслонила общая теория относительности Эйнштейна. Тем не менее, как и в предшествующем столетии, отдельные усилия по развитию теории предпринимались. Общей черта таких теорий двадцатого века – это то, что основные препятствия, с которыми столкнулся Кельвин в свое время, и сейчас все еще требуют разрешения.

Вскоре после Кельвина многие авторы, включая Лоренца (1900) и Браша (1911), попытались заменить корпускулы Лесажа электромагнитными волнами. Многие из недавних попыток делались в том же духе. Самая ранняя из подобных теорий принадлежит Лоренцу (1900). Предположив, что пространство заполнено излучением очень высокой частоты, Лоренц показал, что сила притяжения между заряженными частицами (которые можно принять за элементарные субчастицы вещества) несомненно возникает, но только если падающая энергия полностью поглощается. Такое положение лишь усугубило предыдущие трудности, отмеченные в собственной теории Лесажа, и отбило охоту к дальнейшим исследованиям в этом направлении. В основном именно эта проблема постоянно мешала успеху всех последующих моделей лесажевского типа.

Одна возможная трудность электромагнитных лесажевских моделей связана с проблемой гравитационной абберации. Как указывал сначала Лаплас, а потом и многие другие, оказывается, что гравитационная сила должна распространяться со скоростью много больше  $c$ , чтобы предотвратить появление лишних сил, о существовании которых ничего не известно. В то же время некоторые авторы (Пуанкаре, 1906 (цитированный Розевером, 1982); Яккола, 1996) высказывали мнение, что такие силы в галактике и солнечной системе могут ком-

пенсироваться некими другими силами, и в таком случае абберационные эффекты не возникали бы.

### Теория Майораны

В двадцатом веке теория Лесажа необычным образом переплелась с альтернативной теорией гравитации, также использовавшей эффекты экранирования, предложенной Квирино Майораной (1920). Детальная история теории Майораны описана в статье Мартинса, поэтому здесь она затронута вкратце. Майорана исходил из того, что материальный экран, помещенный между двумя телами, уменьшил бы силу притяжения между ними из-за гравитационного поглощения экраном. Это можно было бы легко представить, если бы гравитационные силы вызывались «неким энергетическим потоком, постоянно истекающим из тяготеющего вещества». Ситуация была бы аналогична поглощению света при прохождении через полупрозрачную среду. Его точка зрения сильно отличалась от представлений Лесажа тем, что источником гравитационного потока служило само вещество, а не отдаленные области космоса. Осложнение в теории Майораны состояло в том, что тела должны были постоянно терять энергию в результате гравитационной эмиссии. В известной серии экспериментов Майораны получил подтверждение экранирования гравитации той же величины, которая якобы следовала и из астрофизических данных (но ни один независимый эксперимент или наблюдение не подтвердили справедливость его выводов об экранировании гравитации – Ред.). Майорана был знаком с теорией Лесажа, и в одном из экспериментов даже пытался определить, какая из теорий правильна – его или Лесажа. Явление, обнаруженное Майораной, вначале возбудило заметный интерес, особенно у Майкельсона. Но после публикации статьи астронома Рассела (1921) Майкельсон явно потерял интерес, а работа Майораны не получила признания у физиков. Рассел первым делом доказал, что большие отклонения от законов Кеплера не будут иметь места в теории Майораны, если инертные массы тел остаются все время пропорциональными гравитационным массам. Далее он показал, что даже при гарантии такой пропорциональности возникает главная проблема, связанная с приливами. В частности, солнечные приливы получаются в 370 раз больше на стороне Земли, повернутой от Солнца, чем на той, что обращена к Солнцу. На эту критику возражали Радзиевский и Кагальникова (1960) и Шнейдеров (1961б). Детали анализа Рассела сложны и никогда полностью не признавались Майораной, который считал, что вопрос о приливных силах и измерениях нуждается в пристальном рассмотрении.

Со времени экспериментов Майораны предпринимались попытки лабораторных исследований, чтобы повторить его результаты (Джиллис, 1997; Уникришнан и Джиллис, перевод помещен в этом сборнике). Эти опыты не подтвердили наличия эффекта Майораны. Следует заметить, что никто не применял майорановскую технику измерений с весами с пучком света и быстрым измерением, когда экранирующая масса ставится, а затем убирается. Вместо этого в опытах последнего времени часто применяются очень чувствительные крутильные весы, содержащие множество электрических компонентов. Применимость крутильных весов для выявления исключительно тонких отклонений от нормы обсуждалась Спиком и Квинном (1988). По их мнению, главная трудность с этими весами в том, что из-за присущей им слабости нити должны использоваться столь малые грузы, что негравитационные шумы, в основном сейсмического или температурного происхождения, могут маскировать незначительные отклонения.

Экспериментальная установка, которая подходит для повторения опыта Майораны – это цюрихская установка для измерения  $G$  (см. Уникришнан и Джиллис, 2000). В цюрихском эксперименте используются большие экранирующие массы таким образом, который сильно напоминает эксперимент Майораны. Хотя данные цюрихского эксперимента не подтверждают результатов Майораны (Уникришнан и Джиллис, 2000), точное повторение экспериментов Майораны было бы крайне желательно.

Недавно теории Лесажа и Майораны получили поддержку совсем с другой стороны. Долгое время загадочным аспектом гравитации была неспособность исследователей точно измерить величину постоянной тяготения  $G$ . Эта трудность продолжала мотивировать усилия в этой области, такие как упоминавшийся цюрихский эксперимент. В детальном исследовании Дедов и др. (1999) рассматривают эффекты действия Земли как экрана в подобных экспериментах согласно теориям Лесажа и Майораны. Авторы заключают, что экранирующий эффект Земли, величина которого зависит от специфики конкретного эксперимента, мог бы объяснить наблюдаемые вариации измеренных величин  $G$ .

Несколько десятилетий назад всплеск интереса к работе Майораны был вызван предположением, что экранирование гравитации можно ассоциировать с так называемой «пятой силой» (Фишбах и др., 1988). Недавно всплеск интереса возникал снова, после экспериментов по вращению полупроводников, как будто указывавших на некий тип поглощения гравитации (см. статью Уникришнана и Джиллиса в этом сборнике).

## Эксперименты во время затмений

Возможное поглощение гравитации исследовалось во время солнечных и лунных затмений, публиковались результаты и за и против наличия поглощения (Джиллис, 1997; Мартинс, 1999). Из этих исследований, однако, не совсем ясно, связаны ли предсказанные эффекты с теорией Лесажа. Например, в случае работы гравиметра в полосе полного солнечного затмения необходимо вычислять отдельно эффекты ослабления для четырех тел – Земли, Солнца, Луны и гравиметра. На практике подобные вычисления на основе теории Лесажа проводить исключительно трудно, и это еще предстоит сделать.

Возможно, что механизм лесажевского типа мог бы быть учтен, хотя бы качественно, для объяснения эффектов, полученных во время солнечного затмения в Китае (Вонг и др., 2000; но см. возражения – Уникришнан и др., 2001; Уникришнан и Джиллис в этом сборнике). Используя пружинный гравиметр во время солнечного затмения 9 марта 1997 года, Вонг и др. наблюдали уменьшение силы тяжести на 7 мкгл дважды. непосредственно перед началом затмения и сразу после затмения. Однако во время полной фазы затмения эффекта не было.

На первый взгляд этот результат противоречит тому, что следует из теории Лесажа. Исходя из положения Земли, по теории Лесажа Луна и Солнце непосредственно до и после затмения экранируют большую долю общего фонового потока лесажевских частиц (или волн), чем во время затмения. Это происходит, потому что поток, проходящий сквозь Луну во время затмения, уже ослаблен прохождением сквозь Солнце. Две тени в этот момент частично «нейтрализуют» друг друга, приводя к увеличению потока, падающего на Землю, по сравнению с ситуацией непосредственно до и после затмения. Таким образом, по теории Лесажа мы можем ожидать увеличения силы тяжести на поверхности Земли во время затмения.

Отметим, что во время затмения только малая область Земли вдоль полосы полного затмения находится под воздействием конуса тени затмения. Только в этой области поток лесажевских частиц или волн со стороны Луны увеличивается. Это позволяет по-разному интерпретировать показания гравиметра (предложено Роберто де Андраде Мартинсом в личном сообщении). Рассмотрим ситуацию непосредственно перед тем, как гравиметр попадает в конус тени. В этот момент Земля в тени испытывает действие малой силы отталкивания со стороны системы Солнце-Луна. Земля получает небольшое ускорение, которое регистрируется как легкое уменьшение силы тяжести на поверхности ближайшим гравиметром, еще не попавшим в тень. Когда тень накрывает и место измерения, гравиметр и земной блок под ним подвергаются действию одинакового возросшего потока. Поэтому относительное ускорение Земли и гравиметра не меняется, и в

этот момент аномалия отсутствует. Когда конус тени проходит другой своей стороной над местом измерения, лесажевский поток на этой стороне возрастает и гравиметр опять показывает слабое ускорение Земли. Это могло бы объяснить любопытный «до и после» эффект в китайском исследовании. В случаях, когда место наблюдения не попадает в полосу полного затмения, согласно этому механизму можно ожидать один наблюдаемый пик, соответствующий периоду, когда область полного затмения проходит наиболее близко к месту наблюдения. Именно о таком единственном пике уменьшения силы тяжести на 10–12 мкГл сообщили Мишра и Рао (1997) для солнечного затмения в Индии в 1995 году. В этом случае в месте наблюдения затмение составляло 80% от полной величины.

### Недавние теории лесажевского типа

Хотя теория Майораны более выразительна, чем теория Лесажа, во второй половине двадцатого столетия именно последняя возникала снова в нескольких новых формах. Неполный список этих новых моделей включает работы Радзиевского и Кагальниковой (1960), Шнейдерова (1943, 1961а), Буономано и Энгеля (1976), Якколы (1996) и Ван Фландерна (1999). Я ограничусь лишь кратким изложением теории Шнейдерова.

В своей претенциозной модели Шнейдеров (1943, 1961а) отметил, что Лесаж не принял во внимание нарастающий характер поглощения луча гравитонов, проходящего сквозь тело. Он назвал свою теорию, которая учитывала этот предполагаемый недостаток, «экспоненциальной теорией» гравитации. Подход Шнейдерова в кое-чем похож на подход Радзиевского и Кагальниковой (1960), но содержит несколько предположений, которые не очень хорошо объяснены. Шнейдерова больше интересовала разработка геологических следствий его теории, он пытался связать свою работу с внутренним нагревом планет и расширением Земли. В конце его статьи 1961-го года редактор итальянского журнала выказывал свой энтузиазм по поводу теории Шнейдерова, приглашая присылать доклады на конференцию, которая будет ей посвящена. Состоялась ли эта конференция, я выяснить не смог.

В другой работе, где он возражал против критики Расселлом теории Майораны, Шнейдеров (1961б) предлагал эксперимент по проверке теории Майораны и его собственной. Детали эксперимента описываются так: «Точные весы помещаются в вакуумную камеру. Легкая, откачанная и герметично запаянная сферическая оболочка подвешивается к одному рычагу весов. В центре сферической оболочки подвешивается легкий сосуд, в котором находится 50 г жидкой ртути.

На другой рычаг весов помещается противовес. Испаряющаяся ртуть равномерно заполняет оболочку. Вес оболочки, заполненной пятьюдесятью граммами паров ртути, должен быть больше, чем когда ртуть находится в жидком состоянии, и рычаг весов, поддерживающий сферу, должен поэтому пойти вниз, если экспоненциальная теория гравитации верна.»

По расчету Шнейдерова, отношение веса паров ртути к ее весу в жидком состоянии должно быть  $1 + 5,143 \times 10^{-11}$ .

Шнейдеров пытался также объяснить в своей модели электростатическую силу, действующую между зарядами (1961a). В отличие от основной части вещества, которое очень пористо для радионов (его термин для лесажевских частиц), электроны в его схеме перехватывают весь падающий поток радионов. По Шнейдерову, это объясняло бы огромное преобладание электростатической силы над гравитационной. Подобные аргументы Джонс (1987) и позже Байерс (1995) высказывали в поддержку лесажевского экранирования как источника сильной связи нуклонов.

## Гравитация Лесажа и ОТО

Очевидны некоторые связи между гравитацией Лесажа и ОТО. Вблизи большого тела, такого как Солнце, любой объект обязательно испытывает уменьшенное лесажевское давление со стороны тела. Если «система отсчета Лесажа» определена как такая, в которой скорости и численные плотности лесажевских корпускул или волн одни и те же во всех направлениях, тогда такая система в окрестности Солнца должна «падать» на него. Это наводит на мысль о возможности лесажевской формулировки ОТО, в которой изменение лесажевских давлений вблизи масс обеспечивает физическую основу для математически выведенных выражений, связанных с «кривизной пространства». Следует отметить, что Эйнштейн на начальном этапе рассматривал гравитационный эфир, который должен был фундаментально отличаться от электромагнитных эфиров Френеля и Лоренца, что нужно было для учета инерции и ускорения тел (см. Костро, 2001).

Имея в виду тесные связи между теориями Лесажа и Майораны, уместно в этом свете вспомнить комментарии Расселла к теории Майораны. Как отмечалось выше, Расселл опубликовал статью, где резко критиковал теорию Майораны. Однако Расселл не высказывал возмущения результатами эксперимента Майораны и в той же статье сделал интересное предположение: «Как относиться к долгой и тщательной серии экспериментов профессора Майораны? Если принять его результаты, то похоже нужно интерпретировать их как доказательство, что масса тела (его подвешенной свинцовой сферы) уменьшилась в

присутствии другой большой массы (ртутной оболочки); что эффект — это истинное изменение массы (поскольку нам известны лишь инертная и гравитационная массы); и что он зависит от близости большой массы, а не от экранирования земной гравитации. И хотя это кажется странным, но отнюдь не абсурдно. В самом деле, если явления гравитации и инерции можно объяснить, предполагая, что четырехмерный «мир» обладает определенными неевклидовыми свойствами, или «кривизной», и в присутствии вещества и в отдалении от него, то не будет большим сюрпризом, если кривизна, вызванная одной массой вещества, будет в какой-то степени меняться при наложении кривизны за счет другой массы, так что эффекты были бы не вполне аддитивны.» Ясно, что сверхмалый эффект, найденный Майораной, рассматривался Расселлом как возможное проявление тогда только что предложенной ОТО.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Aronson S., 1964. "The gravitational theory of Georges-Louis Le Sage", *The Natural Philosopher*, 3, 51.
- [2] Bondi H, 1991. "Gravitation", *Curr. Sci.* 63, 11–20.
- [3] Brush C.F., 1911. "A kinetic theory of gravitation", *Nature*, 86, 130–132. The same article also appeared in *Science*, 33, 381–386.
- [4] Brush S.G., 1976. "The kind of motion we call heat", *Studies in Statistical Mechanics*, Vol. 6, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, pt. 1, pp. 21–22, 48.
- [5] Buonomano V and Engel E., 1976. "Some speculations on a causal unification of relativity, gravitation, and quantum mechanics", *Int. J. Theor. Phys.* 15, 231–246.
- [6] Byers S.V., 1995. "Gravity, inertia and radiation" (website article, <http://home.netcom.com/~sbyers11/>).
- [7] Darwin G.H., 1905. "The analogy between Lesage's theory of gravitation and the repulsion of light", *Proc. Roy. Soc.* 76, 387–410.
- [8] Dedov V.P., et al., 1999. "Gravitational screening effect in experiments to determine G", *Meas. Tech.* 42, 930–941.
- [9] Feynman R.P., et al., 1963. *The Feynman Lectures on Physics*, Vol. 1, Addison-Wesley Publishing Co., Menlo Park, Ca., Sections 7–7.
- [10] Fischbach E. et al., 1988. "Possibility of shielding the fifth force", *Phys. Rev. Lett.* 60, 74.



- [11] Gillies G.T., 1997. "The Newtonian gravitational constant: recent measurements and related studies", *Rep. Prog. Phys.* 60, 151–225.
- [12] Jaakkola T., 1996. "Action-at-a-distance and local action in gravitation: discussion and possible solution of the dilemma", *Apeiron* 3, 61–75 (см. сокращенный перевод в этом сборнике).
- [13] Jones W.R., 1987. "How the ether replaces relativity", in *Progress in Space-Time Physics 1987* (J.P. Wesley, ed.), Benjamin Wesley, Blumberg, Germany, pp. 66–82.
- [14] Kelvin see Thomson, W.
- [15] Kostro L., 2001. *Einstein and the Ether*, Apeiron, Montreal.
- [16] Laudan L., 1981. *Science and Hypothesis*, Reidel, Dordrecht, pp. 118–123.
- [17] Le Sage G.-L., 1784 (for the year 1782), "Lucrèce Newtonien", *Memoires de l'Academie Royale des Sciences et Belles Lettres de Berlin*, 1–28.
- [18] Lorentz H.A., 1900. *Proc. Acad. Amsterdam*, ii, 559. A brief treatment in English appears in *Lectures on theoretical physics*, Vol. 1(1927), Mac-Millan and Co., Ltd., 151–155 (an edited volume of translations of a lecture series by Lorentz).
- [19] Majorana Q., (1920). "On gravitation. Theoretical and experimental researches", *Phil. Mag.* [ser. 6] 39, 488–504.
- [20] Martins de Andrade, R., 1999. "The search for gravitational absorption in the early 20th century", in: *The Expanding Worlds of General Relativity* (Einstein Studies, vol. 7) (eds., Goemmer, H., Renn, J., and Ritter, J.), Birkhauser, Boston, pp. 3–44.
- [21] Maxwell J.C., 1875. "Atom", *Encyclopedia Britannica*, Ninth Ed., pp. 38–47.
- [22] Mishra D.C. and Vyaghreswara Rao, M.B.S., 1997. "Temporal variation in gravity field during solar eclipse on 24 October 1995", *Curr. Sci.* 72, 782–783.
- [23] Poincaré H., 1906. "Sur le dynamique de l'électron", *Rend. Circ. mat Palermo* 21, 494–550.
- [24] Poincaré H., 1918. *Science and method*, Flammarion, Paris. An English translation was published as *Foundation of Science*, Science Press, New York, 1929.

- [25] Preston S.T., 1877. "On some dynamical conditions applicable to Le Sage's theory of gravitation", *Phil. Mag.*, fifth ser., vol. 4., 206–213 (pt. 1) and 364–375 (pt. 2).
- [26] Radzievskii V.V. and Kagalnikova I.I., 1960. "The nature of gravitation", *Vsesoyuz. Astronom.–Geodezich. Obsch. Byull.*, 26 (33), 3–14. A rough English translation appeared in a U.S. government technical report: FTD TT64 323; TT 64 11801 (1964), Foreign Tech. Div., Air Force Systems Command, Wright-Patterson AFB, Ohio (reprinted here).
- [27] Roseveare N.T., 1982. *Mercury's Perihelion from Le Verrier to Einstein*, Oxford University Press, Oxford.
- [28] Russell H.N., 1921. "On Majorana's theory of gravitation", *Astrophys. J.* 54, 334–346.
- [29] Shneiderov A.J., 1943. "The exponential law of gravitation and its effects on seismological and tectonic phenomena: a preliminary exposition", *Trans. Amer. Geophys. Union*, 61–88.
- [30] Shneiderov A.J., 1961a. "On the internal temperature of the earth", *Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata* 3, 137–159.
- [31] Shneiderov A.J., 1961b. "On a criticism of Majorana's theory of gravitation", *Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata* 3, 77–79
- [32] Speake C.C. and Quinn T.J., 1988. "Detectors of laboratory gravitation experiments and a new method of measuring  $G$ ", in *Gravitational Measurements, Fundamental Metrology and Constants*, (eds. V. De Sabbata and V.N. Melnikov), Kluwer, Dordrecht, pp. 443–57.
- [33] Taylor W.B., 1877. "Kinetic theories of gravitation", *Annual Report of the Board of Regents of the Smithsonian Society*, 205–282.
- [34] Thomson W. (Lord Kelvin), 1873. "On the ultramundane corpuscles of Le Sage", *Phil. Mag.*, 4th ser., 45, 321–332.
- [35] Thomson W. (Lord Kelvin), 1881. *Roy. Inst. Gr. Brit. Proc.* 9, 520–521.
- [36] Unnikrishnan C.S. and G. T. Gillies, 2000. "New limits on the gravitational Majorana screening from the Zürich  $G$  experiment", *Phys. Rev. D* 61, 101101(R).
- [37] Unnikrishnan C.S., Mohapatra A.K. and Gillies G.T., 2001. *Phys. Rev. D* 63, 062002.
- [38] Van Flandern T., 1999. *Dark Matter, Missing Planets and New Comets*, 2nd ed., North Atlantic Books, Berkeley, Chapters 2–4.

- [39] Van Lunteren F.H., 1991. Framing Hypotheses: Conceptions of Gravity in the 18th and 19th Centuries, PhD thesis (Rijksuniversiteit Utrecht).
- [40] Wang Q.-S. et al., 2000. "Precise measurement of gravity variations during a total solar eclipse", Phys. Rev. D 62, 041101(R).

# СИЛА, ТЕПЛОТА И ТОРМОЖЕНИЕ В ГРАВИТОННОЙ МОДЕЛИ\*

Виктор Дж. Слабински

*Обсерватория ВМФ, Вашингтон, DC 20392-5240, США*

Исходя из основной предпосылки, что гравитоны взаимодействуют с веществом, мы выводим точные формулы, связывающие три макроскопические физические величины (сила, теплота и торможение) с параметрами, описывающими свойства гравитонов. Классические возражения гравитонным моделям – сила не существует, если все гравитоны рассеиваются, и созданное тепло испаряло бы массы, если все гравитоны поглощаются. Выведенные формулы позволяют наложить ограничения на гравитонные параметры. Когда гравитоны частично поглощаются и частично рассеиваются, существуют значения параметров, находящиеся в согласии с наблюдаемой гравитационной постоянной, наблюдаемый малый избыток теплоты улетает от планет, а торможение столь мало, что необнаружимо.

## 1. Может ли рассеяние гравитонов производить гравитационную силу?

Рассмотрим пространство, заполненное гравитонами, которые движутся (для простоты анализа) все с одной и той же очень большой скоростью  $v_g$  по отношению к некой покоящейся системе отсчета. Пусть  $N$  – число гравитонов в единице объема пространства (вдали от материальных отклоняющих тел) в единичном телесном угле для их направлений полета. Мы полагаем, что  $N$  не зависит от направления падения. Обозначим соответственно  $A_{scat}$  и  $A_{abs}$  сечения рассеяния и поглощения гравитонов массивной частицей. Предположим, что сечения пропорциональны массе  $m$  отклоняющей или поглощающей частицы, так что

$$A_{scat} = K_{scat} m, \quad (1)$$

$$A_{abs} = K_{abs} m, \quad (2)$$

где  $K_{scat}$  и  $K_{abs}$  – коэффициенты пропорциональности.

\* Перевод статьи: V.J. Slabinski, in the book "Pushing Gravity", ed. M.R. Edwards, Arceiron, Montreal, 2002

Пусть  $m_g$  – масса отдельного гравитона. Рассмотрим поток гравитонов, который проходит через сечение взаимодействия ( $A_{scat} + A_{abs}$ ) частицы, как показано на рис.1, и продолжает двигаться по прямой линии к (воображаемой) пробной площадке  $A_{test}$ , если взаимодействие не произошло. Эти гравитоны будут двигаться по направлениям внутри телесного угла  $d\Omega$ , стянутого площадкой  $A_{test}$  вокруг  $m$ ,

$$d\Omega = \frac{A_{test}}{r^2}, \quad (3)$$

где  $r$  – расстояние пробной площадки от частицы

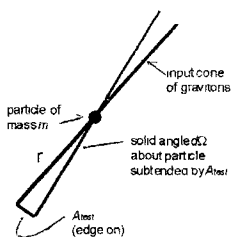


Рис.1

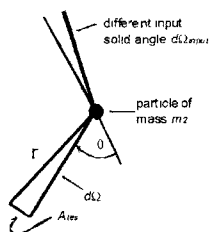


Рис.2

Поток гравитонов, проходящий сквозь частицу (число в единицу времени через единицу сечения в единичном телесном угле) равен  $Nv_g$ . Поток внутри требуемого входящего телесного угла равен  $(Nv_g)d\Omega$ . Тогда интенсивность, с которой гравитоны внутри требуемого телесного угла пересекают площадь сечения взаимодействия частицы, равна

$$R_{direct} = (Nv_g)d\Omega(A_{scat} + A_{abs}) \quad (4)$$

это интенсивность, с которой наличие массивной частицы уменьшает прямое вхождение гравитонов в  $A_{test}$ .

Энергия гравитонов, поглощенных массивной частицей, по-видимому, превращается в теплоту и они, таким образом, не участвуют в дальнейших взаимодействиях. (Позже будет рассмотрена сила, действующая на частицу из-за изменения их импульса.) Гравитоны, рассеянные массивной частицей, изменили направление своего движения на некоторый угол  $\theta$ , но я считаю величину их скорости по-прежнему равной  $v_g$ . Получим некоторое статистическое распределение углов отклонения  $\theta$ , описываемое некоей функцией  $f(\theta)$ , равной доле рассеянных гравитонов, отклоненных на угол  $\theta$  и проходящихся на еди-

ничный телесный угол вокруг  $\theta$ . Предполагается симметрия в рассеянии вокруг начального направления. Нам известно про  $f$  лишь то, что доля частиц, рассеянных на углы в пределах от  $\theta$  до  $(\theta+d\theta)$  есть  $f(\theta)(2\pi \sin\theta d\theta)$ , так что

$$\int_0^\pi f(\theta)2\pi \sin\theta d\theta = 1. \quad (5)$$

Некоторые гравитоны, бомбардирующие массивную частицу внутри другого телесного угла входного  $d\Omega_{input}$ , как показано на Рис.2, будут рассеяны под углом  $\theta$  в телесный угол  $d\Omega$ , так что они пройдут через пробную площадку. Интенсивность рассеянных массивной частицей во всех направлениях гравитонов с начальными направлениями внутри  $d\Omega_{input}$  есть  $(Nv_g)d\Omega_{input}A_{scat}$ . Их доля, которая затем проходит через  $A_{test}$ , будет равна  $f(\theta)d\Omega$ . Интенсивность, с которой гравитоны рассеиваются в направлении на  $A_{test}$ , имеет вид

$$dR_{scattered} = \left[ (Nv_g) d\Omega_{input} A_{scat} \right] f(\theta) d\Omega. \quad (6)$$

Чтобы найти полную интенсивность, с которой гравитоны рассеиваются по направлению к  $A_{test}$ , проинтегрируем по всем направлениям входа. Обозначим

$$d\Omega_{input} = 2\pi \sin\theta d\theta; \quad (7)$$

проинтегрировав по всем  $\theta$ , найдем

$$\begin{aligned} R_{scattered} &= \int_{\theta=0}^{\pi} dR_{scattered} = (Nv_g) d\Omega A_{scat} \int_0^\pi f(\theta) d\Omega_{input} \\ &= (Nv_g) d\Omega A_{scat} \int_0^\pi f(\theta) 2\pi \sin\theta d\theta = (Nv_g) d\Omega A_{scat} \end{aligned} \quad (8)$$

где использовано уравнение (5). Затем уравнения (4), (8), (3) и (2) позволяют нам найти интенсивность, на которую присутствие частицы с массой  $m_2$  уменьшает вход гравитонов в  $A_{test}$ , как величину

$$\begin{aligned} R_{net} &= R_{direct} - R_{scattered} = (Nv_g) d\Omega A_{abs} \\ &= \frac{Nv_g A_{abs}}{r^2} A_{test} = \frac{Nv_g K_{abs} m_2}{r^2} A_{test} \end{aligned} \quad (9)$$

Получили удивительный результат – рассеяние гравитонов массивной частицей не вызывает уменьшения интенсивности, с которой гравитоны достигают  $A_{test}$  !

Пусть теперь частица с массой  $m_1$  находится на месте  $A_{test}$ ; уменьшение потока гравитонов (число частиц в единицу времени на единицу площади) из-за  $m_2$  есть

$$F_{decrease} = R_{net} / A_{test} = \frac{Nv_g K_{abs} m_2}{r^2} \quad (10)$$

Мы вычислим силу  $F_1$ , действующую на  $m_1$  за счет потока гравитонов, используя ее связь со скоростью изменения гравитонного импульса из-за взаимодействия с  $m_1$ :

$$= -\sum_i (d\vec{p}_i / dt), \quad (11)$$

где сумма распространяется на все телесные углы вокруг  $m_1$ , а  $d\vec{p}_i/dt$  есть скорость изменения импульса гравитонов, падающих внутри малого телесного угла  $d\Omega_i$  вокруг  $m_1$ . Для гравитонов с направлением падения, заданным единичным вектором  $\mathbf{u}_i$ , изменение импульса для поглощенного гравитона равно разности (конечный импульс) – (падающий импульс) и равно  $(0 - m_g v_g) \mathbf{u}_i$ , в то время как (среднее) изменение импульса для рассеянного гравитона равно  $(m_g v_g \langle \cos\theta \rangle - m_g v_g) \mathbf{u}_i = -m_g v_g (1 - \langle \cos\theta \rangle) \mathbf{u}_i$ , где

$$\langle \cos\theta \rangle = \int_0^\pi f(\theta) (2\pi \sin\theta d\theta) \cos\theta. \quad (12)$$

Тогда

$$\frac{d\vec{p}_i}{dt} = F_i [-A_{abs,i} m_g v_g - A_{scat,i} m_g v_g (1 - \langle \cos\theta \rangle)] \hat{\mathbf{u}}_i, \quad (13)$$

где  $F_i$  – падающий поток в телесном угле  $d\Omega$ ,

$$F_i = (Nv_g) d\Omega, \quad (14)$$

для всех элементов телесного угла, кроме того, который содержит  $m_2$ ; для этого элемента

$$F_{m_2} = (Nv_g) d\Omega_i - F_{decrease} \quad (15)$$

Мы строим элементы телесного угла  $d\Omega_i$  так, что диаметрально противоположные (вокруг  $m_1$ ) элементы равны. У таких пар векторы  $\mathbf{u}_i$  направлены противоположно, значит  $d\vec{p}_i/dt$  от элементов этих пар равны по величине и противоположны по направлению (см. уравне-

ния (13) и (14)) и гасят друг друга при суммировании в (11). Исключением является пара, которая включает  $m_2$  внутри одного элемента. Если  $\hat{u}_{2,1}$  есть единичный вектор от  $m_1$  к  $m_2$ , то лишь эта пара дает ненулевой вклад в уравнение (11), так что

$$\vec{F}_1 = \left[ (N v_g d\Omega) \hat{u}_{2,1} - (N v_g d\Omega - F_{decrease}) \hat{u}_{2,1} \right] \times [A_{abs,1} + A_{scat,1} (1 - \langle \cos \theta \rangle)] m_g v_g = \frac{N m_g v_g^2 K_{abs} m_2}{r^2} \hat{u}_{2,1} [K_{abs} + K_{scat} (1 - \langle \cos \theta \rangle)] m_1 \quad (16)$$

где использованы уравнения (10), (1) и (2). Это выражение имеет вид ньютоновского закона тяготения

$$\vec{F}_1 = \frac{G m_1 m_2}{r^2} \hat{u}_{2,1} \quad (17)$$

с постоянной тяготения  $G$ , равной

$$G = N m_g v_g^2 K_{abs} [K_{abs} + K_{scat} (1 - \langle \cos \theta \rangle)]. \quad (18)$$

Уравнение (18) дает связь параметров гравитонов с известной физической постоянной. Видим, что если  $K_{abs}$  равно нулю, то гравитационная постоянная безусловно стремится к нулю и суммарной силы нет. Но если  $K_{scat} = 0$ , то сила пропорциональна  $K_{abs}^2$ . Это требует, чтобы  $K_{abs}^2$  было достаточно большим, чтобы за счет этого создавать гравитационную силу, что в свою очередь подразумевает выделение теплоты в массах из-за непрерывного поглощения энергии (см. следующий раздел). Однако когда оба коэффициента поглощения ненулевые, то коэффициент рассеяния может вносить основной вклад в гравитационную постоянную, внося при этом мало или совсем ничего в нагревание масс.

Если это озадачивает, то укажем, что в  $m_1$  на поток гравитонов, который кажется приходящим из окрестностей  $m_2$ , влияет только сечение поглощения. В  $m_1$  тогда имеется нехватка гравитонов, приходящих со стороны  $m_2$ . Результирующий суммарный избыток гравитонов, приходящих с направления, противоположного  $m_2$ , теперь создаст суммарную силу, действующую на  $m_1$ . Передача импульса массе  $m_1$  этим избытком зависит и от поглощения части избытка и от рассеяния части избытка. Вклад последней силы дает член  $K_{scat}$  в уравнении (16).

## 2. Сколько теплоты выделяется при поглощении гравитонов?

Поглощение гравитонов означает, что их кинетическая энергия идет на нагревание физических тел. Интенсивность поглощения гра-



витонов телом массы  $m$  есть  $Nv_g$  (полный телесный угол вокруг тела)  
 $A_{abs} = Nv_g 4\pi K_{abs} m$ .

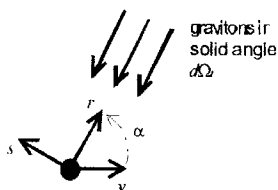


Рис. 3

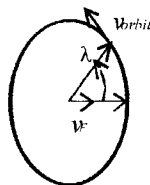


Рис. 4

Каждый поглощенный гравитон отдает кинетическую энергию  $1/2 m_g v_g^2$ , так что интенсивность  $H$  нагрева тела гравитонами будет равна

$$H = (2\pi N m_g v_g^3 K_{abs}) m \quad (19)$$

Земля и Луна выделяют внутреннее тепло, приписываемое обычно внутренней радиоактивности. Если вместо этого мы предположим, что оно выделяется из-за поглощения гравитонов, уравнение (19) можно использовать для наложения ограничений на параметры теории. В разделе 4 приведены некоторые численные ограничения, основанные на этом уравнении и других ограничениях, выведенных здесь.

### 3. Какое торможение возникает при движении через море гравитонов?

Рассмотрим частицу, движущуюся со скоростью  $v$  по отношению к покоящейся системе отсчета, в которой поток гравитонов изотропен. Рассмотрим гравитоны, падающие на частицу из телесного угла  $d\Omega_i$  под углом  $\alpha$  к  $v$  в этой системе покоя, как показано на рис.3. Падающий поток гравитонов в системе покоя равен  $Nv_g d\Omega_i$ ; из-за своего движения частица встречает поток (в первом порядке относительно  $v/v_g$ ) величины  $Nd\Omega_i(v_g + v\cos\alpha)$ . Импульс каждого гравитона есть  $m_g(-v_g\mathbf{r})$  в системе покоя; в системе, связанной с частицей, этот импульс будет равен  $m_g(-v_g\mathbf{r}-\mathbf{v})$ . Производная по времени от импульса гравитонов в этом телесном угле за счет взаимодействия с частицей будет равна (по аналогии с уравнениями (13) и (14))

$$\begin{aligned}
 d\left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right) &= N d\Omega_i (\mathbf{v}_g + v \cos \alpha) \left[ A_{abs} + A_{scat} (1 - \langle \cos \theta \rangle) \right] m_g (v_g \hat{r} + \bar{\mathbf{v}}) \\
 &\equiv N d\Omega_i \left[ A_{abs} + A_{scat} (1 - \langle \cos \theta \rangle) \right] m_g \left[ v_g^2 \hat{r} + v_g v (\hat{v} + \hat{r} \cos \alpha) \right]
 \end{aligned} \quad (20)$$

в первом порядке по  $v/v_g$ . Если мы рассмотрим все телесные углы между  $\alpha$  и  $(\alpha+d\alpha)$ , то компонента изменения импульса, нормальная к  $\mathbf{v}$ , в среднем равна нулю, и мы получаем (с  $d\Omega_i = 2\pi \sin \alpha d\alpha$ )

$$\begin{aligned}
 d\left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right) &= N 2\pi \sin \alpha \left[ A_{abs} + A_{scat} (1 - \langle \cos \theta \rangle) \right] \\
 &\times m_g \left[ v_g^2 \cos \alpha + v_g v (1 + \cos^2 \alpha) \right] \hat{v} d\alpha
 \end{aligned} \quad (21)$$

Тогда из уравнений (11), (1) и (2) следует, что сила торможения, действующая на частицу, равна

$$\bar{\mathbf{F}}_{drag} = - \int_{\alpha=0}^{\pi} d\left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right) = - \frac{16\pi}{3} N m_g v_g \left[ K_{abs} + K_{scat} (1 - \langle \cos \theta \rangle) \right] m \bar{\mathbf{v}} \quad (22)$$

Рассмотрим спутник на круговой орбите около Земли, как показано на рис. 4:

$$\bar{\mathbf{v}} = \bar{\mathbf{v}}_E + \bar{\mathbf{v}}_{orbit}, \quad (23)$$

где  $\mathbf{v}_E$  – скорость Земли по отношению в покоящейся системе отсчета, а  $\mathbf{v}_{orbit}$  – скорость спутника на орбите. Использование этого выражения в (22) и вычисление средней *вдоль орбиты* силы торможения дает

$$\begin{aligned}
 \langle \bar{\mathbf{F}}_{drag} \cdot \hat{\mathbf{v}}_{orbit} \rangle &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\bar{\mathbf{F}}_{drag} \cdot \hat{\mathbf{v}}_{orbit}) d\lambda \\
 &= - \frac{16\pi}{3} N m_g v_g \left[ K_{abs} + K_{scat} (1 - \langle \cos \theta \rangle) \right] m v_{orbit}
 \end{aligned} \quad (24)$$

Это последнее уравнение дает еще одну возможность проверки гравитонной теории, поскольку сила торможения гравитонной среды пока еще путем наблюдения не обнаружена.

#### 4. Численные пределы

При использовании ограничивающих уравнений (18), (19) и (24), выведенных здесь, вместе с космологическими параметрами и экспериментальными пределами на скорость гравитации (Ван Флантерн,

1998а), получим следующие численные ограничения – самые сильные, которые мы можем определить (Ван Фландерн, 1998б):

$$Nm_g < 2.3 \times 10^{-63} \text{ см}^3 \text{ г}, \quad (25)$$

$$K_{\text{abs}} v_g = 10^{13} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-1}, \quad (26)$$

$$v_g > 6 \times 10^{20} \text{ см с}^{-1}, \quad (27)$$

$$K_{\text{abs}} < 1.7 \times 10^{-8} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}, \quad (28)$$

$$K_{\text{scat}} / K_{\text{abs}} > 2.9 \times 10^{29}. \quad (29)$$

Другие ограничения, которые мы можем вывести, являются менее строгими и потому не противоречат приведенным выше. Следовательно, существует область значений параметров гравитонов, допускающая жизнеспособные гравитонные модели.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Van Flandern, T. (1998a). "The speed of gravity – What the experiments say," Phys.Lett. A 250, 1–11.
- [2] Van Flandern, T (1998b). "The Meta Cycle," Meta Research Bull. 7, 43–47. [Availability information at <<http://metaresearch.org>>.]

## II. ПОГЛОЩАЕТСЯ ЛИ ГРАВИТАЦИЯ?

---

### ОПЫТЫ МАЙОРАНЫ ПО ПОГЛОЩЕНИЮ ГРАВИТАЦИИ<sup>1</sup>

Роберто де Андраде Мартинс

*Группа истории и теории науки, Институт физики,  
Кампинасский государственный университет, п.я. 6059, 13081-970,  
Кампинас, штат Парана, Бразилия.  
E-mail: rmartins@ifi.unicamp.br*

В 1920 году итальянский физик Квирино Майорана заявил, что измерил эффект, который можно назвать «поглощением гравитации»: уменьшение гравитационного притяжения между двумя телами, когда одно из них заключено внутри толстой материальной оболочки. Он опубликовал результаты экспериментов, где пробное тело окружалось ртутью или свинцом; в обоих случаях он обнаружил уменьшение веса на  $1/10^9$ . В этой статье представлена теория, лежащая в основе работы Майораны, и детальное описание его опытов.

#### 1. Введение

Начиная с 17-го столетия, для объяснения гравитации было предложено много теорий (Вудворд, 1972). Заметная часть этих попыток может быть описана как *кинетические теории гравитации* (Тейлор, 1876), по их аналогии с кинетической теорией газов. В них предполагается, что материальные тела не взаимодействуют путем прямого действия на расстоянии, а подвергаются действию частиц (или волн), пронизывающих космическое пространство. Анализ этих механиче-

---

<sup>1</sup> Перевод статьи. R. de Andrade Martins, in the book "Pushing Gravity", ed. M. Edwards, Arciron, Montreal, 2002.

ских моделей приводит к выводу, что они не могут объяснить гравитацию, если существует лишь чисто упругие соударения между частицами (или волнами) и веществом. Потому все кинетические теории гравитации обязательно предполагают, что вещество поглощает или как-то меняет эти частицы или волны.



Рис. 1. Квирино Майорана (1871–1957)

Фотография воспроизводится с разрешения Эразмо Реками

Хотя кинетические теории гравитации были очень популярны в 19-м веке, никто не попытался обнаружить поглощение гравитации вплоть до 1890-х. В 1897 году Остин и Твинг сделали первую известную экспериментальную проверку существования изменения гравитационной силы за счет перемещаемого вещества, используя крутильные весы (Остин и Твинг, 1897). Эффект обнаружен не был. В начале 20-го столетия было предпринято несколько других подобных опытов, но не сообщалось о положительных результатах, пока не появилась публикация об исследованиях Майораны (Мартинс, 1999). В 1919 году этот итальянский физик заявил, что ему удалось наблюдать уменьшение веса тела, окруженного толстым экраном.

В этой статье описываются идеи Майораны и его опыты по гравитации, с особым акцентом на его измерениях поглощения гравитации, поскольку, похоже, это самые тщательные исследования на подобную тему, когда-либо осуществленные.

## 2. Гипотеза Майораны

Квирино Майорана<sup>2</sup> (1871–1957) был итальянским физиком-экспериментатором, посвятившим много лет своей активной жизни исследованию поглощения гравитации. В наши дни гораздо больше известны исследования Майораны, связанные со вторым принципом

<sup>2</sup> Не путать с его племянником, физиком-ядерщиком Этторе Майорана

специальной теории относительности (СТО). Он пытался обнаружить изменение скорости света, излученного (или отраженного) движущимися телами, но против собственных ожиданий подтвердил, что скорость света не зависит от скорости его источника. Поскольку этот результат противоречил тому, что он надеялся доказать, то очевидно, что Майорана был добросовестным экспериментатором, а не одним из тех ученых, которые всегда находят то, что ищут.

Майорана опубликовал детали своей работы в нескольких статьях, появившихся в итальянских научных журналах (Майорана, 1918–19, 1919–20 а, 1919–20 б, 1921–22). Краткие отчеты о своих исследованиях он опубликовал также на французском (Майорана, 1919 а, 1919 б, 1921) и английском языках (Майорана, 1920).

В первой своей статье по гравитации Майорана представил размышления, которые привели его к этой экспериментальной работе (Майорана, 1918–19). Отправной точкой послужили рассуждения об энергии звезд. В те времена ядерная физика была еще в детском возрасте, и трудно было примирить большое время жизни Солнца, требуемое геологией и теорией эволюции, со сроком, отпускаявшимся светилу физическими теориями. Майорана предположил, что гравитация обусловлена потоком гравитационной энергии от всех тел в окружающее их космическое пространство. Этот выходящий поток гравитационной энергии обязательно требует какого-то постепенного преобразования вещества, аналогичного радиоактивности, но Майорана предположил, что это преобразование очень медленное и его трудно обнаружить. Он также предположил, что материя непрозрачна для гравитационного потока. Гравитационная энергия веществом поглощалась бы и превращалась в тепло. Все тела будут подвержены самопроизвольному эффекту нагревания. Заметен этот эффект будет лишь для очень больших тел, поскольку генерация тепла телом будет пропорциональна его объему, в то время как излучение тепла будет пропорционально площади его поверхности. Согласно Майоране, такое поглощение и эффект нагрева могли бы объяснить энергию звезд<sup>3</sup>.

Майорана не всегда выражался ясно насчет механизма гравитации, который подразумевал. Иногда он говорил о «потоке гравитационной энергии», иногда – о «частицах», а в свои последние годы называл эти частицы «гравитонами». Он отмечал, что его «частицы» обладают странными свойствами, потому что когда они соударяются с веществом, то должны передавать обратный импульс.

Майорана не был теоретиком. Всю свою жизнь он в основном работал в экспериментальной физике; так что он не очень сильно забо-

---

<sup>3</sup> Эта идея не развивалась в ранних работах Майораны, она обсуждалась много лет спустя (Майорана, 1954).

тился о точном механизме поглощения гравитации. При отсутствии какой-либо теоретической основы, он пытался просчитать некоторые следствия этой гипотезы и проверить их тонкими опытами.

Для проверки своего основного предположения Майорана попытался определить уменьшение веса свинцового шара (1кг), который был окружен 100 килограммами ртути. Предварительные эксперименты, однако, дали результат, совершенно противоположный его гипотезе: казалось, что имеет место *увеличение* на 1/30.000.000 веса пробного тела (Майорана, 1918–19, стр. 668).

После этой предварительной проверки он начал изучать некоторые теоретические особенности своей гипотезы. Прежде всего, принимая во внимание предыдущие эксперименты, Майорана исключил возможность чего-то похожего на гравитационную проницаемость. Аналогия с явлением электромагнетизма указывала на то, что эффект такого рода можно было бы наблюдать даже при низкой чувствительности и тонком слое вещества. Майорана предположил, что только поиски эффекта очень слабого поглощения гравитации могли бы дать какой-то положительный результат. Чтобы спланировать более совершенную экспериментальную установку, он попытался оценить верхний предел величины искомого эффекта. Это привело его к развитию количественной теории поглощения гравитации (Майорана, 1919–20 а, 1919–20 б).

Рассчитаем поглощение гравитации однородной материальной средой. Согласно самой простой гипотезе поглощения, частица массы  $M$ , помещенная в эту среду, создаст на расстоянии  $r$  гравитационное поле  $g$ , равное

$$g = Gmr^{-2} e^{-Nr}, \quad (2.1)$$

где  $N$  – характеристическая постоянная гравитационного поглощения среды. Майорана предположил, что  $N$  не зависит от химического состава среды, но пропорциональна ее плотности:  $N=hd$ . Предположив, что большая сфера вещества обладает ненулевым самопоглощением гравитации, Майорана вычислил ее внешнее поле.

### 3. Внешнее гравитационное поле, создаваемое протяженным телом

Ту же самую гипотезу рассматривал веком ранее Лаплас, а ее следствия обсуждал Анри Пуанкаре в своих лекциях по гравитации в 1906–1907. Работа Пуанкаре была, однако, опубликована значительно позднее (Пуанкаре, 1953), так что Майоране пришлось самому просчитывать следствия своей гипотезы. В ниже будут использованы не-

которые особенности выводов Пуанкаре, а не Майораны, потому что они яснее и удобнее. Однако конечный результат согласуется с результатом Майораны.

Предположим, что малое массивное тело заключено в центре сферической оболочки (рис. 2).

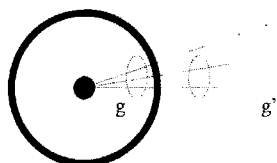


Рис. 2. Когда притягивающая масса находится внутри сферической оболочки, поглощение гравитации экраном даст меньшее гравитационное поле  $g'$  вне оболочки

Пренебрежем самопоглощением гравитации массой, входящей в состав оболочки. Внутри оболочки величина гравитационного поля есть

$$g = Gmr^{-2} \quad (3.1)$$

а снаружи поле будет равно

$$g' = Gmr^{-2} e^{-HL}, \quad (3.2)$$

где  $L$  – толщина экранирующей оболочки. Сила уменьшается, но не меняет направления. И внутри и вне экрана направление гравитационного поля радиально, и в обоих случаях сила изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния от притягивающего тела. В обеих областях дивергенция гравитационного поля  $\nabla \cdot g$  равна нулю (вне масс), потому что нет источников или стоков гравитационного поля. Гравитационный поток через замкнутую поверхность, которая не содержит тело, тоже нулевой.

Общий гравитационный поток  $\Phi$ , пересекающий замкнутую поверхность внутри сферической оболочки, содержащую массивное тело, равен

$$\Phi = 4\pi r^2 g = 4\pi GM, \quad (3.3)$$

а полный поток  $\Phi'$ , пересекающий замкнутую поверхность вне сферической оболочки, содержащую массивное тело, равен

$$\Phi' = 4\pi r^2 g' = 4\pi GM e^{-HL}. \quad (3.4)$$



Таким образом, закон Гаусса для гравитации выполняется внутри и снаружи оболочки-экрана, хотя полный поток имеет различные величины внутри и вне ее (рис.3).

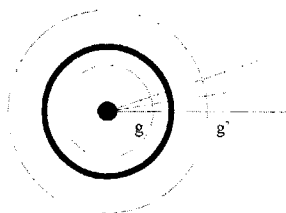


Рис. 3. Поглощение гравитации экраном, уменьшает внешнее гравитационное поле  $g'$ , производимое внутренним телом, следовательно, его внешний гравитационный поток будет меньше, чем его гравитационный поток внутри оболочки

Рассмотрим теперь массивную сферу с самопоглощением гравитации (рис. 4). Если плотность этого тела имеет сферическую симметрию, то гравитационное поле вне сферы должно быть, согласно закону симметрии Кюри, всюду направлено радиально и интенсивность гравитационного поля является функцией только расстояния  $r$  от центра. Вне сферы источников или стоков гравитационного поля нет, поэтому дивергенция гравитационного поля равна нулю:  $\nabla \cdot \mathbf{g} = 0$ . Следовательно, ко внешнему гравитационному полю применим закон Гаусса и полный гравитационный поток  $\Phi''$  через сферическую поверхность будет одинаковым независимо от радиуса  $r$  этой поверхности:

$$\Phi'' = 4\pi r^2 g'' \quad (3.5)$$

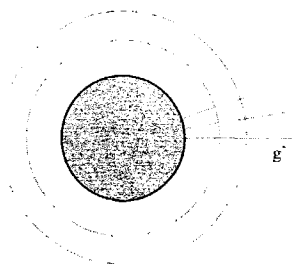


Рис. 4. Когда учитывается поглощение гравитации, внешнее поле большого притягивающего сферического тела будет уменьшаться за счет самопоглощения

Вне массивной сферы гравитационное поле изменяется обратно квадрату расстояния  $r$  от центра сферы:

$$g'' = \frac{\Phi''}{4\pi r^2}. \quad (3.6)$$

Таким образом, вне сферы ньютоновский закон гравитации применим, но вместо истинной массы сферы  $M = \int \rho dV$  необходимо учитывать меньшую эффективную (или кажущуюся) гравитационную массу<sup>4</sup>  $M' < M$ .

Для применения ньютоновского закона гравитации с учетом эффекта самопоглощения гравитации нам необходимо знать «кажущуюся массу» большого тела. Рассчитаем ее величину для случая однородной сферы.

Рассмотрим однородную сферу радиуса  $R$  и истинной плотностью  $\rho$ , с коэффициентом поглощения  $H$  (рис. 5).

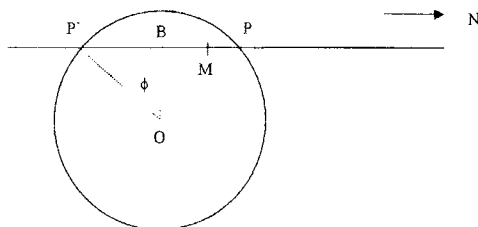


Рис. 5. Чтобы найти эффективную гравитационную массу большого однородного сферического тела согласно схеме Пуанкаре, производится расчет средней эффективной плотности относительно удаленной точки  $N$  вдоль различных прямых линий, проведенных через сферу

<sup>4</sup> Этот результат прост и ясен, но в 1948 году Джузеппе Армеллини опубликовал статью с другим результатом. Он утверждал, что сила, создаваемая сферическим телом, с учетом поглощения гравитации собственно телом подчиняется другому закону:  $g = GM/(r - \varepsilon)^2$ , где  $\varepsilon$  – расстояние между геометрическим центром тела и центром его эффективной силы. Он доказывал, что принимая этот закон, можно объяснить прецессию перигелия. Но закон Армеллини неверен, поскольку несовместим с вышеприведенным доказательством. Основной ошибкой Армеллини было использование некоторых уравнений классической механики, которые в этом случае неприменимы.

Легче рассчитать ее гравитационный эффект относительно удаленной точки, так как результат, полученный для ее кажущейся гравитационной массы, можно затем применить для вычисления ее поля на любом расстоянии от ее центра. Кажущаяся масса может быть рассчитана относительно удаленной точки с использованием множества параллельных линий, пересекающих сферу, если вычислить кажущуюся плотность  $\rho'$  в окрестности каждой точки внутри сферы и затем проинтегрировать по всей сфере. Используются следующие обозначения (рис. 5):

$$OP = OP' = R,$$

$$BM = y,$$

$$MP = q - y,$$

$$OB = x = R \cos \phi,$$

$$PB = P'B = q = R \sin \phi.$$

Относительно удаленной точки N кажущаяся плотность  $\rho'$  в окрестности точке M будет равна:

$$\rho' = \rho e^{-H(q-y)}. \quad (3.7)$$

Следовательно, средняя кажущаяся плотность  $\rho''$  вдоль отрезка PP' с длиной 2q будет:

$$\rho'' = \frac{\rho}{2q} \int_{-q}^{+q} e^{-H(q-y)} dy = \frac{\rho}{2qH} (1 - e^{-2Hq}). \quad (3.8)$$

Теперь возьмем цилиндрический слой радиусом  $x = OB$  и толщиной  $dx$ . Его средняя плотность есть  $\rho''$ , а его объем равен  $4\pi q x dx$ . Следовательно, его масса есть:

$$dm' = \frac{2\pi\rho}{H} e^{-2Hq} x dx. \quad (3.9)$$

Заменяя  $x$  на  $R \cos\phi$  и  $q$  на  $R \sin\phi$  и интегрируя, мы получим кажущуюся массу всей сферы:

$$M' = \frac{2\pi R^2 \rho}{H} \int_0^{\pi/2} (1 - e^{-2HR \sin\phi}) \cos\phi \sin\phi d\phi. \quad (3.10)$$

Интегрируя, получаем конечный результат:

$$M' = \frac{2\pi R^2 \rho}{H} \left( \frac{1}{2} + \frac{e^{-2HR}}{2HR} + \frac{e^{-2HR} - 1}{4H^2 R^2} \right). \quad (3.11)$$

Заметим, что Пуанкаре вычислил кажущуюся массу сферы, учитывая гравитационное поле, наблюдаемое в удаленной точке. Однако, поскольку внешнее поле сферы имеет тот же вид, что и ньютоновский

закон гравитации (с уменьшенной массой), результат можно применить к вычислению поля на любом расстоянии от сферы.

Беря предел, когда  $H \rightarrow 0$ , получаем истинную массу  $M = (4/3)\pi R^3 \rho$ . Когда поглощение мало ( $HR \ll 1$ ), но им нельзя пренебречь, кажущаяся масса сферы приблизительно будет равна:

$$M' = \frac{4\pi R^3 \rho}{3} \left(1 - \frac{3HR}{4}\right). \quad (3.12)$$

Майорана рассчитал эффект поглощения, используя другой математический метод, но получил полностью эквивалентные результаты. Он ввел понятие кажущейся активной гравитационной массы  $M_a$ , отличающейся от «истинной» массы  $M_v = (4/3)\pi R^3 \rho$ . Он обозначил отношение кажущейся массы к истинной массе через  $\psi$  (т.е. принял  $M_a = \psi M_v$ ) и вычислил этот фактор для однородной сферы<sup>5</sup>. Он нашел, что

$$\psi = \frac{3}{4} \left\{ \frac{1}{RH} - \frac{1}{2(RH)^3} + \left[ \frac{1}{(RH)^2} + \frac{1}{2(RH)^3} \right] e^{-2HR} \right\}. \quad (3.13)$$

Как легко проверить, этот результат полностью соответствует уравнению Пуанкаре (3.11).

#### 4. Верхний предел для постоянной поглощения

Как описано выше, Майорана предположил, что постоянная поглощения  $H$  пропорциональна истинной плотности вещества:  $H = h\rho_v$ . Он полагал, что параметр  $h$  — универсальная постоянная.

Применим теперь эти идеи к Солнцу. Его эффективная или кажущаяся активная масса известна по его действию на планеты. По его эффективной гравитационной массе легко вычислить среднюю плотность Солнца, которая равна примерно  $1,41 \text{ г см}^{-3}$ . Если существует поглощение гравитации, истинная средняя плотность Солнца должна быть больше, чем приведенная величина.

Майорана применил в этом случае модель однородной сферы, хотя Солнце и не является однородным. Используя величины истинной плотности **больше**, чем  $1,41 \text{ г см}^{-3}$ , он последовательными приближениями вычислил соответствующие величины  $h$ :

<sup>5</sup> При получении нижеуказанного результата Майорана испытал определенные трудности. В одной из своих работ он представил другой результат (Майорана, 1919/20 б, стр. 314). Уравнение, воспроизведенное здесь, было опубликовано в других его статьях (Майорана, 1919/20 а, стр. 75; Майорана, 1919/20 б, стр. 420; Майорана, 1920 а, стр. 648; Майорана, 1920, стр. 494).

$\rho_v$ (g cm <sup>-3</sup> )	$\rho_a / \rho_v$	$h$ (cm <sup>2</sup> g <sup>-1</sup> )
1.41	1.000	0
2.0	0.705	$3.81 \times 10^{-12}$
5.0	0.281	$7.08 \times 10^{-12}$
10	0.141	$7.49 \times 10^{-12}$
15	0.094	$7.63 \times 10^{-12}$
20	0.070	$7.64 \times 10^{-12}$

Эти вычисления привели к неожиданному результату: если предположить, что истинная плотность Солнца возрастает до бесконечности, то постоянная поглощения стремится к конечной величине  $7,65 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>г<sup>-1</sup>. Значит, если к Солнцу применить простую модель (однородная плотность), то его известная кажущаяся активная гравитационная масса налагает верхний предел на величину постоянной поглощения гравитации. Конечно, Солнце не является однородной сферой. Однако даже при столь простой модели, замечательно, что Майорана сумел получить верхний предел для постоянной поглощения гравитации.

Для значений истинной плотности от 2 до 20 г см<sup>-3</sup> коэффициент поглощения  $h$  всегда остается порядка  $10^{-11}$  см<sup>2</sup>г<sup>-1</sup>. Это кажется достаточным, чтобы предположить, что истинная плотность Солнца больше, чем его кажущаяся плотность [1,41 г см<sup>-3</sup>], для того чтобы определить порядок «всеобщей постоянной поглощения»<sup>6</sup>  $h$ . Как будет показано ниже, Майорана использовал этот верхний предел постоянной  $h$ , чтобы запланировать подходящую экспериментальную проверку гипотезы (Майорана, 1919–20 б, стр. 317).

## 5. Первые измерения Майораны

Можно ли столь малый эффект измерить в лабораторном эксперименте? Простые вычисления показывают, что в лабораторных условиях эффект действительно очень мал. В первом приближении гравитационная сила, действующая на тело внутри сферической оболочки, будет подвержена относительному уменьшению примерно на  $hD\rho$ , где  $D$  – толщина оболочки. Чтобы рассчитать порядок величины эффекта, мы примем  $\rho = 10$  г см<sup>-3</sup> (свинец, ртуть),  $D = 10$  см и  $h = 10^{-11}$  см<sup>2</sup>г<sup>-1</sup>.

Относительное уменьшение веса будет порядка  $10^{-9}$  (т.е. уменьшение около 1 мкг на 1 кг массы тела). Чтобы измерить такой эффект,

<sup>6</sup> Конечно, это неправильно. Если истинная плотность Солнца только чуть больше – скажем, на 0,001% – чем его кажущаяся плотность, то постоянная поглощения будет много меньше, чем  $10^{-12}$ .

необходимо достичь чувствительности по меньшей мере в 10 раз лучшей и, следовательно, необходимо определить изменение в  $0,1 \mu\text{г}$  на  $1 \text{ кг}$  (т.е.,  $10^{-10}$ )<sup>7</sup>.

В то время никакие весы не были способны измерить столь малое изменение веса. Однако после нескольких попыток и усовершенствований Майоране удалось создать систему, дающую требуемую чувствительность. Экспериментальная работа велась в физической лаборатории Туринского Политехнического Института, в то время возглавлявшейся Майораной. В своих статьях Майорана дал детальное описание своих в высшей степени изобретательных решений нескольких экспериментальных проблем. Ниже дается детальное, насколько позволяют размеры статьи, описание, подчеркивающее основную особенность его измерительного метода, но физики-экспериментаторы могут обратиться к оригиналу, поскольку в нем содержатся существенные детали и комментарии.

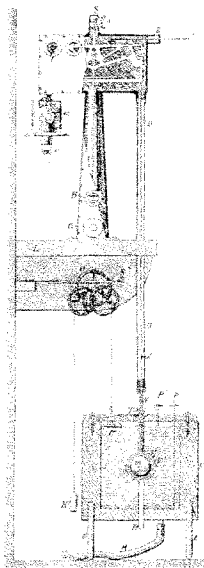


Рис. 6 В первом измерении коэффициента поглощения гравитации Майорана использовал пробное тело  $m$ , подвешенное к чувствительным весам. Пробное тело было окружено ртутью, налитой в деревянный цилиндрический сосуд  $U$

<sup>7</sup> Конечно, для усиления эффекта можно увеличить толщину оболочки, но в этом случае возникнут другие трудности

В этих экспериментах Майорана использовал наилучшие из доступных аналитические весы Рупрехта с некоторыми дополнительными устройствами (рис. 6). Весы и пробное тело были помещены в латунный кожух с 5-миллиметровыми стенками, в котором создавался вакуум, чтобы избежать влияния воздушных потоков, конвекции, подъемных сил и т.д. Управление весами осуществлялось дистанционно (С). Колебания весов измерялись с помощью светового луча, отраженного от вогнутого зеркала (S) в верхней части весов (А). Зеркало давало четкое изображение нити электрической лампочки на расстоянии 12 метров. Отклонение светового пятна на 170 мм соответствовало 1 мг веса, и было возможно измерить перемещение положения светового пятна на 1 мм, что соответствовало изменению веса на 0, 59  $\mu$ г.

На левой стороне весов был помещен 1274-граммовый свинцовый шар ( $m$ ). К правой стороне весов на длинной (80 см) латунной нити был подвешен второй свинцовый шар с такой же массой ( $m$ ). Он помещался в полую латунную сферу ( $V'$ ), которая в свою очередь была помещена в другую латунную полую сферу ( $V$ ). Эти две сферы не соприкасались. Внешнюю сферу можно было окружить ртутью, наливавшейся в крепкий деревянный цилиндр ( $U$ ). Весы и сосуд изолировались от внешней среды чехлом из трех слоев верблюжьей шерсти, чтобы избежать влияния изменений температуры. Измерения и управление аппаратурой производились из другой комнаты с расстояния 12 метров от весов, чтобы избежать механического и теплового влияния наблюдателя.

Попытка измерения точного веса пробного тела не производилась. Вместо проведения двух исключительно точных измерений и нахождения затем их разницы, Майорана пытался определить *изменение* веса пробного тела, когда оно окружалось ртутью.

Сначала система была тщательно сбалансирована и приведена в равновесие. Весы, однако, никогда не были полностью неподвижны, и отраженный световой пучок оставался дрейфующим во время всех экспериментов. Измерения производились, когда дрейф пятна был регулярным и медленным (около 5 мм в час). Во время измерений сначала заполняли ртутью деревянный сосуд, а затем ртуть выливали и наблюдали, есть ли изменение равновесия весов. Ожидалось, что вес пробного тела будет немного уменьшаться, когда его окружит ртуть, а затем вес вернется к начальной величине, когда ртуть выльют.

Весы оказались настолько чувствительными, что первые измерения оказались возможны лишь после полуночи (с 1:30 до 4:30 утра), чтобы устранить вибрации от уличного движения. Микровибрации искажали отраженное пятно, делая невозможными точные наблюдения; большие вибрации из-за проезжающих трамваев и грузовиков

постоянно заставляли пятно колебаться на несколько миллиметров. Наилучшие условия для наблюдений имели место во время всеобщих забастовок с 13 по 15 июня и с 20 по 21 июля 1919 г. Поскольку о забастовках было объявлено заранее, Майорана получил возможность подготовить аппаратуру и провести все юстировки, чтобы использовать эту оказию (Майорана, 1919–20 б, стр. 26).

В лаборатории сохранялась стабильная температура (в течение дня изменение было менее 2 градусов Цельсия). Типичная серия измерений проводилась за несколько часов. Кожухи вокруг пробного тела гарантировали, что изменение температуры во время эксперимента составит не более чем несколько сотых градуса. Вакуум внутри устройства поддерживался ртутным насосом, который включался за много часов до начала каждого опыта и работал в течение всего времени измерений. Он удерживал внутреннее давление на уровне менее 0,1 мм ртутного столба. Майорана рассчитал возможный эффект подъемных сил и отметил, что он меньше чувствительности весов.

Пробное тело нужно было поместить точно в центре поллой сферы, а уровень ртути внутри деревянного цилиндра должен был быть отрегулирован так, чтобы полая сфера оказалась точно между ее верхним и нижним уровнями. С помощью катетометра положение всех твердых частей устройства устанавливалось с точностью до 0,1 мм. Движение ртути контролировалось дистанционно, ее уровень определялся с помощью электроконтактов. После некоторых усовершенствований Майорана мог управлять ее уровнем с точностью от 0,1 до 0,2 мм.

Чувствительность весов проверялась с помощью добавки в 1 мг, и было замечено, что чувствительность не остается постоянной. Необходимо было сначала подготовить опыт – обеспечить вакуум, а затем ждать несколько дней, пока система не станет стабильной. Через трое суток чувствительность становилась почти постоянной (изменение около 1%). Майорана проверял чувствительность весов, еще и наполняя деревянный цилиндр ртутью до уровня пробного тела и наблюдая результирующую ньютоновскую силу притяжения. Рассчитанная сила равнялась 32,6  $\mu\text{г}$  и наблюдаемое перемещение светового пятна было в согласии с предсказанной величиной 5,6 мм.

Коромысло весов непрерывно колебалось с периодом около 2 минут и, следовательно, световое пятно никогда не оставалось в покое: оно колебалось с амплитудой примерно 1 мм. Кроме того, существовал медленный дрейф положения равновесия. Таким образом, все измерения положения были результатом трех наблюдений: верхнего положения  $h_1$  светового пятна в течение одного колебания, его нижнего положения  $h_2$  во время этого же колебания и его верхнего положения  $h_3$  во время следующего колебания. Среднее положение пятна



рассчитывалась как  $p = (h_1 + h_3 + 2h_2)/4$ . Каждое положение измерялось с точностью до 0,1 мм, но Майорана использовал два десятичных знака в среднем значении.

Наблюдения производились следующим образом. Когда устройство стабилизировалось и деревянный цилиндр наполнялся ртутью до нужного уровня, по шкале измерялось положение светового пятна по описанному выше методу с точностью до 0,1 мм. Это занимало 2–3 минуты. Пусть первое среднее положение будет  $C_1$ . Затем ртуть из цилиндра выпускалась. Эта операция занимала около 2 минут. Снова измерялось положение светового пятна ( $S_2$ ). Немедленно после этого цилиндр опять наполнялся ртутью до нужного уровня. Эта операция занимала около 3 минут. Сразу же после корректировки уровня ртути положение светового пятна измерялось снова ( $C_3$ ). Если световое пятно не дрейфовало, то  $C_1$  равнялось бы  $C_3$ . Фактически они всегда слегка различались. Из-за этого, вместо того чтобы сравнивать  $S_2$  с  $C_1$  и  $C_3$ , Майорана сравнивал его с их средним  $(C_1 + C_3)/2$ . Интервалы времени между тремя измерениями выдерживались одинаковыми. Опубликованный Майораной график (Рис.7) представляет четыре серии наблюдений.

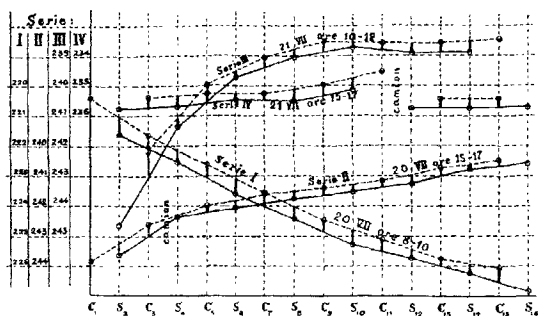


Рис. 7. В опытах Майораны постоянно наблюдался дрейф положения равновесия весов. Для обнаружения изменения веса он производил последовательные определения положения равновесия, когда пробное тело было окружено экраном из ртути (отметки C) и без ртутного экрана (отметки S). На графике точки, соответствующие измерениям без гравитационного экрана, соединены сплошными линиями, а точки, соответствующие измерениям с гравитационным экраном, соединены пунктирами. Во всех сериях две линии отчетливо разделены и примерно параллельны друг другу

Можно заметить медленный дрейф положения равновесия и легко видеть, что измерения «С» (ртуть окружает пробное тело) и измерения «S» (пробное тело не окружено ртутью) отчетливо отличаются друг от друга.

Каждая серия занимала несколько часов, за это время можно было сделать от 10 до 30 измерений. Во время забастовки 20–21 июля 1919 г. Майорана сумел получить 57 величин изменения веса пробного тела, окруженного ртутью. Во всех случаях он наблюдал *уменьшение* веса. Среднее из этих наблюдений получилось равным  $(0,358 \pm 0,012)$  мм, что соответствовало изменению веса на  $(2,09 \pm 0,07)$  мкг.

Однако, было необходимо откорректировать результат, приняв во внимание несколько известных влияющих факторов. В каждом опыте около 100 кг ртути переливалось из 6 баков в деревянный цилиндр и обратно. Пробное тело помещалось точно посередине баков и деревянного цилиндра; таким образом, на него действовала нулевая результирующая гравитационная сила. Тем не менее, необходимо было учесть гравитационное воздействие ртути на коромысло весов и противовес. Майорана рассчитал эти эффекты и нашел, что ими нельзя пренебречь. Когда ртуть заполняла деревянный цилиндр, ньютоновские гравитационные силы имитировали уменьшение веса на 1,2 мкг (около половины наблюдаемого эффекта). Таким образом, вычитая силы притяжения, был получен суммарный измеренный эффект уменьшения веса на 0,97 мкг.

Могло ли быть это уменьшение веса обусловлено другими классическими причинами? Было естественным проверить, не объясняет ли это уменьшение веса маленькая ошибка в положении пробного тела внутри полой сферы или небольшая ошибка оценки положения уровня ртути. Однако Майорана показал, что для получения наблюдаемого эффекта необходима разница верхних уровней ртути в 5 мм, а он был уверен в том, что неопределенность уровня лежит в пределах 0,2 мм. И по его данным, асимметрия деревянного цилиндра или неопределенность в положении полой сферы и пробного тела в центре ртутного экрана могли дать изменение веса лишь около  $\pm 0,09$  мкг.

Влияние электрических сил можно было отбросить, благодаря электрозащите и заземлению. Однако магнитные силы могли присутствовать, и Майорана несколько раз проверял эту возможность. В конце концов, он отверг и это классическое объяснение. После учета всех известных влияний и возможных ошибок он пришел к окончательному результату: когда пробное тело было окружено ртутью, его вес изменялся на величину  $(-0,97 \pm 0,16)$  мкг. Учитывая размеры деревянного сосуда и плотность ртути, Майорана вычислил следующее значение постоянной  $h$ :

$$h = (6,67 \pm 1,1) \times 10^{-12} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}.$$

Полученная в результате этих измерений величина была сравнима с ранее определенным верхним пределом  $7,65 \times 10^{-12} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ .

Применяя этот результат к Солнцу, Майорана рассчитал, что его истинная плотность должна быть в три раза больше его кажущейся плотности. Этот результат был найден для простой модели однородной сферы.

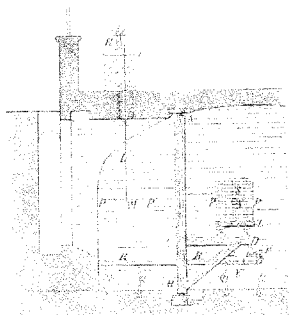
Описанный выше результаты в виде резюме были опубликованы также в трудах Французской Академии Наук (Майорана, 1919а, 1919б) и в *Philosophical Magazine* (Майорана, 1920).

## 6. Второй эксперимент Майораны

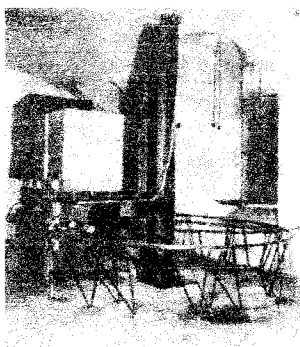
Через два года после первых измерений Майорана повторил эксперимент, но на этот раз он окружил пробное тело 9603 килограммами свинца вместо 104 килограммов ртути, использованной в предыдущий раз (Майорана, 1920–22). Из практических соображений масса свинца имела кубическую форму, вместо цилиндрической, использовавшейся в случае с ртутью. Вместо цельного куба он сложил вместе 288 свинцовых кирпичей, построив два полукуба, которые можно было соединять вокруг пробного тела или отодвигать от него.

Согласно предшествующим измерениям и предполагая, что поглощение гравитации зависит только от плотности, а не от других свойств экранирующего вещества, можно было надеяться, что уменьшение веса в данном случае будет в 5,4 раза больше. Поэтому ожидалось, что новые измерения позволят уточнить величину постоянной гравитационного поглощения  $h$ .

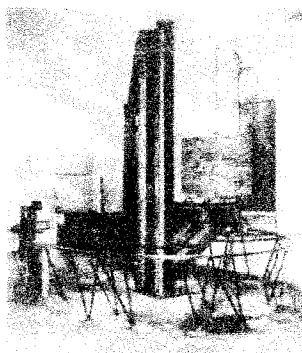
Во втором эксперименте поглощение гравитации создавалось свинцовым кубом со стороной 95 см и общим весом около 10 тонн — почти в сто раз больше массы ртути, использованной в первом опыте. Ньютоновское притяжение, создаваемое свинцовым кубом, должно быть соответственно больше и, чтобы избежать сильных возмущений, действующих на противовес и аппаратуру, Майорана увеличил расстояние между пробным телом и весами (рис. 8). Свинцовый куб был смонтирован в подвале здания. Весы (Н) находились в цокольном этаже, обе лаборатории соединялись отверстием. Два отдельных полукуба можно было отодвигать на 3 метра от пробного тела (М), вращая их на подставках вокруг оси (АВ).



а



б



с

Рис 8 Во втором экспериментальном устройстве (а) Майораны в качестве гравитационного экрана использовался большой свинцовый куб РР. Пробное тело М, находящееся в подвале, было подвешено к весам II, находящимся в цокольном этаже здания. Две половинки свинцового куба поддерживались деревянными конструкциями, которые могли вращаться вокруг вертикальной стойки АВ и занимать положение Р'Р'. Измерения производились с пробным телом, заключенным в свинцовый куб, и с убранном кубом. Фото показывают оба варианта. (б)– куб отведен в сторону, (с) – куб окружает тело

Майорана усовершенствовал свою аппаратуру, чтобы избежать нескольких прошлых проблем. Но возникли новые огромные экспериментальные проблемы. Перемещение большой массы свинца создавало небольшой, но ощутимый перекося всего здания, в котором проводился опыт. Деформация здания вызывала наклон весов примерно

на 10». Необходимо было измерить и попытаться скомпенсировать или хотя бы оценить вклад всех этих помех. Майорана предпочел скомпенсировать наклон, смонтировав весы на специальной платформе, которую можно было вывести в горизонтальное положение после перемещения свинцового экрана (рис. 9).

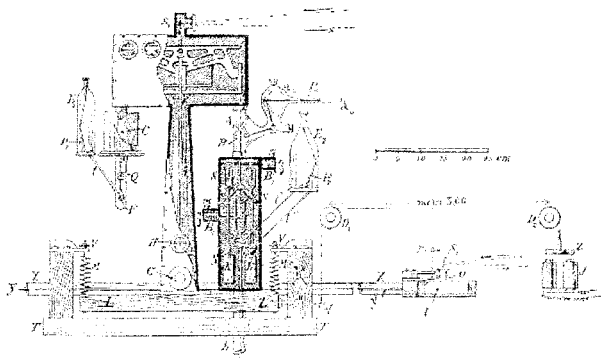


Рис. 9. Во втором опыте Майораны перемещение тяжелого свинцового блока создавало заметный наклон весов с последующим изменением положения равновесия. Для устранения этой проблемы итальянский физик сконструировал специальную платформу для весов, которую можно было горизонтально отъюстировать дистанционным способом, чтобы исключить наклон

Он придумал особый способ определения наклона меньшего  $1''$ , и с помощью небольшого электромагнита смог компенсировать этот наклон.

Необходимо было также учесть, как и в предыдущем опыте, притяжение противовеса свинцовым блоком, но теперь возникли новые возмущения. Свинцовые блоки покоились на массивных деревянных подставках, которые создавали заметные силы, действующие как на противовес, так и на пробное тело. К тому же свинцовые блоки передвигались электромотором, ньютоновское притяжение которого также нужно было учитывать. Майоране пришлось использовать некоторые железные детали, так что весы подвергались действию заметных магнитных эффектов.

Ньютоновские эффекты были рассчитаны и учтены. Магнитные силы были измерены путем отсоединения пробного тела от весов и использования третьего эквивалентного груза, помещенного на уровень весов.

В одной типичной серии измерений Майорана наблюдал полное изменение веса на величину  $+ 1,04$   $\mu\text{г}$  (т.е., вес *увеличился*), когда пробное тело находилось внутри свинцового куба. Однако в этом положении магнитные влияния создавали направленную вниз силу, эквивалентную  $+ 1,47$   $\mu\text{г}$ , и, следовательно, получалась немагнитная сила величиной  $0,43$   $\mu\text{г}$ , направленная *вверх*. Перемещение свинцового блока, вместе с его опорами и другими сопутствующими телами (электромотор и пр.), создавало направленный вниз ньютоновский эффект, эквивалентный  $3,78$   $\mu\text{г}$ , а ньютоновское притяжение свинцовыми блоками противовеса создавало направленный вверх эффект, эквивалентный  $2,75$   $\mu\text{г}$ . С учетом всех этих сил, оставалась направленная вверх результирующая сила величиной  $1,79$   $\mu\text{г}$ , которая интерпретировалась как уменьшение веса из-за поглощения гравитации.

Заметим, что систематические ошибки были очень велики – а именно больше, чем измеренный эффект. При таких обстоятельствах можно удивляться, что Майорана что-то вообще сумел измерить. Майорана и сам был обеспокоен, поэтому провел тонкую проверку. Он поместил 15-килограммовый свинцовый диск на полу подвальной лаборатории под пробным телом. Ньютоновское гравитационное притяжение пробного тела, производимое этим свинцовым диском, давало несколько  $\mu\text{г}$ . Повторив опыт, он заметил, что может измерить этот эффект – то есть ошибки не маскировали такое очень малое влияние, как это. Поэтому он сделал вывод, что измеренный эффект был реальным.

Майорана рассматривал другие возможные объяснения наблюдаемого уменьшения веса. Возможно, что пробное тело не находилось точно в центре свинцового экрана и т.п. Однако для создания наблюдаемого уменьшения веса необходимо было смещение вниз на  $5$  мм, а он был уверен, что ошибки определения положения были меньше  $0,5$  мм.

С учетом всех поправок, которые получил Майорана в 19 сериях наблюдений, средняя величина уменьшения веса получилась равной  $(2,01 \pm 0,10)$   $\mu\text{г}$  (Майорана, 1921–22, стр. 144). Это составляло около половины ожидаемого значения. Таким образом, из опытов со свинцовым экраном Майорана получил другую величину постоянной  $h$ :

$$h = (2,8 \pm 0,1) \times 10^{-12} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}.$$

Различие можно было бы объяснить или экспериментальными ошибками, или зависимостью поглощения гравитации от химического состава поглощающего тела. Майорана, однако, не выбрал ни одной из этих альтернатив. Он призывал других ученых повторить его опыты, чтобы проверить его результаты.

## 7. Поздние работы Майораны

Экспериментальная работа Майораны никогда не подвергалась критике. В самом деле, когда читаешь детальные отчеты о его опытах, трудно найти какой-либо источник ошибок, который он не принял бы во внимание. Дискуссия, последовавшая после опубликования этих его результатов, сфокусировалась на их следствиях и совместимости с другими принятыми результатами. Сам Майорана всегда подчеркивал, насколько важно воспроизвести его эксперименты, чтобы проверить их результаты, но никто никогда их так и не осуществил. Однажды Альберт Абрахам Майкельсон написал Майоране и попросил разрешения повторить его опыты в обсерватории Маунт-Вилсон. Майорана с энтузиазмом согласился, но опыт так и не был осуществлен. Возможно, Майкельсон отказался от этой мысли из-за того, что понял насколько трудно воспроизвести или улучшить столь тонкий эксперимент на доступном тогда инструментарии.

В 1930 году Майорана был приглашен сделать доклад во Французском Физическом Обществе. Он говорил о своих гравитационных экспериментах (Майорана, 1930). Там он опять отмечал: «Я ни в коем случае не настаиваю, что мои опыты (...) полностью убедительны и окончательны. Однако, по моему мнению, было бы полезно, чтобы мои более искушенные коллеги повторили их и усовершенствовали. Вполне может случиться, что эти возможные исследования приведут к выводу о том, что обнаруженный мною эффект должен быть уменьшен в большей или меньшей степени, или что предел чувствительности или ошибки наблюдения не позволяют в действительности наверняка определить этот эффект. Но даже в этом случае физик, проделавший эту работу, послужил бы прогрессу науки (Майорана, 1930, стр. 314)».

Опыты Майораны были осуществлены в физической лаборатории Туринского Политехнического Института. Однако, в конце 1921 года Майорана стал заведовать кафедрой физики Болонского Университета, сменив на этом посту Августо Риги. Похоже, что в новой лаборатории оборудование было лучше, чем в старой (см. Перукка, 1954, стр. 359). Майорана начал новую серию экспериментов по поглощению гравитации, но их детальное описание никогда не было опубликовано.

Основная трудность, с которой столкнулся Майорана в своих опытах, возникала из-за деформаций здания в результате перемещения почти 10 тонн свинца. Чтобы избежать этого Майораны, в Болонье Майорана уменьшил вес свинца до 380 кг. Устройство весов было также другим: цилиндрический свинцовый экран последовательно размещали вокруг каждого из двух пробных тел, подвешенных к весам, чтобы получить удвоенный эффект. Майорана утверждал, что

возникли новые источники ошибок, и что из новых измерений невозможно получить никакого достоверного значения величины коэффициента поглощения гравитации (Майорана, 1930, стр. 321).

В Болонье Майорана пытался также усовершенствовать свой эксперимент с ртутью. Было выбрано новое расположение сосудов с ртутью, так что ее полный вес все время был приложен к одной и той же точке подвала. В 1930 году Майорана еще продолжал совершенствовать подвеску своих весов и не мог представить количественных результатов: «Немногие измерения, которые удалось провести, похоже, дали результаты, подтверждающие смысл обнаруженного ранее эффекта, т.е. поглощение гравитационной силы. Хотя в данный момент я не могу представить количественных результатов по искомому эффекту, я убежден, что с помощью новой установки, которая сейчас проходит проверку, через какое-то время я смогу высказаться ясно *по данному предмету* (Майорана, 1930, стр. 32)».

Результаты новых измерений Майораны никогда не были опубликованы. Что произошло? Похоже, что его внимание привлекли новые интересы. Около 1930 года, Майорана глубоко погрузился в военный проект по разработке связи на основе ультрафиолетового и инфракрасного излучения (см. Майорана, 1941, стр. 81–82). По-видимому, его гравитационные эксперименты были отложены и не закончены. В самом деле, в 1941 году Майорана еще ссылаясь на свои попытки в Болонье, замечая: «Эффект получается того же порядка, как и тот, который наблюдался в Турине. Однако пока невозможно окончательно установить его точную величину. Существует слишком много возмущений, которые действуют разным образом, когда варьируются условия эксперимента. Несмотря на это, до сих пор существование эффекта всегда подтверждалось. Это очень тонкие исследования, и требуются месяцы и даже годы тщательной работы на их подготовку. Если их усовершенствовать, то в будущем они могут сказать последнее слово по этому интересному предмету (Майорана, 1941, стр.80)».

Это будущее так и не наступило. К моменту своей смерти в 1957 году Майорана опубликовал несколько статей, где ссылаясь на свои гравитационные эксперименты, но повторить их он так и не сумел.

## 8. Измерил ли Майорана поглощение гравитации?

В 1920-х все были согласны, что Майорана добросовестный исследователь, и его экспериментальный метод критике никогда не подвергался. Имеются, однако, три сомнительных места.

Первое: в его экспериментах достигнутая чувствительность была по величине того же порядка, что и измеренный эффект. В самом деле, отдельно взятое положение светового пятна на шкале определя-



лось с точностью 0,1 мм, что соответствовало изменению веса на 0,6 мкг. В опыте со ртутью результирующим измеренным эффектом было уменьшение веса на 0,97 мкг, в эксперименте со свинцом – на 2,0 мкг. Было проведено много измерений, и среднее значение показало малое стандартное отклонение, но все же всегда рискованно пытаться измерять эффект того же порядка, что и чувствительность измерительного инструмента.

Второе: известные систематические ошибки были того же порядка (а иногда даже больше), что и величина измеренного эффекта. Майорана все время старался уменьшить эти возмущения, и в некоторых случаях легко видеть, как можно было бы улучшить его эксперименты. Например, магнитные эффекты, действующие на весы, и ньютоновские эффекты, вызываемые действием свинцовых масс на противовес, можно было бы уменьшить на 25%, если бы Майорана переместил весы на следующий этаж здания. Похоже, что в Болонье он пытался уменьшить некоторые возмущения, но не смог достичь определенных результатов.

Третье: Майорана представил на суд общественности не все свои результаты, и он определенно *выбирал* для публикации некоторые из них. Из экспериментов с ртутью он представил лишь обработанные 57 измерений, сделанных 20 и 21 июля 1919 года. А что же остальные его опыты? И почему он так и не опубликовал никаких данных болонских экспериментов? Если бы новые данные были в согласии с предыдущими, он наверняка бы их опубликовал. Может быть, в разных сериях он получил очень разные результаты и увидел, что по полному набору полученных результатов никакого заключения сделать нельзя. Это могло бы прояснить лишь тщательное изучение всех его неопубликованных лабораторных записей (если они сохранились).

Возможно, что поглощения гравитации не существует и Майорана измерял какое-то неизвестное переменное воздействие. В самом деле, и в старых и в недавних гравитационных экспериментах нахождение необъяснимых систематических эффектов – обычное дело (Кук, 1987, 1988). Как замечал Кук, «трудно достигнуть адекватного понимания экспериментов на пределе доступной техники» (Кук, 1987, стр.76). Майорана определенно довел чувствительность измерения веса до предела. Хотя он и был прекрасным экспериментатором, его результат мог быть вызван какими-нибудь систематическими ошибками.

Но измерения Майораны нельзя отметить просто из-за возможных *сомнений* в том, а верны ли они (и потому, что они противоречат принятой большинством гравитационной теории).

## Благодарность

Автор благодарит Научный Фонд штата Сан-Пауло и Бразильский Государственный Совет по Научному и Технологическому Развитию за их поддержку этого исследования.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Armellini Giuseppe (1948). «Il moto del perielio di Mercurio nell'ipotesi di un assorbimento del flusso gravitazionale attraverso i mezzi materiali.» *Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Rendiconti* **5**: 288–94.
- [2] Austin Louis Winslow and Thwing, Charles Burton (1897). “An experimental research on gravitational permeability.” *Physical Review* **5**: 294–300.
- [3] Cook Alan (1987). “Experiments on gravitation.” In *Three hundred years of gravitation*. Stephen Hawking and Werner Israel, eds. Cambridge: Cambridge University Press, pp. 51–79.
- [4] Cook Alan (1988). “Experiments on gravitation.” *Reports of Progress in Physics* **51**: 707–757.
- [5] Gillies George T. (1987). “The Newtonian gravitational constant.” *Metrologia – International Journal of Scientific Metrology* **24** (Suppl): 1–56.
- [6] Gillies George T. (1990). “Resource letter MNG-1: Measurements of Newtonian gravitation.” *American Journal of Physics* **58**: 525–534.
- [7] Gillies George T. (1997). “The Newtonian gravitational constant: recent measurements and related studies.” *Reports of Progress in Physics* **60**: 151–225.
- [8] Majorana Quirino (1918–19). “Nuove ipotesi cosmogoniche e nuovo fenomeno gravitazionale.” *Atti della Reale Accademia delle Scienze di Torino* **54**: 667–9.
- [9] Majorana, Quirino (1919a). “Sur la gravitation.” *Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences de Paris* **169**: 646–649.
- [10] Majorana Quirino (1919b). “Expériences sur la gravitation.” *Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences de Paris* **169**: 719–721.
- [11] Majorana Quirino (1919–20a). “Sulla gravitazione.” *Atti della Reale Accademia delle Scienze di Torino* **55**: 69–88.
- [12] Majorana Quirino (1919–20b). “Sulla gravitazione.” *Atti della Reale Accademia dei Lincei. Rendiconti. Classe di Scienze Fisiche, Matematiche e Naturali* [series 5] **28** (2° Semestre): 165–174, 221–223, 313–317, 416–421, 480–489; **29** (1° Semestre): 23–32, 90–99, 163–169, 235–240.
- [13] Majorana Quirino (1920). “On gravitation. Theoretical and experimental researches.” *London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine* [series 6] **39**: 488–504.
- [14] Majorana Quirino (1921). “Sur l'absorption de la gravitation.” *Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences de Paris* **173**: 478–479

- [15] Majorana Quirino (1921–22). “Sull’assorbimento della gravitazione.” *Atti della Reale Accademia dei Lincei. Rendiconti. Classe di Scienze Fisiche, Matematiche e Naturali* [series 5] **30** (2° Semestre): 75–9, 289–94, 350–4, 442–6; **31** (1° Semestre): 41–5, 81–6, 141–6, 221–6, 343–6.
- [16] Majorana Quirino (1930). “Quelques recherches sur l’absorption de la gravitation par la matière.” *Journal de Physique et le Radium* [series 7] **1**: 314–323.
- [17] Majorana Quirino (1941). “Le mie ricerche scientifiche.” *Nuovo Cimento* **18**: 71–86.
- [18] Majorana Quirino (1954). “Su di un’ipotesi cosmogonica.” *Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Rendiconti. Classe de scienze fisiche, matematiche e naturali* [series 8] **17**: 150–157.
- [19] Majorana Quirino (1957a). “Sull’ipotesi dell’assorbimento gravitazionale.” *Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Rendiconti. Scienze fisiche, matematiche e naturali* [series 8] **22**: 392–397.
- [20] Majorana Quirino (1957b). “Ipotetiche conseguenze dell’assorbimento gravitazionale.” *Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Rendiconti. Scienze fisiche, matematiche e naturali* [series 8] **22**: 397–402.
- [21] Martins Roberto de Andrade (1999). “The search for gravitational absorption in the early 20th century.” In: Goemmer, H., Renn, J., & Ritter, J. (eds.). *The expanding worlds of general relativity* (Einstein Studies, vol. 7). Boston: Birkhäuser, pp. 3–44.
- [22] Perucca Eligio (1958). “Commemorazione del socio Quirino Majorana.” *Rendiconti delle Sedute della Accademia Nazionale dei Lincei* **25**: 354–362.
- [23] Poincaré Jules Henri (1953). “Les limites de la loi de Newton.” [1906–07] *Bulletin Astronomique* **17**: 121–269.
- [24] Taylor W. B. (1876). “Kinetic theories of gravitation.” *Annual Report of the Board of Regents of the Smithsonian Institution*, 205–282.
- [25] Woodward James F. (1972). *The search for a mechanism: action-at-a-distance in gravitational theory*. Denver: University of Denver (PhD. thesis, UMI 72–33,077).

## К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ ГРАВИТАЦИИ\*

В.В. Радзиевский и И.И. Кагальникова

### Введение

Открытие закона всемирного тяготения не сразу привлекло внимание исследователей к вопросу о физической природе гравитации. Лишь в середине XVIII в. М.В. Ломоносов [1] и несколькими годами позже Лесаж [2, 3] предприняли попытки интерпретировать явление тяготения на основе гипотезы «приталкивания» тел друг к другу «ультракосмическими» корпускулами.

Гипотеза Ломоносова-Лесажа благодаря своей исключительной простоте и физической наглядности быстро привлекла к себе всеобщее внимание естествоиспытателей и на протяжении последующих полутора столетий послужила темой страстной полемики. Она вызвала огромное число публикаций, среди которых наиболее существенный интерес представляют работы Лапласа [4], Секки [5], Лерэ [6], В. Томсона [7], Шрамма [8], Тэта [9], Изенкраге [10], Престона [11,12], Яролимека [13], Вапи [14], Ризенака [15], Лоренца [16], Д. Томсона (цит. по [17]), Д. Дарвина [18], А. Пуанкаре [19, 20], Майорана [21–25] и Шах-Сулеймана [26, 27].

В ходе этой полемики многочисленными авторами предлагались различные модификации гипотезы Ломоносова-Лесажа. Однако более тщательное рассмотрение каждой из них неизменно приводило к выводам, несовместимым с теми или иными представлениями классической физики. По этой причине, а также в связи с успешной разработкой общей теории относительности, интерес к гипотезе Ломоносова-Лесажа в начале XX в. резко снизился и, по-видимому, она была бы предана полному забвению, если бы в 1919–1922 гг. итальянский ученый Майоран не опубликовал результаты своих в высшей степени интересных опытов. В серии весьма тщательно поставленных экспериментов Майоран обнаружил явление поглощения гравитации массивным экраном, расположенным между взаимодействующими телами, — феномен, легко интерпретируемый в рамках классических представлений о механизме тяготения, но не имеющий до сих пор объяснения с позиций общей теории относительности.

\* В.В. Радзиевский и И.И. Кагальникова. Бюллетень ВАГО №26(33), 1960, с. 3–14.

Опытами Майорана заинтересовался известный экспериментатор Майкельсон [28]. Однако его намерение повторить эти опыты осталось неосуществленным в связи, по-видимому, с выходом в свет критической статьи Рассела [29], в которой показано, что если бы обнаруженное Майораном поглощение гравитации действительно имело место, то интенсивности морских приливов в двух диаметрально противоположных точках земного шара отличались бы друг от друга почти в 400 раз. На основании этого расчета Рассела результаты опытов Майорана были признаны несостоятельными, несмотря на то, что их экспериментально-техническая сторона не вызывала каких-либо конкретных возражений.

Предпринятое нами ознакомление со всем комплексом дорелятивистских идей о природе гравитации натолкнуло нас на мысль о возможности такого синтеза многочисленных классических гипотез, при котором присущие каждой из них в отдельности внутренние противоречия или несогласованность с экспериментальными данными могут быть успешно объяснены. Изложение этой «синтетической», т.е. обобщенной и модернизированной классической гипотезы тяготения, созданной преимущественно трудами цитированных выше авторов и дополненной лишь минимальным количеством наших собственных соображений, и составляет одну из главных задач данной работы. Другой мотив, побудивший нас выступить с этой статьей, заключается в том, что нами обнаружена несостоятельность приведенных выше возражений Рассела против результатов опытов Майорана: с точки зрения классической гипотезы тяготения никакого дифференциального эффекта в морских приливах наблюдаться не должно. Поэтому мы можем снова утверждать, что результаты опытов Майорана заслуживают самого пристального внимания и изучения. Как нам представляется, повторение опытов Майорана и постановка серии других экспериментов, проливающих свет на вопрос о существовании поглощения гравитации, является одной из актуальнейших задач современной физики. Положительные результаты подобных опытов могли бы внести существенные коррективы и в развитие общей теории относительности, поскольку вопрос о поглощении тяготения в рамках этой теории пока что остается белым пятном.

По-видимому, строгая интерпретация феномена Майорана возможна лишь с позиций квантово-релятивистской теории тяготения. Однако, поскольку эта теория только еще зарождается, представляется уместным рассмотреть, в качестве первого приближения, трактовку данного феномена на основе излагаемой ниже «синтетической гипотезы», тем более, что последняя содержит в себе известные предпосылки квантовой теории гравитации. Мы начнем с краткого изложения истории вопроса.

## 1. Дискуссия о гипотезе Ломоносова-Лесажа

Согласно гипотезе Ломоносова-Лесажа, мировое пространство заполнено «ультракосмическими» частицами, движущимися с огромными скоростями и почти свободно проникающими через вещество. Последнее задерживает лишь небольшую долю импульса частиц, пропорциональную величине проходящего импульса, плотности вещества и длине пути частиц внутри тела.

Благодаря пространственной изотропии в распределении и движении ультракосмических частиц, суммарный импульс, поглощаемый изолированным телом, равен нулю, и последнее испытывает лишь состояние сжатия. При наличии же двух тел (А и В) поток частиц со стороны тела В, падающий на тело А, ослабляется поглощением внутри тела В. Поэтому избыток потока, падающего на тело А с внешней стороны, приталкивает последнее к телу В.

В связи с гипотезой Ломоносова-Лесажа сразу же возник вопрос о механизме поглощения импульса. Здесь, вообще говоря, возможны следующие варианты:

1. Подавляющее большинство частиц проходит через вещество без потери импульса, незначительная же доля частиц либо полностью поглощается веществом, либо претерпевает упругое отражение (Шрамм [8]). Очевидно, в первом случае должно иметь место постепенное «вычерпывание» ультракосмических частиц веществом, приводящее к вековому уменьшению гравитационной постоянной. Кроме того, как легко можно показать, в этом случае должен был бы происходить неприемлемо быстрый рост массы тела, если скорость ультракосмических частиц близка к скорости света. Во втором случае, как показал Ваши [14], отражаемые частицы должны были бы компенсировать создаваемую взаимодействующими телами анизотропию в движении частиц. Другими словами, приталкивание тел в этом случае полностью компенсировалось бы их отталкиванием отраженными частицами и никакого тяготения не существовало бы.
2. Все частицы, проходя через вещество, испытывают нечто вроде трения, в результате чего они теряют часть своего импульса за счет уменьшения скорости движения (Лесажа [2, 3], Лерэ [6], Д. Дарвин [18] и др.). Очевидно, в этом случае также должно было бы происходить постепенное ослабление гравитационного взаимодействия тел (Изенкраге [10]).

Выход из описанного затруднения оказался возможным в связи с предложенной Томазина (цит. по [19, 17]), Д. Томсоном (цит. по [17]), Лоренцом [16], Брашем [30], Клутцом [31], Пуанкаре [19, 20] и другими авторами новой модификацией гипотезы Ломоносова-Лесажа,

согласно которой ультракосмические частицы заменяются весьма жесткой и проникающей электромагнитной волновой радиацией. Если при этом допустить, что вещество способно поглощать лишь первичную радиацию, а излучать вторичную радиацию, обладающую еще большей проникающей способностью, то эффект Ваши (отталкивание вторичной радиацией) может быть устранен.

Следующий вопрос, возникающий в связи с гипотезой Ломоносова-Лесажа, касается судьбы энергии, поглощаемой телами одновременно с поглощением импульса гравитационного поля. Как показали Максвелл [32] и Пуанкаре [19, 20], если приписать гравитации скорость не меньшую, чем скорость света, то для того, чтобы обеспечить наблюдаемую в природе силу гравитационного взаимодействия тел, необходимо допустить, что поглощается такой импульс, которому соответствует энергия, способная в течение одной секунды превратить в пар всю вещественную материю. Однако приведенные соображения, очевидно, теряют силу при учете идей Томазина, Дж. Томсона и Лоренца, согласно которым поглощаемая энергия не переходит в тепловую форму, а переизлучается в виде вторичной радиации по законам, также отличным от законов термического излучения.

Еще одна группа весьма щекотливых вопросов была связана с астрономическими следствиями гипотезы Ломоносова-Лесажа. Как показал Лаплас [4], распространение тяготения с конечной скоростью должно порождать эффект гравитационной аберрации, вызывающей настолько значительные возмущения в движении небесных тел, что не заметить их можно было бы лишь при условии, что скорость распространения гравитации превосходит скорость света по крайней мере в несколько миллионов раз.

Пуанкаре [20] обратил внимание на то обстоятельство, что движение даже изолированного тела должно испытывать весьма значительное торможение, что объясняется, во-первых, эффектом Доплера (встречные гравитоны становятся более жесткими и, следовательно, более импульсивными, чем догоняющие) и, во-вторых, тем, что поглощаемая масса приводится телом в движение и ей сообщается часть количества движения самого тела. Для того, чтобы это торможение не могло быть обнаружено из наблюдений, необходимо допустить, что скорость гравитационной радиации на 18 порядков превосходит ско-

---

\* Однако для того, чтобы не происходило вековое уменьшение гравитационной постоянной, необходимо предположить, что кванты вторичной радиации после излучения распадаются на кванты первичной радиации и, следовательно, на каком-то расстоянии, зависящем от продолжительности их жизни, гравитационное взаимодействие между телами стремится к нулю.

рость света. Это возражение Пуанкаре считается одним из наиболее сильных доводов против гипотезы Ломоносова-Лесажа.

Сравнительно недавно возникла еще одна модификация гипотезы Ломоносова-Лесажа, предложенная индусским академиком Шах-Сулейманом.

Согласно этой гипотезе, изолированное тело  $A$  излучает гравитоны во всевозможных направлениях изотропно, испытывая результирующую реактивную силу, равную нулю. Наличие второго тела  $B$  замедляет процесс излучения гравитонов телом  $A$  тем сильнее, чем меньше расстояние между телами. Поэтому количество гравитонов, излучаемых со стороны тела  $A$ , обращенной к телу  $B$ , будет меньше, чем с противоположной стороны. Это приводит к возникновению результирующей реактивной силы, отличной от нуля и стремящейся сблизить тело  $A$  с телом  $B$ .

Далее Шах-Сулейман постулирует инвариантность импульса гравитона по отношению к некоторой абсолютной системе отсчета. При этом условии движущееся тело должно испытывать не торможение, как у Пуанкаре, а наоборот, ускорение, совпадающее с направлением скорости и компенсируемое тормозящим действием среды.

Гипотеза Шах-Сулеймана очень интересна. К сожалению, однако, в ней не рассматривается вопрос об уменьшении массы излучающих тел и вопрос о судьбе излучаемых гравитонов.

Как легко показать элементарным подсчетом, для того, чтобы излучаемый телами импульс мог обеспечить наблюдаемую силу взаимодействия между ними, необходимо, чтобы они теряли свою массу с неприемлемо большой скоростью. Совершенно ясно, что никакие комбинации с продольной и поперечной массами не могут спасти положение. Между релятивистскими выражениями импульса и энергии существует вполне определенное соотношение [33], и невозможно себе представить, чтобы тело, излучая энергию  $E$  (т.е. массу  $E/c^2$ ), излучало бы при этом импульс, больший чем  $E/c$ .

Если же допустить, что излучение массы компенсируется соответствующим обратным процессом поглощения гравитонов, то мы вернемся к более естественному первоначальному варианту гипотезы Ломоносова-Лесажа. Поглощение гравитонов и неизбежно связанный с ним эффект экранирования обеспечат силу гравитационного притяжения без дополнительного предположения об анизотропном излучении гравитонов одним телом в присутствии другого.

## 2. Опыты Майорана. Критика Рассела

Известно, что Майоран не настаивал в своих исследованиях на какой-либо конкретной физической интерпретации закона тяготения.



Он просто исходил из предположения, что, если между двумя взаимодействующими материальными точками  $A$  и  $B$  помещается материальный экран, то сила их притяжения ослабевает благодаря поглощению гравитации этим экраном [21, 22, 25]. Ослабление потока гравитации, как и в гипотезе Ломоносова-Лесажа, Майоран принимал пропорциональным величине самого потока, истинной плотности пронизываемого им вещества и длине пути, проходимого потоком внутри тела. Коэффициент пропорциональности  $h$  в этом соотношении и получил название коэффициента поглощения. Очевидно, что при указанном выше предположении зависимость величины потока гравитации от длины пройденного им пути должна выражаться экспоненциальным законом.

Пусть мы имеем материальную точку, взаимодействующую с протяженным телом. Поскольку любой элемент массы этого тела будет притягиваться к материальной точке с силой, ослабленной экранированием той части тела, которая располагается между данным его элементом и материальной точкой, в целом тяжелая масса рассматриваемого тела будет уменьшена по сравнению с его истинной или инертной массой.

В работе [21] Майоран вывел формулу зависимости между тяжелой (кажущейся) массой  $M_\alpha$  и инертной (истинной) массой  $M_\nu$  сферического тела радиуса  $R$  постоянной истинной плотности  $\delta_\nu$ :

$$M_\alpha = \psi M_\nu = \frac{3}{4} \left[ \frac{1}{u} - \frac{1}{2u^3} + e^{-2u} \left( \frac{1}{u^2} + \frac{1}{2u^3} \right) \right] M_\nu, \quad (1)$$

где  $u = h\delta_\nu R$ .

Разлагая (1) в ряд, легко убеждаемся, что при  $u \rightarrow 0$ ,  $M_\alpha \rightarrow M_\nu$ , а при  $u \rightarrow \infty$ ,  $M_\alpha \rightarrow \frac{\pi R^2}{h}$ . Отсюда

$$h \leq \frac{\pi R^2}{M_\sigma}. \quad (2)$$

Применяя результат (2) в отношении Солнца, являющегося телом с максимальной надежно определенной кажущейся массой, Майоран получает

$$h \leq 7,65 \cdot 10^{-12} \text{ CGS}. \quad (3)$$

Для экспериментального определения коэффициента поглощения  $h$  принципиально достаточно взвесить какую-либо «материальную точку» без экрана, а затем определить вес этой «материальной точки», поместив ее в центр полого шара. Если в первом случае мы получим

величину  $m$ , то во втором случае зафиксируем уменьшенное, вследствие поглощения гравитации стенками полого шара, значение

$$m_\alpha = me^{-h\delta l} \cong m(1 - h\delta l), \quad (4)$$

где  $\delta$  – плотность материала, из которого изготовлен экранирующий шар, а  $l$  – толщина его стенок. Обозначая через  $\varepsilon$  уменьшение веса  $m - m_\alpha$ , легко находим

$$h = \frac{\varepsilon}{m\delta l}. \quad (5)$$

С целью определения по формуле (5) величины коэффициента поглощения, Майоран, начиная с 1919 г., произвел серию тщательно поставленных экспериментов, взвешивая свинцовый шар (с массой 1274 г) до и после экранирования слоем ртути или свинца (толщиной порядка дециметра).

После скрупулезного учета всех поправок оказалось, что вес шара в результате экранирования уменьшался в первой серии опытов на  $9,8 \cdot 10^{-7}$  г, что дает, согласно (5),  $h = 6,7 \cdot 10^{-12}$ . Во второй серии опытов было получено  $h = 2,8 \cdot 10^{-12}$ .

Как уже упоминалось, в 1921 г. Рассел выступил с критической статьей, посвященной работам Майорана.

Принимая, что сила взаимодействия между двумя телами конечных размеров выражается формулой

$$F = \frac{Gm_1\psi_1 m_2\psi_2}{r^2}, \quad (6)$$

где, в соответствии с выражением (1),

$$\psi = \frac{3}{4} \left[ \frac{1}{u} - \frac{1}{2u^3} + e^{-2u} \left( \frac{1}{u} + \frac{1}{2u^3} \right) \right],$$

и полагая сначала, что уменьшение тяжелых масс тел за счет самоэкранирования происходит при сохранении их инертных масс неизменными, Рассел получил на основании (6) третий закон Кеплера в виде

$$\frac{a_1^3}{a_2^3} = \frac{T_1^2}{T_2^2} \left[ \frac{\psi_1}{\psi_2} \right]. \quad (7)$$

Величина  $\psi$ , вычисленная Расселом при найденном Майораном коэффициенте поглощения  $h = 6,73 \cdot 10^{-12}$  для некоторых тел солнечной системы, оказалась равной:

Солнце	.....	0,33	Марс	.....	0,933
Юпитер	.....	0,951	Луна	.....	0,997
Сатурн	.....	0,978	Эрос	.....	1,000
Земля	.....	0,981			

Отсюда, между прочим, следует, что истинная плотность Солнца составляет не 1,41, а 4,23 г/см<sup>3</sup>.

Используя табулированные выше значения  $\psi$  и закон Кеплера, Рассел убедительно показал, что соответствующее нарушение равенства между тяжелыми и инертными массами планет привело бы к неприемлемо большим отклонениям в их движении. Для того чтобы эти отклонения могли оставаться незамеченными, необходимо, чтобы коэффициент поглощения  $h$  был в  $10^4$  раз меньше величины, найденной Майораном. Отсюда Рассел пришел к несомненно правильному заключению о том, что, если в результате самоэкранирования действительно происходит найденное Майораном уменьшение тяжелой массы тел, то одновременно обязательно должно происходить и уменьшение их инертных масс.

Это заключение Рассел положил в основу второй части своей статьи, посвященной главным образом исследованию вопроса о влиянии поглощения гравитации на интенсивность лунных и солнечных приливов. Следуя идеям Майорана, Рассел принял, что уменьшение притяжения, а стало быть, и инертной массы каждого кубического сантиметра воды по отношению к Луне или Солнцу происходит лишь в том случае, если последние находятся под горизонтом. При этом допущении оказалось, что в явлениях приливов должны наблюдаться резко выраженные аномалии, а именно, приливы на той стороне, по отношению к которой притягивающее тело находится над горизонтом, должны быть менее интенсивными (в два раза – для лунных и в 370 раз – для солнечных приливов), чем на противоположной стороне земного шара. В заключение своей статьи Рассел утверждает, что приведенные им расчеты свидетельствуют об отсутствии сколько-нибудь существенного поглощения гравитации и что, следовательно, результаты тщательных опытов Майорана нуждаются в какой-то иной интерпретации. Однако сам Рассел не приходит по этому поводу к какому-либо определенному выводу.

Признавая соображения Рассела, изложенные в первой части его работы, бесспорно правильными, мы должны прежде всего констатировать, что эффект самоэкранирования и связанное с ним уменьшение тяжелой массы тел не может рассматриваться как явление, противоречащее релятивистскому принципу эквивалентности: всякое изменение тяжелой массы обязательно должно сопровождаться соответствующим изменением инертной массы тел. Но можно ли согласиться с ре-

зультатами второй части статьи Рассела, согласно которым поглощение гравитации в масштабах, обнаруженных Майораном, противоречит данным наблюдений лунных и солнечных приливов? Вспомним, что к этому заключению Рассел пришел, исходя из чисто формальной гипотезы Майорана о поглощении гравитации только при условии, что гравитирующие тела находятся по разные стороны от экрана. Между тем, применение гипотезы Ломоносова-Лесажа, описывающей физическую картину поглощения гравитации, приводит, как мы покажем в следующем разделе, к выводам, которые, будучи вполне совместимыми с результатами опытов Майорана и соображениями Рассела, изложенными в первой части его статьи, в то же время лишают какой-либо почвы все заключения об аномалиях в приливах. Забегая несколько вперед, скажем коротко, что, согласно гипотезе Ломоносова-Лесажа, ослабление притяжения между двумя телами должно происходить при условии, что соединяющая их прямая пересекает экран, независимо от того, находятся ли гравитирующие тела по разные или по одну сторону от этого экрана.

### 3. «Синтетическая» гипотеза

Допустим, что мировое пространство заполнено изотропным однородным гравитационным полем, которое можно себе представить как электромагнитное поле весьма высокой частоты. Обозначим через  $\rho$  материальную плотность поля, подразумевая под этим понятием величину инертной массы, содержащейся в единице объема пространства. Очевидно, плотность той части поля, которая движется в избранном направлении внутри телесного угла  $d\omega$ , составляет

$$\rho \frac{d\omega}{4\pi}.$$

При этих условиях через любую элементарную площадку  $dS$  в нормальном к ней направлении внутри телесного угла  $d\omega$  за единицу времени будет проходить масса

$$d\mu = dS\rho \frac{d\omega}{4\pi} c, \quad (8)$$

несущая импульс

$$d\rho = dS\rho \frac{d\omega}{4\pi} c^2. \quad (9)$$

Поток массы (8) будет заполнять элементарный конус, одним из сечений которого служит площадка  $dS$ . Проведем на любом расстоянии от этой площадки две параллельные ей плоскости, вырезающие в рассматриваемом конусе элементарный усеченный конус высотой  $dl$ ,

и представим себе, что последний заполнен вещественной материей плотности  $\delta$ . Доля потока (8), поглощенная этой материей, очевидно, будет составлять

$$d(d\mu) = d\mu h \delta dl \quad (10)$$

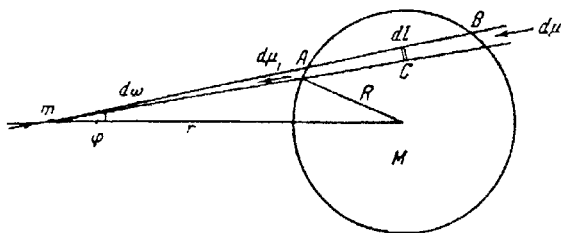
или

$$d(d\mu) = h\rho c \frac{d\omega}{4\pi} dm, \quad (11)$$

где  $dm = \delta dS dl$  – масса элементарного усеченного конуса.

Пусть мы имеем «материальную точку» массы  $m$  в виде сферического тела плотности  $\delta$  достаточно малых размеров, чтобы можно было пренебречь прогрессирующим характером поглощения внутри нее и считать, что поглощение происходит в соответствии с формулой (11). Разобьем сечение этого сферического тела на ряд элементарных площадок и построим на каждой из них элементарный конус с углом при вершине  $d\omega$ . Применяя к этим конусам формулу (11) и интегрируя ее по всей массе материальной точки, получим

$$\Delta(d\mu) = h\rho c \frac{d\omega}{4\pi} m. \quad (12)$$



Фиг. 1 К расчету поглощения массы потока поля материей

Формулой (12) определяется величина поглощенной доли массы поля, проходящей в единицу времени внутри конуса с углом при вершине  $d\omega$ , описанного около достаточно малого сферического тела массы  $m$ .

Для получения полной скорости роста массы точки необходимо учесть поглощение поля, падающего на нее из возможных направлений, что равносильно интегрированию (12) по всему телесному углу  $\omega$ . Это дает

$$\frac{dm}{dt} = h\rho c m. \quad (12)$$

Возвращаясь к формуле (10), представим себе, что поток поля, заключенный внутри рассматриваемого конуса, описанного около материальной точки  $m$ , пронизывает вещественную материю на протяжении конечного отрезка пути  $AB = l$  (фиг. 1).

Интегрируя (10) от  $B$  до  $A$ , получим выражение, определяющее полное поглощение внутри конуса  $AB$  при  $\delta = const$

$$(d\mu)_l = d\mu e^{-h\delta}. \quad (13)$$

Пусть  $d\mu$  есть масса поля, падающая на конус  $AB$  со стороны  $B$ , а  $(d\mu)_l$  — масса поля, выходящая из этого конуса и падающая на тело  $m$ . Уменьшение массы потока за счет поглощения в  $AB$  равносильно уменьшению его плотности до величины

$$\rho_l = \rho e^{-h\delta}. \quad (14)$$

Таким образом, на материальную точку  $m$  слева падает поток плотности  $\rho$  [поглощенная его доля выражается формулой (12)], а справа — поток плотности  $\rho_l$ . Поглощенная его доля будет составлять

$$\Delta(d\mu)_l = h\rho c e^{-h\delta} \frac{d\omega}{4\pi} m. \quad (15)$$

Вычитая (15) из (12) и умножая результат на  $c$ , получим векторную сумму импульса, поглощаемого точкой  $m$  в единицу времени, равную величине силы  $dF$ , с которой точка  $m$  «притягивается» к конусу  $AB$ :

$$dF = h\rho c^2 \frac{d\omega}{4\pi} (1 - e^{-h\delta}) \cdot m. \quad (16)$$

Нетрудно было бы показать, что с такой же силой конус  $AB$  «притягивается» к точке  $m$ .

Полагая в (16)  $l = dl$ , получим силу притяжения точки  $m$  к конусу элементарной длины

$$d(dF) = h^2 \rho c^2 \frac{d\omega}{4\pi} m \delta dl. \quad (17)$$

Как видно, сила (17) при заданных значениях  $\delta$ ,  $d\omega$  и  $dl$  не зависит ни от расстояния между точкой  $m$  и притягивающим элементарным усеченным конусом, ни от массы последнего. Этот результат вполне соответствует данным ньютоновской теории тяготения и находит свое объяснение в том очевидном факте, что масса рассматриваемого

мого элементарного усеченного конуса прямо пропорциональна квадрату его расстояния от точки  $m$ .

Дифференцируя (16) по  $l$ , получим величину силы притяжения точки  $m$  к элементу  $C$  конуса  $AB$ , также не зависящую от положения этого элемента

$$d(dF) = h^2 \rho c^2 \frac{d\omega}{4\pi} m e^{-h\delta l} \delta dl. \quad (18)$$

Однако сравнение (18) с (17) показывает, что элемент  $C$  притягивает точку  $m$  с ослабленной силой, причем степень ее ослабления зависит от общей толщины  $l$  экранирующей материи, независимо от того, находится ли точка  $m$  и элемент  $C$  по разные или по одну сторону от экрана. Последний результат и является математическим доказательством несостоятельности (в рамках гипотезы Ломоносова-Лесажа) критических соображений, высказанных во второй части статьи Рассела.

Определим теперь полную силу притяжения материальной точки  $m$  к сферическому однородному телу массы  $M$ . Умножая с этой целью правую часть (16) на  $\cos \varphi$  и учитывая, что  $l = 2\sqrt{R^2 - r^2 \sin^2 \varphi}$  и  $d\omega = 2\pi \sin \varphi d\varphi$ , легко находим

$$F = \frac{h\rho c^2 m}{2} \int_0^{\arcsin \frac{R}{r}} \left(1 - e^{-2h\delta\sqrt{R^2 - r^2 \sin^2 \varphi}}\right) \cos \varphi \sin \varphi d\varphi = \frac{h^2 \rho c^2}{4\pi} \cdot \frac{m\psi M}{r^2}, \quad (19)$$

где

$$\psi = \frac{3}{4} \left[ \frac{1}{u} - \frac{1}{2u^3} + e^{-2u} \left( \frac{1}{u^2} + \frac{1}{2u^3} \right) \right], \quad (20)$$

причем  $u = h\delta R$ .

Как уже отмечалось выше, при достаточно малом значении  $u$  (что практически имеет место для всех тел в масштабах земного шара)  $\psi \cong 1$ , откуда следует, что роль гравитационной постоянной играет величина

$$G = \frac{h^2 \rho c^2}{4\pi}. \quad (21)$$

Величину же  $\psi$ , зависящую от прогрессивного поглощения гравитации внутри тела  $M$ , следует рассматривать как коэффициент ослабления тяжелой массы последнего.

В соответствии с более поздними опытами Майорана положим, что коэффициент поглощения гравитации

$$h = 2,8 \cdot 10^{-12}. \quad (22)$$

Тогда на основании (21) легко находим

$$\rho = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3. \quad (23)$$

Такая сравнительно высокая материальная плотность мирового пространства не может встречать возражений, поскольку материя гравитационного поля почти свободно пронизывает любую вещественную материю и заметно проявляет себя только в форме явления гравитационного взаимодействия тел. Посмотрим теперь, как обстоит дело с доплеровским и абберрационным эффектами. Совершенно ясно, что если бы вещественная материя вела себя по отношению к гравитационному полю как «абсолютное черное тело», т.е. поглощала бы гравитационные волны любой частоты одинаково хорошо, то эффект Доплера вызывал бы неприемлемо интенсивное торможение даже изолированного тела, движущегося в системе, относительно которой суммарный импульс гравитационного поля равен нулю. Поэтому мы вынуждены допустить, что вещество поглощает гравитационные волны лишь в определенном диапазоне частот  $\Delta\nu$ , который много больше доплеровского смещения частоты, вызванного движением, и вместе с тем в достаточной мере перекрывается той частью прилегающего к  $\Delta\nu$  участка спектра поля, интенсивность которого можно считать более или менее неизменной. Нетрудно видеть, что при этих условиях движущееся тело не будет испытывать торможения, подобно тому как селективно поглощающий атом, движущийся в изотропном поле со спектром частот, с избытком перекрывающим весь спектр поглощения атома, не должен обнаруживать эффекта Пойнтинга – Робертсона.

В самом деле, в системе  $\Sigma$ , сопутствующей атому, наблюдатель будет констатировать поглощение со всех сторон фотонов одинаковой частоты, соответствующей свойствам атома. С точки зрения этого наблюдателя, результирующий импульс, приносимый поглощаемыми атомом фотонами, в среднем будет равен нулю. Поглощаемая же масса фотонов в системе  $\Sigma$  не приводится в движение и потому не отнимает у атома никакого импульса. С другой стороны, наблюдатель, находящийся в системе  $S$ , относительно которой поле изотропно, будет констатировать, что движущийся атом настигают более жесткие, а встречают более мягкие фотоны. Иначе говоря, ему покажется, что атом поглощает отличный от нуля результирующий импульс, направленный в сторону движения атома и компенсирующий ту потерю импульса, которая связана с передачей его поглощаемой массе фотонов.

Таким образом, наблюдатель в системе  $S$  также не зафиксирует ни торможения, ни ускорения движения атома.



Что же касается эффекта абберации, то, по меткому замечанию Робертсона [34], которое вполне можно отнести и к гравитационному полю, учет этого феномена есть лишь худший способ рассмотрения доплеровского эффекта. Действительно, изолированное тело, например Солнце, является стоком для поглощаемого и источником непоглощаемого гравитационного поля. Поскольку нас интересует только первое, мы можем сказать, что в присутствии тела происходит нечто вроде искривления гравитационного поля: в каждой точке последнего возникает отличный от нуля результирующий импульс, направленный к центру стока. Очевидно, такой импульс может приталкивать любое тело только по направлению к этому центру. Сам же факт движения, как следует из приведенных выше рассуждений, не может вызвать появления трансверсальной компоненты силы.

Итак, можно видеть, что изложенная здесь модернизированная гипотеза Ломоносова-Лесажа не находится в противоречии ни с одним из тех эмпирических фактов, которые до сих пор дискутировались в связи с этой гипотезой. Вместе с тем, разумеется, невозможно поручиться, что более детальный анализ проблемы не приведет в дальнейшем к открытию таковых.

Гипотеза Ломоносова-Лесажа не только позволяет легко интерпретировать феномен Майорана, но и, поясняя физическую сущность тяготения, открывает перспективы для дальнейших исследований вопроса о внутреннем строении материи, для изучения возможности управления гравитационными силами, а следовательно, и энергией гравитационного поля. Для иллюстрации мощности последней достаточно напомнить, что в опытах Майорана масса свинцового шара, при внесении его в полый шар из ртути, уменьшалась на  $10^{-6}$  г, что эквивалентно выделению двадцати миллионов калорий гравитационной энергии.

В самое последнее время авторам стало известно об опытах французского инженера Алле, обнаружившего явление поглощения гравитации по наблюдениям качания маятника во время полного солнечного затмения 30 июня 1954 г. В связи с этим считаем необходимым заметить, что еще в конце XIX в. русский инженер И.О. Янковский [35] занимался систематическими наблюдениями за изменением напряжения силы тяжести, в результате которых им были обнаружены суточные колебания и резкое изменение напряжения силы тяжести во время полного солнечного затмения 7(19) августа 1887 г.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] М.В. Ломоносов. Полное собрание сочинений, т. 1. Изд. АН СССР.
- [2] C.L. Lesage. *Nouv. Mém. de l'Acad. de Berlin*, 1749; 1758; 1782.
- [3] Deux traités de physique mécanique, publiés par Pierre Prévost. Genève—Paris, 1818.
- [4] L a p l a s e. *Oeuvres*, v. IV.
- [5] A.Secchi. *L'unita délle forze fisiche*, 1864.
- [6] L e r a y. *Comptes rendus*, 69, 615, 1869.
- [7] W. Thomson. *Proc. Roy. Soc. Edingburgh*, 7, 577, 1872.
- [8] H. Schramm. *Die allgemeine Bewegung der Materie als Grundursache der Erscheinungen*. Wien, 1872.
- [9] P.G. Tait. *Vorlesungen über einige neuere Fortschritte der Physik*. Braunschweig, 1877.
- [10] G. Isenkrahe. *Das Rätsel der Schwerkraft. Kritik der bisherigen Lösungen des Gravitationsproblems*. Braunschweig, 1879.
- [11] T. Preston. *Philosophical Magazine*, 4, 200, 364, 1877; 15, 391, 1881.
- [12] T. Preston. *Sitzungsber. Akad. Wiss., Wien*, 87, 795, 1883.
- [13] A. JaroIimek. *Wien. Ber.*, 88, 897, 1883
- [14] M. Waschy. *Journ. de phys.*, (2), 5, 165, 1886.
- [15] Rysanek. *Rep. de phys.*, 24, 90, 1887.
- [16] H. A. Lorentz. *Mém. de l'Acad. des Sci. d'Amsterdam*, 25, 1900.
- [17] З.А. Цейтлин. *Физико-химическая механика космических тел и систем*. М.—Л., 1937.
- [18] G. H. Darwin. *Proc. Roy. Soc. London*, 76, 1905.
- [19] H. Poincaré. *Sci. et méthode*. Paris, 1918.
- [20] H. Poincaré. *Bull. Astronomique*. 17, 121, 181, 1953.
- [21] Q Majorana. *Atti Reale Accad. Lincei*, 28, 2 sem., 165, 221, 313, 416, 480, 1919.
- [22] Q. Majorana. *Atti Reale Accad. Lincei*, 29, I sem., 23, 90, 163, 235, 1920; *Philos. Mag.*, 39, 488, 1920.
- [23] Q. Majorana. *Atti Reale Accad. Lincei*, 30, 75, 289, 350, 442, 1921.

- [24] Q. Majorana. *Atti Reale Accad. Lincei*, 31, 41, 81, 141, 221, 343, 1922.
- [25] Q. Majorana. *Journ. phys. et radium*, 1, 314, 1930.
- [26] S.M. Sulaiman. *Proc. Acad. Sci. India*, 4, 1, 1934; 4, 217, 1935.
- [27] S.M. Sulaiman. *Proc. Acad. Sci. Unit. Prov.*, 5, 123, p. 2, 1935.
- [28] A.A. Michelson. *Atti della Soc. per il progresso della scienze, Congresso di Trieste, settembre, 1921.*
- [29] H.N. Russel. *Aslrophys. Journ.*, 54, 334, 1921.
- [30] C.F. Brush. *Proc. Amer. Phyl. Soc.*, 68, 1, 55, 1929.
- [31] H. Klutz. *Techn. Engng. News*, 35, № 1, 1953.
- [32] J.C. Maxwell. *Encyclopedia Britanica*. 9 ed., v. 3, 46, 1875.
- [33] В. Паули. *Теория относительности*, М.-Л., 1947.
- [34] Н. Robertson. *Monthly Notices of Roy. Astron. Soc.*, 97, 423, 1937.
- [35] И.О.Ярковский. *Всемирное тяготение, как следствие образования весомой материи*. Москва, 1889.

# О ГРАВИТАЦИОННОМ ЭФФЕКТЕ СОЛНЕЧНЫХ ЗАТМЕНИЙ И ЕГО ИЗМЕРЕНИИ\*

Владимир Вячеславович Радзиевский

Вопрос о существовании поглощения гравитации материальными экранами составляет важную проблему современной физики, поскольку экспериментальное подтверждение этого феномена привело бы к необходимости существенного развития релятивистской теории тяготения, в рамках которой поглощение гравитации в масштабах, допускающих экспериментальную проверку, в настоящее время не объясняется [1, 2].

Попытки определить величину  $h$  коэффициента поглощения гравитации предпринимались многими учеными. Наибольшую известность приобрели тщательно поставленные в 1919–1931 гг. опыты Майорана, основанные на измерении веса свинцового шара до и после его экранирования от Земли слоем ртути толщиной в несколько дециметров. Зафиксированное Майораном уменьшение веса экранированного шара на величину порядка миллиардной доли последнего позволило вычислить коэффициент поглощения, который, по данным наиболее надежной серии опытов [3], оказался равным  $h=2,8 \cdot 10^{-12}$ . Однако и этот результат не может считаться достаточно уверенным, ввиду малости наблюдавшегося эффекта, связанной с трудностью создания в лабораторных условиях экрана необходимой мощности. Вот почему мысль исследователей все чаще обращается к возможности использования природного экрана — Луны, перекрывающей во время полных солнечных затмений поток гравитации, идущий к Земле от Солнца.

Соответствующий опыт впервые осуществлен 7(19) августа 1887 г. русским инженером И.О. Янковским [4], исследования которого в области теории гравитации были столь же оригинальными и смелыми, как исследования Циолковского в области астронавтики.

По утверждению автора, несмотря на примитивность используемой установки, он наблюдал ожидаемый эффект, однако в цитированной работе Янковский не приводит количественных данных о своих опытах.

Аналогичный по идее опыт был поставлен 30 июня 1954 г. французским инженером Алле [5], который также наблюдал вариации

---

\* Первый параграф с его названием из статьи: В.В. Радзиевский, Бюллетень ВАГО №31(38), 1961, с.3–14.

силы тяжести, находящиеся в корреляции с фазой затмения. По утверждению Алле [6], обнаруженная им возмущающая сила, вызванная эффектом экранирования, имеет порядок миллионной доли силы тяжести. Ниже мы даем теоретический расчет величины этой силы.

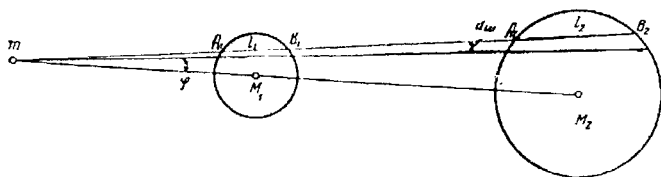
Пусть материальная точка с массой  $m$  (фиг. 1) помещается в центре гомотетии двух однородных шаров с массами  $M_1$  и  $M_2$ , плотностями  $\delta_1$  и  $\delta_2$  и радиусами  $R_1$  и  $R_2$  на расстоянии  $r_1$  и  $r_2$  от их центров.

Притяжение точки  $m$  к элементарному конусу  $A_1B_1$  или  $A_2B_2$  с учетом поглощения гравитации, но при наличии лишь одного из шаров, как следует из работы [7], составило бы

$$dF_1 = \frac{Gm}{h} (1 - e^{-h\delta_1 l_1}) d\omega, \quad (1)$$

$$dF_2 = \frac{Gm}{h} (1 - e^{-h\delta_2 l_2}) d\omega, \quad (2)$$

где  $G$  – гравитационная постоянная,  $l_1$  и  $l_2$  – длины хорд, образующих соответствующие конусы, и  $d\omega$  – телесный угол при их общей вершине.



Фиг. 1. К расчету величины гравитационного эффекта солнечных затмений

Притяжение же точки  $m$  одновременно обоими экранирующими друг друга конусами, очевидно, будет

$$dF_0 = \frac{Gm}{h} (1 - e^{-h\delta_1 l_1 - h\delta_2 l_2}) d\omega. \quad (3)$$

Умножая правые части (1), (2) и (3) на  $\cos \varphi$  и учитывая, что

$$l_1 = 2\sqrt{R_1^2 - r_1^2 \sin^2 \varphi} \quad \text{и} \quad l_2 = 2\sqrt{R_2^2 - r_2^2 \sin^2 \varphi},$$

легко находим, интегрируя по  $\varphi$  от 0 до  $\arcsin \frac{R}{r}$ ,

$$F_1 = \psi_1 \frac{GmM_1}{r_1^2}, \quad (4)$$

$$F_2 = \psi_2 \frac{GmM_2}{r_2^2}, \quad (5)$$

$$F_0 = \frac{\psi_0}{\psi_1} F_1 + \frac{\psi_0}{\psi_2} F_2, \quad (6)$$

где

$$\psi_i = \frac{3}{4} \left[ \frac{1}{u_i} - \frac{1}{2u_i^3} + \left( \frac{1}{u_i^2} + \frac{1}{2u_i^3} \right) e^{-2u_i} \right], \quad (7)$$

( $i=0, 1, 2$ ),

причем

$$u_0 = u_1 + u_2, \quad u_1 = h\delta_1 R_1, \quad u_2 = h\delta_2 R_2. \quad (8)$$

Нетрудно видеть, что простая сумма притяжений двух отдельно взятых шаров (4) и (5) превосходит их совместное притяжение при наличии взаимного экранирования (6) на величину

$$\Delta F = F_1 \left( 1 - \frac{\psi_0}{\psi_1} \right) + F_2 \left( 1 - \frac{\psi_0}{\psi_2} \right), \quad (9)$$

которая после разложения в ряд с точностью до членов первого порядка относительно  $u$  принимает вид

$$\Delta F = \frac{3}{4} (u_2 F_1 + u_1 F_2). \quad (10)$$

Применяя полученный результат (10) к Солнцу, Луне и точке  $m$ , находящейся на Земле, легко находим

$$\Delta F = 5 \cdot 10^3 hP, \quad (11)$$

где  $P$  – вес точки  $m$ .

В частности, если принять для  $h$  значение, найденное Майорана, будем иметь  $\Delta F = 1,5 \cdot 10^{-6} P$ , что находится в полном согласии с данными опыта Алле.

Поскольку солнечное затмение, не только полное, но даже полутеневое, наблюдается на сравнительно небольшом участке поверхности Земли, эффект ослабления гравитации в целом для Земли сказыв-

ваться практически не будет, вследствие чего изменение ускорения системы отсчета, связанной с Землей, под влиянием затмения не произойдет. Но это значит, что наблюдатель, находящийся в упомянутой системе, зафиксирует во время полного затмения появление добавочной силы (11), действующей на точку  $m$  в направлении линии центров Луна – Солнце, от Солнца к Земле.

Появление этой силы будет иметь своими следствиями:

1. Увеличение веса тела на величину

$$\Delta P = 5 \cdot 10^5 h P \cos z. \quad (12)$$

2. Отклонение отвесной линии (в направлении от Солнца) на угол

$$\alpha = 5 \cdot 10^5 h \sin z, \quad (13)$$

где  $z$  – зенитное расстояние Солнца в момент полного затмения.

Необходимо подчеркнуть, что описанные эффекты должны наблюдаться в двух точках поверхности Земли, находящихся на линии Солнце – Луна. Однако если конус полной гравитационной тени Луны не достигает той точки, для которой  $z > 90^\circ$  (Солнце под горизонтом), величина эффекта в этой точке будет несколько меньше.

Если во время затмения Солнце находится неподалеку от зенита или надира, то первый из указанных эффектов будет ослабляться образованием приливного выступа. При горизонтальном же положении Солнца сама величина эффекта стремится к нулю. Так или иначе, но попытка измерения вариации вертикальной составляющей силы тяжести, предпринятая в 1954 году Томашеком [8], не увенчалась положительными результатами.

Значительно более надежным способом решения проблемы представляется измерение угла (13), особенно если учесть, что на величину этого угла не влияет возможное изменение собственной массы тела, связанное с неизвестным нам механизмом поглощения гравитации. Если принять для  $h$  значение, найденное Майораном, то при  $\sin z \geq 0,5$ , согласно (13), мы будем иметь  $\alpha \geq 0''{,}2$ , что вполне доступно измерению при помощи современных сейсмических приборов.

Если угол отклонения отвесной линии измерен опытным путем, то коэффициент поглощения гравитации легко найти по формуле (13).

Найденная выше величина эффекта относится к центральной фазе полного затмения.

В пункте, где наблюдается частое солнечное затмение, величина эффекта должна быть несколько меньшей, причем степень уменьшения эффекта будет зависеть от распределения плотности материи внутри Луны и главным образом Солнца. Таким образом, если бы

удалось измерить угол  $\alpha$  при различных фазах затмения, это позволило бы решить вопрос о внутреннем строении Солнца.

В полосе полного солнечного затмения и вблизи нее время нарастания и последующего уменьшения угла  $\alpha$  составляет около двух часов. Таким образом, можно заранее сказать, что для измерения этого угла следует применять наклономеры с максимальным собственным периодом. В то же время чувствительность наклономера должна изменяться в самом широком диапазоне, поскольку величина  $h$  неизвестна и так как использование прибора, значительно более чувствительного, чем это требуется для надежного определения величины  $h$ , приведет лишь к осложнению работы.

Если верить результатам лабораторных измерений, сделанных Майораном, то в наших широтах угол  $\alpha$  должен иметь порядок  $0''{,}1$ . В этом случае для его измерения следовало бы использовать наклономер с очень большим собственным периодом и относительно низкой чувствительностью. Существующие наклономеры, основанные на принципе горизонтального маятника, с указанной точки зрения, являются неудобными, так как увеличение их периода сопровождается одновременным повышением чувствительности. С другой стороны, наклономер должен быть готов к тому, чтобы измерить угол  $\alpha$  и в том случае, если величина коэффициента  $h$  окажется на два-три порядка меньшей, чем это получено Майораном.

*Ярославль, февраль 1961 г.*

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] G. Armellini, Atti della Accademia Nazionale dei Lincei, **5**, 288, 1948.
- [2] M. Allais, Comptes Rendus, **245**, 25, 1957.
- [3] Q. Majorana. Atti della Reale Accademia dei Lincei, **30**, 75, 289, 350, 442; 1921.
- [4] И.О. Янковский. Всемирное тяготение как следствие образования весомой материи внутри небесных тел. М., 1889.
- [5] M. Allais, Comptes Rendus, **245**, 13, 1957.
- [6] M. Allais. Aero/Space Engineering, **18**, N 19, 1959.
- [7] В.В. Радзиевский и И.И. Кагальникова. Бюлл. ВАГО, № 26 (33), 1960.
- [8] R. Tomaschek. Nature, **175**, N 4465, 937–939, 1955.



# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПОИСКИ ПОГЛОЩЕНИЯ ГРАВИТАЦИИ И ПЯТОЙ СИЛЫ<sup>1</sup>

Лев Александрович Савров

*Государственный Астрономический Институт  
им. П.К. Штернберга при МГУ,  
Москва, 119899, Университетский пр-т, 13.  
E-mail: savrov@sai.msu.ru*

Представлен обзор основных экспериментов второй половины прошлого столетия, посвященных двум из самых спорных проблем современной науки – возможному существованию так называемого поглощения (экранирования) тяготения и пятой силы.

## Введение

В этой статье я не ставлю перед собой задачу обзора и анализа разнообразных теорий, связанных с гипотезой поглощения гравитации и возможным феноменом пятой силы. Невозможно дать и полный обзор экспериментов по поиску поглощения (экранирования) гравитации и существования пятой силы. Мне хотелось бы в первую очередь сравнить «статические» и «динамические» измерительные методы и приборы, с помощью которых некоторыми авторами, по их утверждениям, получены сенсационные экспериментальные результаты, которые необъяснимы общепризнанными научными теориями [1–7].

В самих идеях существования поглощения (экранирования) гравитации и некой новой (пятой) силы нет ничего особенного сенсационного. Современные попытки объединить гравитацию с другими фундаментальными взаимодействиями в единую квантовую теорию предсказывают существование новых взаимодействий, сравнимых даже по силе с гравитацией, что должно привести к ряду новых эффектов. Некоторые исследователи считают поглощение гравитации связанным с возможным существованием пятой силы. Сенсацией явились бы *экспериментальные данные*, подтверждающие существование поглощения гравитации или пятой силы. Неудивительно, что выражение «миф или реальность» было использовано совершенно независимо тремя авторами [8–10] в названиях их статей, опубликованных в разное время в различных изданиях.

---

<sup>1</sup> Статья принята к публикации в сборнике 10 июня 2004 г.

## Статические системы

Логично, что именно гравиметристы, изучающие гравитационное поле Земли и планет, первыми откликнулись на публикации результатов вышеупомянутых экспериментальных наблюдений. В начале двадцатого столетия были разработаны оба вида приборов для изучения гравитационного поля: динамические – маятниковые приборы и вариометры (градиентометры) – для определения силы тяжести и некоторых вторых производных гравитационного потенциала; и статические – гравиметры, с помощью которых определяли приращение силы тяжести. Измерения силы тяжести представляют собой тонкий эксперимент, проводимый, как правило, в экспедиционных условиях. Следует отметить, что при измерении силы тяжести маятниковым методом с точностью до 0,5 мгал (0,0005 см/сек) период единичного колебания маятника (0,5 сек) необходимо определять с точностью до одной десятиллионной доли секунды; при измерении силы тяжести статическим методом с помощью гравиметра перемещение груза чувствительного элемента необходимо регистрировать с точностью в несколько десятых долей микрометра. Среди набора экспериментальных данных, заставивших сомневаться в справедливости существующих физических законов, были геофизические измерения в Австралии: Стейси с коллегами из университета Кливленда в течение нескольких лет проводили измерения силы тяжести гравиметрами в глубоких шахтах и буровых скважинах на разных глубинах [11]. Изменение силы тяжести с глубиной отличалось от предсказанных значений. Это расхождение можно было объяснить, если допустить существование неизвестной слабой отталкивающей силы.

Результаты экспериментов Майораны [1] по поглощению тяготения были практически проигнорированы научным сообществом из-за, в основном, триумфального шествия ОТО Эйнштейна и серьезной критики Рассела [12]. Но после опытов Алле и Томашека [2, 6] по наблюдению гравитационных эффектов во время солнечного затмения 1954 года интерес к гипотетическому эффекту экранирования (поглощения) тяготения возродился вновь. Региональное совещание европейско-азиатских стран в Берлине (1960 г.) рекомендовало провести гравиметрические наблюдения во время солнечного затмения 15 февраля 1961 года. Такие работы были выполнены в Италии (Триест, Флоренция), СССР (Москва, Бузулук, Киев, Ростов-на-Дону, Самара, Тбилиси, Ярославль) и Румынии [13]. Анализ наблюдений позволил сделать следующие заключения: наиболее точно и надежно работавшие в установившемся режиме и изолированные от внешних влияний гравиметры *не реагировали* на солнечное затмение; эффект изменения силы тяжести во время затмения наблюдался на ненадежных приборах и на приборах, работавших в неустойчивом режиме и недостаточно

изолированных от внешних влияний, причем большие изменения обнаруживали приборы, находившиеся в худших условиях.

Последнее десятилетие прошлого столетия отмечено наличием ряда зарегистрированных аномальных изменений силы тяжести во время солнечных затмений. Дюкарм и др. (Мексика, Коста-Рика, 1991) [14] зарегистрировали приливным гравиметром изменение силы тяжести на уровне 0,1 мгал в момент начала затмения. По мнению авторов сообщения, это было вызвано изменением давления из-за возникновения атмосферных ударных волн. Фрейтас (Бразилия, 1994) [15] с помощью приливного гравиметра и Ван-Реймбеке и др. (Бразилия, 1994) [16] на статическом двухкомпонентном маятнике получили изменение силы тяжести в момент начала затмения на уровне 1,5 мгал, что согласуется с результатом группы Дюкарма. Чжоу и др. (Китай, 1997) [17] зафиксировали пружинным гравиметром изменение силы тяжести на 7 мгал. Однако в 1999 году во время затмения на европейской территории Дюкарм и др. [18] произвели наблюдения с помощью высокоточных сверхпроводящих стационарных гравиметров, расположенных последовательно вдоль полосы полной фазы затмения (Франция, Бельгия, Люксембург), и не обнаружили никаких аномальных гравитационных эффектов.

Данные наблюдений с гравиметрами австралийской группы по наблюдению «эффекта пятой силы» тоже, естественно, анализировались. Основная неопределенность этих результатов связана с неточным знанием локальной геологии вокруг шахты. Неопределенности можно уменьшить, если попытаться уйти подальше от скальных образований. Значит, нужно идти либо вверх от поверхности Земли, либо вниз, но не через твердые породы. Группа Экхарда из Геофизической лаборатории ВВС США измеряла с помощью высокоточного гравиметра силу тяжести на различных высотах шестисотметровой телебашни [19, 20]. Для сравнения полученных данных с предсказанными значениями применялась методика «аналитического продолжения», чтобы определить гравитационное поле Земли на низких высотах. Поскольку пятая сила «не поддается» процедуре аналитического продолжения, отклонение от закона обратных квадратов должно проявиться в разности между измеренными и предсказанными значениями. Расхождение было найдено:  $(-500 \pm 35)$  мгал ( $1 \text{ мгал} = 10^{-6} \text{ см/сек}$ ). Но знак минус свидетельствовал в пользу притягивающей силы, что *противоречило* данным Стейси. К тому же, критики отметили, что техника аналитического продолжения в данном случае требует точного знания локального распределения силы тяжести. Дефекты гравитационной съемки, использованной Экхардом, могли дать схожие расхождения. Экхард провел новый анализ и нашел, что его

результат согласуется с ньютоновским законом. Такие же нулевые результаты были получены и в двух других экспериментах на башнях.

Экспериментальная группа из Лос-Аламоссской национальной лаборатории провела измерения силы тяжести в двухкилометровой скважине, пробуренной на ледяном щите Гренландии. Использовалась методика «аналитического продолжения вниз». Результаты разошлись с предсказаниями закона Ньютона, но авторы не берутся утверждать, что он нарушается, поскольку, несмотря на отличные «качества плотности» льда, могли сказаться неизвестные геологические особенности подстилающих твердых пород. Чтобы избежать трудностей с неоднородностью твердых пород, были проведены эксперименты с водными массивами, в которых притягивающим телом служил океан, и, таким образом, закон Ньютона проверялся для расстояний порядка 5 километров. Эксперимент позволил изучить поведение гравитационной постоянной  $G$  на самых больших расстояниях, возможных в земных условиях. Значение  $G$ , полученное в результате довольно обширной гравиметрической съемки на поверхности океана, совпало с лабораторными определениями.

## Динамические системы

Если по поводу результатов экспериментов со статическими приборами ученые более или менее пришли к общему мнению, то с динамическими дело обстояло не так просто.

### 1. Экранирование гравитации.

Французский ученый Алле (лауреат Нобелевской премии по экономике 1988 года) провел серию наблюдений с параконическим маятником с 1954 по 1959 гг и во время солнечных затмений в 1954 и в 1959 году наблюдал вариации силы тяжести, находящиеся в корреляции с фазами затмений [21]. Он утверждал, что обнаруженная им возмущающая сила, вызванная эффектом экранирования, в миллион раз слабее силы тяжести.

К затмению 1961 года лишь гравиметрическая группа ГАИШ МГУ, выехавшая в составе экспедиции института в Ростов-на-Дону, сумела укомплектоваться, кроме гравиметров, двумя параконическими маятниками [13]. Один из маятников являлся конструктивной копией маятника Алле: его поведение в семисуточный период наблюдений носило случайный характер и какой-либо определенной корреляции с затмением *не имело*. Автор данного обзора работал с маятником собственной конструкции, помещенным в вакуумную камеру и снабженным фоторегистрацией и механизмом запуска и арретирования. Маятник демонстрировал эффект Фуко, но и только. Единственное подтверждение «эффекта Алле», причем с полным численным

совпадением, было получено в Румынии группой Жевердана, которая проводила наблюдения с классическим маятником Фуко 25-метровой длины, подвешенным в старой церкви (результаты этого эксперимента, посланные во Французскую Академию Наук, так и не были опубликованы). Замечу, что эксперимент с маятником Фуко был повторен еще два раза: французским инженером Дени [3] во время затмения в Мексике в 1991 году и румынской группой Михайлы во время затмения 1999 года в Румынии (результат не опубликован). Оба раза был получен «эффект Алле» с численным совпадением с результатами Жевердана. Научный мир не придал значения этим результатам, поскольку маятник Фуко не изолирован от окружающей среды и на его поведение сильно влияет система подвеса и сама длинная крутильная нить. Не были положительно восприняты и результаты эксперимента самого Алле; критики указывали, что маятник должен был подвергаться большим сокачаниям из-за своей массивности (12 кг), он находился не в вакууме, поэтому существенно «залипание» слоев окружающего воздуха, сильно влияло трение качения и вращения и т.п.

В начале 70-х появились публикации Аллена и Саксла [4] об изменении периода крутильного маятника во время солнечного затмения, которое оказалось на пять порядков больше, чем теоретически предполагалось вследствие притяжения Луны с учетом ее положения относительно Солнца и Земли. Одновременно появились работы Андерсона и др. [22], Хайнса [23], Шкоде и др. [24], Бекмана и др. [25], посвященные открытию и вычислению свойств атмосферных ударных волн во время солнечных затмений. В середине 80-х была опубликована интересная работа Рубинкама и Вейсса о влиянии солнечных затмений на орбиту спутника LAGEOS [26].

Отражением вновь пробудившегося интереса ученых к этой проблеме стали проведенные с 1990 по 2000 гг. девять международных экспедиций, посвященных наблюдениям и измерениям эффекта экранирования гравитации во время солнечных затмений. Для проверки результатов динамического эксперимента Алле с 1989 года я продолжал конструирование параконических маятников в ГАИШ и совершенствование вакуумированных и автоматизированных приборов с компьютерной регистрацией. Под моим руководством международная группа приняла участие в трех международных экспедициях в Беломорск (Россия), Мехико (Мексика) и Пато-Бранко (Бразилия) [27–29].

К «затмению века» 11 июля 1991 года в Латинской Америке (полоса полной фазы шириной более 200 км, расположение Луны и Солнца почти в зените, необычайная длительность полного покрытия Солнца Луной – 6 мин 39 сек) наша группа испытала и отладила новый параконический маятник, полностью вакуумированный, автоматизированный, с компьютерной записью почти непрерывно получае-

мых данных. Наблюдения принесли два удивительных результата: в момент начала затмения произошло резкое отклонение азимута плоскости колебаний маятника на  $12^\circ$  (расчеты показывают, что вероятность случайности этого события составляет 0,02%), что совпадает с результатами Алле 1954 и 1959 гг.; во время затмения наблюдалось также уменьшение скорости вращения плоскости качания маятника, максимальное его значение составило  $0,5$  %/мин, что в пять раз превышает эффект Фуко для широты г. Мехико ( $0,1$  %/мин). Первая аномалия была зафиксирована и гравиметрами, а вторая – маятником Фуко.

На затмение, состоявшееся 3 ноября 1994 года в Южной Америке, мы подготовили два прибора – использовавшийся в Мексике и идентичный ему второй. Эффект резкого изменения азимута плоскости колебаний маятника в момент начала затмения *не подтвердился*; к тому же графики зависимости азимута плоскости качания от времени не носили такого «пилообразного» характера, как в Мексике. Очень вероятно, что лавовый блок, в котором на 20-метровой глубине находилась лаборатория Мексиканского института геофизики, является резонатором сейсмических возмущений. «Звон» этого лавового колокола, который среагировал на ударные атмосферные волны, и был зарегистрирован параконическим маятником и трехкомпонентным гравиметром французских коллег. Эффект же изменения скорости вращения плоскости качания маятника подтвердился, его величина оказалась равной локальному эффекту Фуко; к тому же выяснилось, что плоскость качания маятника вращается всегда быстрее в направлении эффекта Фуко, чем в направлении против эффекта.

## 2. Пятая сила.

По предположению Фишбаха [7], источником взаимодействия, вызывающим существование пятой силы, может быть барионный заряд, который приблизительно пропорционален массе атомов данного тела. Для элементов вблизи центра таблицы Менделеева, для которых ядерные силы сильнее, число барионов на единицу массы максимально, а к началу и концу таблицы оно уменьшается. Таким образом, эффективная константа взаимодействия  $\alpha$ , которая характеризует величину пятой силы, уже не является постоянной величиной, а будет зависеть от химического состава тел. При экспериментальном поиске существования пятой силы можно ожидать измеримых эффектов в двух типах физических экспериментов: прямое производство новых частиц или обнаружение новой силы в макроскопических гравитационных экспериментах. Первый путь связан с очень высокими энергиями ( $10^{14}$  Гэв и выше), в современных ускорителях взаимодействие двух частиц может быть реализовано на гораздо более низком энергетическом уровне. Остается второй путь.

Можно выделить две группы классических гравитационных экспериментов, в которых, возможно, будет обнаружена пятая сила.

а) *Проверка закона обратных квадратов.*

Ищется аномальная сила между пробным телом и массой в зависимости от расстояния. Эти эксперименты можно также рассматривать как измерение зависимости гравитационной постоянной  $G$  от расстояния. В зависимости от шкалы проверяемых расстояний можно использовать в качестве взаимодействующих тел: два лабораторных тела (от нескольких мм до 10 м); Землю и гравиметр (от 10 м до нескольких км); Землю и орбитальный спутник (от 100 км до 1000 км); небесное тело и космический аппарат (от  $10^3$  до  $10^8$  км).

Лабораторные эксперименты традиционно ставятся в классическом варианте опыта Кавендиша с крутильными весами, который он выполнил еще в конце XVIII века для определения гравитационной постоянной [30]. К нашему времени сделано несколько десятков таких экспериментов, в лучших из них значение  $G$  измерено с точностью  $10^{-4}$ . Типичные расстояния между взаимодействующими массами – от нескольких сантиметров до нескольких десятков сантиметров. Еще до работы Фишбаха американский физик Лонг в 1976 году поставил специальный эксперимент для проверки зависимости  $G$  от расстояния и сообщил, что значения гравитационной постоянной для расстояний между взаимодействующими массами 4,5 см и 30 см отличаются на 0,4% [31]. В конце 70-х – начале 80-х годов последовала целая серия подобных экспериментов, в которых проверялись расстояния от миллиметров (Митрофанов и Пономарева, МГУ [32]) до 10 метров (Огава и др. [33], Япония; Панов и Фронтов, МГУ [34]). Ни в одном из них изменений гравитационной постоянной *обнаружено не было*. Эксперименты не позволяют определить отдельно параметры  $\alpha$  (эффективная константа взаимодействия) и  $\lambda$  (характерный радиус действия) пятой силы. Поэтому результаты экспериментов принято интерпретировать как функциональную зависимость  $\alpha$  от  $\lambda$ , строя на плоскости  $\alpha - \lambda$  области, «запрещенные» и «разрешенные» экспериментальными данными. Наиболее сильные ограничения были получены в экспериментах Хоскинса (Калифорнийский университет), Чена (Кембридж) и Сагитова (ГАИШ, МГУ) [35–37]. Опыты проводились в диапазоне расстояний от 2 см до 20 см. Отклонений от закона обратных квадратов *обнаружено не было*.

б) *Поиск сил, зависящих от вещества взаимодействующих тел.*

Отыскивается разность сил (или ускорений), действующих на систему двух пробных тел со стороны источника; пробные тела с равными массами, но различного химического состава, третье тело – источник гипотетической пятой силы. Широко известным примером этой системы являются крутильные весы: подвешенное на тонкой

нити коромысло, на концах которого укреплены пробные тела равной массы, сделанные из разных материалов. Если существует «барионная сила», то эффективные константы взаимодействия для разных пробных тел будут различными и, следовательно, на крутильные весы со стороны источника будет действовать аномальное ускорение, пропорциональное разности барионных зарядов пробных тел. Эффект, измеряемый в экспериментах этого типа, может быть в 100–1000 раз меньше, чем в экспериментах первого типа. Поэтому экспериментальная установка во втором случае должна обладать существенно большей чувствительностью.

Классический пример экспериментов второго типа – опыты по проверке принципа эквивалентности. В прошлом столетии эксперименты по проверке ПЭ с возрастающей точностью были поставлены сначала в Будапештском университете Этвешем (1909) [38], затем в Принстонском университете Дикке (1961) [39] и в Московском университете Брагинским и Пановым (1971) [40]. Во всех экспериментах использовались крутильные весы. Этвеш для пробных тел из различных материалов сравнивал инерционное ускорение, вызванное суточным вращением Земли, с гравитационным ускорением, обусловленным массой Земли, и установил равенство инертной и гравитационной масс для различных веществ с точностью до  $3 \cdot 10^{-9}$ . В экспериментах в Принстонском университете, а затем и в МГУ измерялись относительные ускорения пар различных объектов (в Принстоне использовали золото и алюминий, в МГУ – платину и алюминий) в гравитационном поле Солнца. Справедливость ПЭ в Принстоне была подтверждена на уровне  $10^{-11}$ , в МГУ эта оценка была улучшена почти на порядок.

Первые результаты экспериментов по проверке выводов Фишбаха как будто действительно согласовывались с моделью пятой силы. В эксперименте, проведенном Тибергером (Брукхейвенская национальная лаборатория, США) [41], полая медная сфера, плавающая в резервуаре с водой, помещалась на вершине отвесной скалы над рекой Гудзон. Медленный дрейф сферы относительно резервуара в сторону края скалы указывал на возможную отталкивающую силу, приблизительно в 100 раз меньшую, чем гравитационная. Другое указание на существование силы, зависящей от химического состава взаимодействующих тел, было получено в Вашингтонском университете. Бойтон с коллегами [42] использовали крутильные весы, сделанные в виде кольца, одна из половинок которого состояла из бериллия, а другая – из алюминия (так называемый «композиционный диполь»). Установка располагалась на вершине трехсотметровой гранитной скалы. Первые эксперименты Бойтона поддержали модель пятой силы, зависящей от барионного заряда. Однако недавние эксперименты этой группы, в



которых использовалось кольцо из полиэтилена и меди, дали *отрицательные* результаты.

К настоящему времени выполнено более десятка подобных экспериментов. В большинстве из них использовались крутильные весы для сравнения ускорений пробных тел в поле источников как естественного, так и искусственного происхождения.

Наиболее интенсивные исследования на широкой шкале расстояний проводились группой Адельбергера [43] в Вашингтонском университете. Эта группа работала с крутильными весами, сделанными в виде четырехконечной звездочки с двумя парами пробных масс на концах. В качестве источника пятой силы использовалась холмистая местность рядом с лабораторией, Земля в целом и, что особенно важно, большая масса из свинцовых брикетов. Результаты всех этих экспериментов подтвердили справедливость ПЭ, т. е. каких-либо аномальных сил обнаружено не было.

Современную ситуацию с этой группой экспериментов можно охарактеризовать следующим образом. Ограничения на значения  $\alpha$  для малых  $\lambda$  получены по экспериментам с источниками лабораторных размеров. Преимущество таких экспериментов состоит в том, что можно очень точно оценить массу и предполагаемый заряд источника пятой силы. Однако чувствительность этих экспериментов быстро падает с увеличением характерного радиуса действия пятой силы. Поэтому наиболее строгие ограничения на  $\alpha$  для больших значений  $\lambda$  дают эксперименты, использующие локальные геофизические источники – горы, скалы, строения и т.п. («локальная геофизика»).

Имеется область значений  $\lambda$ , где лучшие границы для  $\alpha$  устанавливаются по экспериментам галилеевского типа, в которых сравниваются ускорения двух пробных тел, свободно падающих на Землю. Их чувствительность меньше, но их легче интерпретировать в области расстояний  $10^4$ – $10^6$  метров. Для больших значений  $\lambda$  эксперименты этвешевского типа снова начинают играть более важную роль, поскольку перпендикулярная составляющая возможной пятой силы теперь зависит только от глобальных свойств Земли («глобальная геофизика»). Наконец, эксперименты с крутильными весами в поле Солнца дают оценку параметра  $\alpha$  вплоть до расстояний  $\lambda = 1$  астр. ед.

## Заключение

### 1. Экранирование (поглощение) гравитации.

#### а) Статические системы.

Можно снова повторить, что «эффект» изменения силы тяжести во время затмения наблюдается на ненадежных приборах, работающих в неустойчивом режиме и недостаточно изолированных от внеш-

них влияний. Точность гравиметров и степень устранения или учета помех, по-видимому, недостаточны для обнаружения эффекта экранирования, если он существует.

#### б) *Динамические системы.*

Во второй половине 90-х годов Хаясака и др. (Япония) опубликовали результаты экспериментов со свободно падающим быстровращающимся гироскопом [5]. Из-за наблюдавшейся существенной разницы (142 мгал) силы тяжести при правом и левом вращении гироскопа авторы сделали вывод о возникновении антигравитации при правостороннем вращении.

Их результаты, так же как результаты моих экспериментов и опытов Саксла и Аллена [4] с крутильным маятником, дают основание считать, что эксперименты с динамическими системами необходимо продолжать, совершенствуя существующие приборы и создавая новые.

#### 2. *Пятая сила.*

Хотя поиск нового физического взаимодействия, известного как «пятая сила», при современном уровне состояния экспериментальной базы дал пока *отрицательный* результат, это не означает, что гипотетическая пятая сила не существует в природе. Возможно, что эффекты, связанные с ее проявлением, слабее, чем те, которые могут быть зарегистрированы современными экспериментальными методами. Результаты экспериментов показывают, что эта сила должна быть по крайней мере в  $10^3$ – $10^5$  раз слабее, чем гравитация в области расстояний от 1 до 100 метров, т.е. значительно слабее, чем предполагалось первоначально Фишбахом. Существование таких сил предсказывается некоторыми квантовыми теориями поля. К сожалению, ни одна из них не дает количественной оценки параметров новых взаимодействий, поэтому экспериментаторы пока движутся «вслепую» – неизвестно, в какой области и какой величины эффекты следует ожидать.

Постановка и проведение всех таких экспериментов несомненно оказались полезны – значительно повысилась точность экспериментального подтверждения справедливости закона обратных квадратов (ньютоновской гравитации) и существенно развилась экспериментальная техника регистрации возможных проявлений неньютоновских эффектов, улучшилось понимание возможной природы таких эффектов.

#### ЛИТЕРАТУРА

[1] Majorana Q., *Phylos. Mag.*, 1920, **39**, p. 488.

[2] Allais M., *CR de l'Acad. des Sciences*, 1957, **245**, p. 1697.

- [3] Denis M., *Comp.-Ren. des Journees Luxembourg. des Geodynamique*, 1991, p. 31.
- [4] Saxl E.J., Allen V., *Phys. Rev. D.*, 1971, **3**, N4, p. 823.
- [5] Hayasaka H., Takeuchi S., *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **63**, p. 2701.
- [6] Tomaschek R., *Nature*, 1955, **175**, p. 937.
- [7] Fischbach E., Talmage C., *Nature*, 1992, **356**, p. 207.
- [8] Милюков В.К., *Вселенная и мы*, 1994, N2, с. 80.
- [9] Savrov L.A., *Proc. of XXII IUGG General Assembly*, 1999, **1**, p. 433.
- [10] Saumont R., *Fusion*, 2000, **81**, p. 4.
- [11] Stacey et al., *Phys. Rev., D*, 1986. **33**, 12, p. 3487.
- [12] Russel H.M., *Astroph. J.*, 1921, **54**, p. 334.
- [13] Грушинский Н.П., Сагитов М.У., *Вестник МГУ, Сер. III «Физика, Астрономия»*, 1962, N5, с. 46.
- [14] Ducarme B. et al., *Journal of Geodesy*, 1999, **73**, No. 2, p. 53.
- [15] De Freitas S.R. et al., *Proc. Of XXI IUGG-1994, GB-11*, 1-6.
- [16] Van Ruymbeke M. et al. (report on request from lal@uwo.ca).
- [17] Zhou et al., *Phys. Rev. D*, 1997, **61**, p. 1101.
- [18] Ducarme B. et al., *J. of Geodetic Soc. of Japan*, 2001, **47**, No.1, p. 387.
- [19] Eckhardt D.H. et al., *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **60**, p. 2567.
- [20] Eckhardt D.H., *Phys. Rev. D*, 1990, **42**, p. 2144.
- [21] Allais M., *Aero-Space Engineering*, 1959, N 9,10,11, pp. 46, 513, 56.
- [22] Anderson R.C. et al., *J. Atmosph. Sci.*, 1972, **29**, p. 583.
- [23] Hines C.O., *Nature*, 1973, **245**, p. 681.
- [24] Schode J. et al., *Nature*, 1973, **245**, p. 73.
- [25] Beckman J.E. et al., *Nature*, 1973, **246**, p. 412.
- [26] Rubincam D.P., Weiss N.R., *J. Geophys. Res.*, 1985, **90**, No. B11, p. 9399.
- [27] Савров Л.А., Юшкин В.Д., *Измерительная техника*, 1995, N1, с. 7.
- [28] Савров Л.А., *Измерительная техника*, 1995, N6, с. 3.
- [29] Савров Л.А., *Измерительная техника*, 1997, N6, с. 8.

- [30] Cavendish H., *Philos. Trans.*, 1798, **88**, p. 469; J. de l'Ecole Polytechnique, 1815, **17**, p. 263.
- [31] Long D.R., *Nature*, 1976, **260**, p. 417.
- [32] Брагинский В.Б., Митрофанов В.П. и др., *Системы с малой диссипацией*, М., «Наука», 1981.
- [33] Ogawa Y. et al., *Phys. Rev. D*, 1982, **26**, p. 729.
- [34] Панов В.И., Фронтов В.Н., *ЖЭТФ*, 1979, **77**, с. 1701.
- [35] Hoskins J.K. et al., *Phys. Rev. D*, 1985, **32**, p. 3084.
- [36] Chen et al., *Proc. R. Soc. Lond. A.*, 1984, **394**, p. 47.
- [37] Сагитов и др., *ДАН СССР*, 1979, **245**, №3, с. 567.
- [38] Этвеш Р., в *Сборнике рефератов и переводных статей*, 1910, С-Пб.
- [39] Dickey R.H. et al., *Phys. Rev. Lett.*, 1976, **36**, p. 551.
- [40] Брагинский В.Б., Панов В.И., *ЖЭТФ*, 1971, **61**, с. 873.
- [41] Thieberger P., *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**, p. 1066.
- [42] Boyton P.E. et al., *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**, p. 1385.
- [43] Adelberger E.G. et al., *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**, p. 849.

# ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПАРАКОНИЧЕСКИМИ МАЯТНИКАМИ<sup>1</sup>

Лев Александрович Савров

*Отдел гравитационных измерений ГАИШ МГУ,  
Москва, 119899, Университетский проспект, 13.  
E-mail: savrov@sai.msu.ru*

В статье рассматриваются все осуществленные до сих пор эксперименты с параконическими маятниками по проверке так называемого «эффекта Алле» во время солнечных затмений. Дается описание конструкций приборов, методики наблюдений и регистрации данных, а также методов вычислений. Приводятся результаты обработки и анализа полученных экспериментальных данных. Обнаружены две аномалии поведения приборов: одна вполне может быть объяснена как следствие сейсмических возмущений, возникающих при образовании атмосферных ударных волн, другая еще ждет соответствующего теоретического объяснения.

## Введение

По-видимому, интерес к маятниковым наблюдениям возник после обнаружения, изучения и измерения известного эффекта маятника Фуко [1], хотя понятие маятника восходит к глубокой древности. К созданию параконического маятника французский ученый М. Алле (Нобелевский лауреат 1988 по экономике, одновременно много работавший и в области физики) пришел в конце 40-х годов прошлого столетия, когда пытался выявить связь между магнетизмом и гравитацией, рассматривая действие магнитного поля (как земного, так и искусственного) на движение маятника, представляющего собой стеклянный шар, подвешенный на двухметровой нити. Он обнаружил, что движение маятника обусловлено не только эффектом Фуко, но существуют и другие серьезные аномалии. Для их тщательного изучения он сконструировал твердотельный короткий маятник и назвал его *параконическим*. Подобный маятник представляет собой тяжелое физическое тело небольших размеров, соединенное стержнем со стремением для подвеса. Контакт стремени с суппортом происходит через шарик либо коническую иглу, которые могут свободно качаться в любом направлении по горизонтальной плоскости суппорта. Таким

---

<sup>1</sup> Статья принята к публикации в сборнике 2 июня 2004 г.

образом, можно наблюдать колебание системы с тремя степенями свободы.

Движение маятника как физического тела с тремя степенями свободы достаточно сложно. Математически эта задача сводится к интегрированию системы дифференциальных уравнений высокого порядка с большим числом параметров, в которое входят не только конструктивные параметры, характеризующие распределение масс и связи, наложенные на систему, но и начальные условия. Даже в сравнительно простых задачах динамики твердого тела не найдены общие решения для всех допустимых значений параметров. Однако движение плоскости колебаний маятника вокруг его вертикальной оси, проходящей через точку контакта подвеса с суппортом, в первом приближении приводится к движению плоскости колебаний конического маятника (это объясняет название «параконический»). Движение последнего, в свою очередь, с теоретической точки зрения может быть рассмотрено как движение сферического маятника с двумя степенями свободы при малых колебаниях и отображается в проекции на горизонтальную плоскость как вращающийся в зависимости от времени эллипс, большая полуось которого совпадает с плоскостью колебаний.

В. Брагинский, А. Полнарев и К. Торн предложили использовать маятник подобного типа для проверки в лабораторных условиях гравимагнитного эффекта ОТО (эффект Тирринга-Ленса) [2], но этот эксперимент так и не был осуществлен. Следует сказать, что за рассматриваемый период на интересующую нас тему было проведено три эксперимента с маятниками Фуко (Г. Жевердан, 1961, Румыния; М. Дени, 1991, Мексика; Г. Михайла, 1999, Румыния). Румынские результаты так никогда и не были опубликованы, хотя авторы утверждали, что получены положительные результаты, об эксперименте М. Дени я расскажу ниже. Научное сообщество никак не прореагировало на сообщения об этих экспериментах.

Кроме М. Алле, который осуществил с 1953 по 1960 годы большое количество лабораторных экспериментов и проводил наблюдения во время солнечных затмений в Париже в 1954 г. (полное) и в 1959 г. (частное), лишь автор этой статьи создал серию параконических маятников, с которыми провел с 1961 по 1994 годы множество лабораторных и экспедиционных наблюдений в различных местах земного шара (Ростов-на-Дону, СССР, 1961; Беломорск, Россия, 1990; Мехико, Мексика, 1991; Паго-Бранко, Бразилия, 1994). Об этих экспериментах дальше и пойдет речь.

## Конструкции маятников и описание установок

Алле использовал изготовленный из бронзы асимметричный маятник, который состоял из вертикально расположенного диска массой 7,5 кг, соединенного посредством штока со стремением разомкнутой прямоугольной конфигурации типа скобы. Масса штока и стремени составляла 4,5 кг, так что в собранном виде масса маятника была равна 12 кг. Длина маятника получилась около 83 см. В качестве подвески использовался стальной шарикоподшипник диаметром 6,5 мм, свободно покоящийся на опорной площадке, сделанной из углеродистого соединения вольфрама и кобальта. Площадка поддерживалась алюминиевым суппортом, горизонтальное положение которого устанавливалось тремя микрометрическими винтами. Внизу маятникового диска была закреплена шпилька, по движению которой с помощью градуированного диска с верньером, расположенного под маятником, визуально определялся и измерялся азимут плоскости колебаний [3]. Суппорт крепился стержнями к потолочной балке. Установка находилась в довольно большом подвале здания научно-исследовательского института.

Установка Алле подверглась серьезной критике. Особенно она усилилась после того, как в ГАИШ МГУ была сделана конструктивная копия его маятника, которая использовалась для наблюдений во время солнечного затмения в Ростове-на-Дону в 1961 году (Рис. 1). Изменение плоскости качания этой копии носило случайный характер и никакой определенной корреляции с затмением не имело (по существу, маятник «танцевал» как хотел).

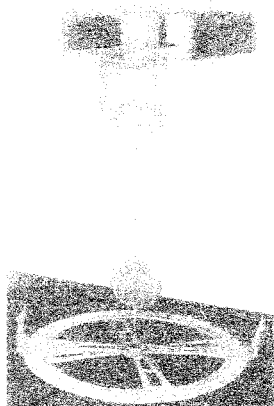


Рис. 1

Стало ясно, что к точности конструкции маятника предъявляются очень высокие требования, в первую очередь из-за того, что маятник не изолирован от внешней среды.

Свой первый параконический маятник я сконструировал в конце 1960 года. Он и все последующие мои маятники заметно отличались от маятника Алле как по длине, так и по форме. Форму маятников я выбирал классической чечевицеобразной либо цилиндрической, поскольку маятник Алле, в подвешенном состоянии находившийся «на ребре», был несимметричен относительно вертикальной плоскости; с точки зрения механики это является основным его недостатком: маятник такого типа в высшей степени подвержен сокачаниям, и достаточно пустить его в заданной плоскости немного неточно, как под действием случайно возникающих дополнительных моментов сил он неминуемо сойдет с данного направления. По длине мои маятники значительно короче, прежде всего потому, что все они помещались внутрь вакуумных камер. Изготавливались они из немагнитных материалов и сплавов (ниобий, вольфрам, титан, бронза, латунь, кварц). Их длины варьировались от 21 до 31 см в зависимости от размеров вакуумных камер. Массы, в соответствии с конфигурацией и материалом, получались от 376 до 1320 грамм [4, 5]. Кстати, при лабораторных испытаниях полностью подтвердился вывод Алле о том, что при анизотропном суппорте чем короче параконический маятник, тем он чувствительнее к аномалиям. На рис. 2 показаны три различных типа маятников, применявшихся для наблюдений в экспедициях на солнечные затмения 1961 г. (Ростов-на-Дону), 1990 г. (Беломорск), 1991 г. (Мехико), 1994 г. (Пато-Бранко). В качестве свободной опоры (подвеса) я пробовал агатовые и корундовые конические иглы, а также стальные шарики различного диаметра: от 3 мм для самого легкого маятника до 6,8 мм для самого тяжелого. Для изготовления опорных площадок применялись размагниченная сталь и агат. Лабораторные опыты показали, что оптимальным вариантом для подвеса и опоры является система агат-агат.

Все мои маятники находились внутри вакуумных камер, последние из которых (использовавшиеся во время наблюдений в Мексике и Бразилии) были к тому же термостатированы

В экспериментах Алле маятник запускался с амплитудой 0,11 радиан с помощью пережигаемой нити и останавливался через 14 минут вручную. Далее процедура запуска повторялась. Для маятников, находящихся в камере с откачанным воздухом, требовалась дистанционная система запуска и арретирования, а в идеальном варианте – автоматическая. В первом моем приборе (Ростов-на-Дону, 1961 г.) пуск и арретирование маятника осуществлялись механическим путем, посредством выведенных наружу через сальники рычагов. Для наблюдений в



Беломорске (1990) была сконструирована автоматическая система запуска и арретирования, работавшая от электромотора с импульсным режимом, помещенного внутри вакуумной камеры. Для работы с маятниками в Мексике и Бразилии применялась высокоточная электромеханическая аппаратура специального заводского изготовления, запускавшая и останавливавшая весь прибор дистанционно при простом нажатии контактной кнопки.

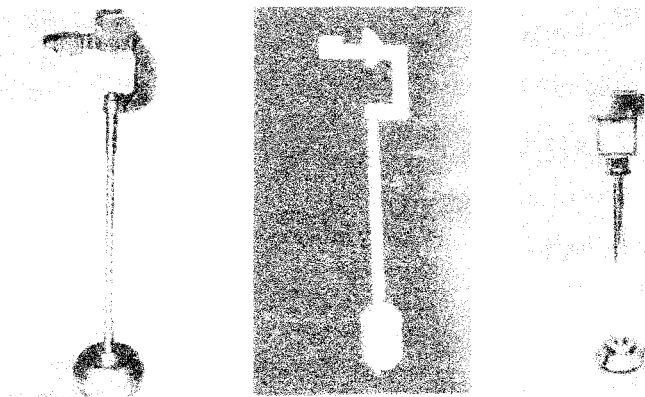


Рис 2. Маятники, применявшиеся для наблюдений во время солнечных затмений: в Ростове-на-Дону (слева), в Беломорске (в центре), в Мексике и Бразилии (справа)

### Движение параконического маятника

За 6 лет (1954–1960 гг.) Алле провел множество лабораторных экспериментов с параконическими маятниками и выполнил большое количество теоретических работ [6]. Но критика его экспериментов была столь сильна, что научный мир практически не признал существования нового эффекта (о сути которого ниже), в результате бюджетное финансирование его работ в этом направлении было прекращено. Одним из серьезных критических аргументов было значительное затухание маятника (11,5 % за 14 минут), вследствие чего каждые 14 минут маятник останавливался. производилась замена шарика, на котором он качался (так как шарик сильно деформировался под тяжестью маятника) и затем осуществлялся перезапуск.

Именно поэтому в своих экспериментах я использовал значительно более легкие маятники и более твердые материалы для под-

весов. Уже первый маятник (1960–1961 гг.) на игольчатом подвесе при той же амплитуде запуска затухал на те же 11,5 % за 28 минут, а в вакууме порядка 60 мм рт. ст. – за 60 минут. В приборе, используемом для наблюдений в Беломорске (1990), маятник на шаровом подвесе при вакууме порядка 20 мм рт. ст. затухал в том же процентном отношении уже только за 2 часа. Маятники, применявшиеся для наблюдений в Мексике (1991) и Бразилии (1994), при вакууме порядка 30 мм рт. ст. затухали за 2 часа 45 мин.

В 50-х годах у Алле не было возможности проверить свои теоретические идеи с помощью компьютерного моделирования. Это было сделано в 90-х годах сотрудниками отдела гравитационных измерений ГАИШ МГУ. Опубликованы их работы о теоретических обоснованиях поведения сферического маятника в гравитационных экспериментах, в которых рассмотрены основные естественные факторы, влияющие на его движение [7, 8].

Лабораторные эксперименты 1989 года и наблюдения во время затмения 1990 г. (Беломорск) подтвердили предположение, что вместо разомкнутого стремени, как у маятника Алле, лучше сделать типовое замкнутое стремя квадратной или прямоугольной формы [9]. От этого зависит, прежде всего, эффект «скособоченного» качания маятника: через короткое время после старта азимут плоскости качания стремени начинает заметно отличаться от азимута большой полуоси эллипса колебаний нижнего конца маятника, траектория которого отслеживается визуально по шпильке. Иллюстрацией этому явлению служат графики зависимости азимутов от времени. На рис. 3 показаны графики азимутов стремени ( $C_1$ ) и шпильки ( $Ш_1$ ) для маятника, снабженного разомкнутым стремением, и графики азимутов стремени ( $C_2$ ) и шпильки ( $Ш_2$ ), когда применялось стремя квадратной формы: по оси абсцисс отложено время в минутах, цена деления составляет 1 мин; по оси ординат – значения азимута  $A$  в градусах, цена деления –  $1^0$ ; стартовый азимут –  $0^0$  (измеряемый от линии Север-Юг по часовой стрелке). В обеих сериях лабораторного эксперимента подвес маятника на суппорте осуществлялся с помощью одного и того же стального шарика диаметром 3 мм. Из графиков видно, что в случае замкнутого стремени ( $C_2$ ,  $Ш_2$ ) поведение маятника стабильнее, азимут плоскости стремени быстро становится почти постоянным, т. е. «скособоченность» движения мала. В дальнейшем, применяя симметричный маятник, удалось добиться полного отсутствия этого явления.

Необходимое требование к конструкции – точка подвеса маятника на плоскости должна быть как можно ближе к вертикальной оси симметрии маятника. Для маятников, применявшихся в Мексике и Бразилии, отклонение точки касания от оси равнялось 0,01 мм. Использование в качестве подвеса шариков различного диаметра, а

также агатовых и корундовых игл, позволило установить, что скорость реального вращения маятника вокруг вертикальной оси зависит от диаметра шарика: чем больше диаметр, тем быстрее вращение. При достаточно острой игле, конец которой по сути является шариком исчезающе малого диаметра, и массивном маятнике реального вращения почти не происходит, а происходит только изменение азимута большой полуоси эллипса колебаний нижнего конца маятника. В статье [10] показано, что это происходит из-за наличия сухого трения верчения.

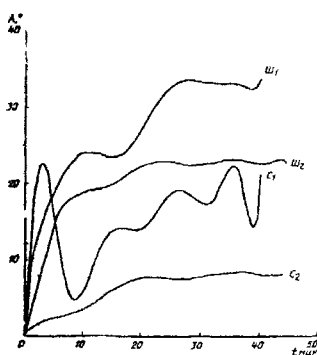


Рис. 3

Алле детально исследовал влияние анизотропии суппорта на движение маятника [6]. Он установил, что среднее положение большой полуоси эллипса колебаний стремится к направлению, параллельному направлению плоскости наибольшей упругости суппорта, азимут которой является собственным для каждого прибора. В результате движение параконического маятника не похоже на движение маятника Фуко, поскольку анизотропия действует то в направлении эффекта Фуко, то против. Мои многократные лабораторные опыты подтвердили выводы Алле о том, что вращение плоскости колебаний маятника обусловлено двумя основными эффектами: эффектом Фуко и анизотропией суппорта. Из-за этого после запуска маятника появляется тенденция образования эллипса колебаний. Кроме того, анизотропия суппорта создает эффект возврата, и при движении параконического маятника эллипс колебаний вращается попеременно по и против часовой стрелки, меняя направление движения на обратное во время вырождения эллипса в линию, совпадающую с его большой полуосью. Обозначив время вращения эллипса колебаний в одном направлении от линии до линии через  $T_i$ , можно проследить периодичность смены направлений вращения от пуска до полной остановки ма-

ятника. Азимуты линий вырождения эллипса ограничивают сектор его вращения. Из-за существования трения качения и верчения между подвесом и опорной площадкой сектор вращения со временем сужается, вырождаясь (в пределе) в линию, совпадающую с направлением наибольшей упругости суппорта. Число «периодов» зависит от трения качения и верчения, т.е. от материалов, из которых сделаны подвес и опорная площадка, а также от длительности отдельной серии эксперимента.

На рис. 4 приведен график зависимости азимута большой полуоси эллипса колебаний маятника от времени. Выбрана одна из самых длительных серий лабораторного эксперимента, продолжительность которой составила 4 часа 7 минут. По оси абсцисс отложено время  $t$  в минутах, цена деления – 5 мин. По оси ординат отложены значения азимута в градусах, цена деления –  $2^{\circ}$ . Видно, что направление вращения эллипса колебаний менялось 7 раз, величины  $T$  оказались следующими:

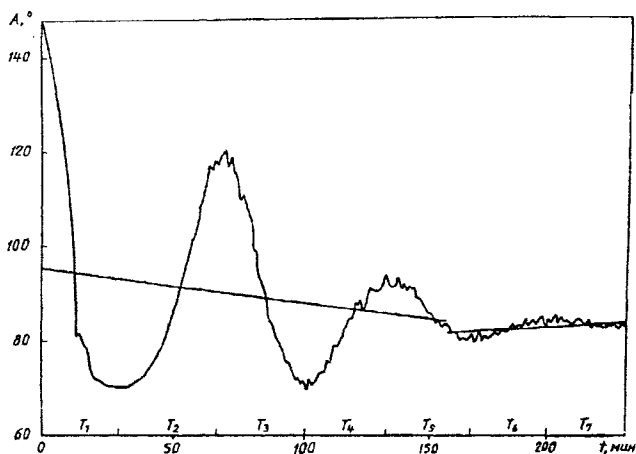


Рис. 4. Характер движения плоскости качания маятника: периодичность (смена направления перемещения плоскости с прямого на обратное) и сужение сектора перемещения при стремлении к направлению наибольшей упругости суппорта (анизотропия)

$T_1 = 38$  мин,  $T_2 = 40$  мин,  $T_3 = 33$  мин,  $T_4 = 31$  мин,  $T_5 = 34$  мин,  $T_6 = 32$  мин,  $T_7 = 33$  мин. Наклонной линией показано среднее положение плоскости качаний маятника, стремящееся стать параллельным направлению плоскости наибольшей упругости суппорта, азимут которой для данной конструкции оказался равен  $84^{\circ}$ .

## Регистрация колебаний маятника

Алле применял визуальный способ наблюдения траектории маятника. Каждые 14 минут маятник останавливался и с помощью визирного прицела по градуированному кругу определялся азимут плоскости качаний с точностью до  $0,1^{\circ}$ . Размеры большой и малой полуоси эллипса измерялись тоже визуальным способом с помощью двух параллельных направляющих, которые перемещались по градуированному кругу и могли сдвигаться и раздвигаться друг относительно друга. О точности этих измерений он в своих статьях не упоминает. Итак, находившийся рядом с маятником оператор останавливал его через 14 минут после запуска и измерял азимут плоскости качания; затем снимал маятник и менял шарик подвеса на новый – на все это уходило 6 минут. Через 20 минут после первого запуска оператор производил второй запуск *в той же плоскости*, в которой маятник был остановлен (тот же самый азимут); через 14 минут процедура повторялась и продолжалась непрерывно день и ночь до окончания серии наблюдений (за каждый 24-часовой период получалось 72 значения измеренного азимута) – длительность серии варьировалась от недели до месяца. За 1954–55 гг. было проведено 7 подобных серий наблюдений. Во время серии июнь–июль 1954 г., содержащей месяц непрерывных наблюдений, через Париж прошла полоса полного солнечного затмения.

Сделать в 1960 году внутри небольшой вакуумной камеры поворотную платформу с механизмом, устанавливающим ее точно по зафиксированному при остановке маятника азимуту, было, в принципе, возможно, но поскольку она несла бы на себе всю конструкцию, многократно усилилось бы влияние сокачания штатива. К сожалению, другие решения при дистанционном управлении установкой с помощью наружных рычагов выглядели еще сложнее и требовали для осуществления очень много времени и больших расходов.

Поэтому для регистрации я применил фотографическую запись колебаний маятника. Луч света от источника попадал на оборотную зеркальную призму, расположенную на маятнике, и затем на фотопленку. Это решение повлекло *принципиальное* отличие моих экспериментов от опытов Алле: в моих приборах не было возможности состыковки азимутов предыдущей и последующей серии и формирования непрерывного ряда значений азимута как функции времени в течение недели или месяца; мои маятники всегда запускались *в одной и той же плоскости начального азимута* для всех серий; серии, таким образом, были независимыми, но маятник всегда должен был проходить один и тот же путь – оставалось выяснить, велики ли различия между сериями. В экспедиционных условиях сравнивались серии до, во время и после затмения: именно таким образом проверялось, суще-

ствуется ли гипотетический «эффект экранирования гравитации», якобы обнаруженный Алле во время затмений (см. раздел Результаты).

При фотографической записи в 1961 году (Ростов-на-Дону), для движущегося маятника след на пленке получался в виде аналога синусоидальной загужающей развертки, благодаря прерывателю контактного устройства, включающему свет на 4 сек каждые 10 мин. Сравнивались фотопленки, отображающие движение маятника по одному и тому же пути каждые 2 часа в течение трех суток.

В 1990 году из-за нехватки времени контактного прерывателя сделать не удалось, поэтому фотозапись шла непрерывно: в результате сравнивались интенсивность и форма почернения фотопленки. Однако тогда же была сделана первая попытка применения оптоэлектронной регистрации колебаний маятника с компьютерной записью.

Оптоэлектронный элемент представляет собой фоточувствительную пластину в виде квадрата размером 1×1 см. Вдоль всех сторон квадрата нанесены четыре токоъемных электрода. Пятно света, попадая на фоточувствительный слой, создает электрические токи, которые зависят от расстояния между световым пятном и токоъемными электродами. Чем ближе световое пятно к электроду, тем больший ток может быть снят с этого электрода. Если считать плоскость декартовых координат  $x$ ,  $y$  совпадающей с поверхностью сенсора и поместить начало координат в центр квадрата, то система съема сигнала была сделана так, что разностный сигнал с противоположных электродов был пропорционален соответствующей координате. В центре сенсора токи равны, и  $x$ ,  $y = 0$ , а отклонения от центра можно было определить по формулам:

$$x = \frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3}, \quad y = \frac{I_2 - I_4}{I_2 + I_4},$$

где  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$ ,  $I_4$  – токи на соответствующих электродах. Из-за особенностей конструкции прибора, примененного для наблюдений в Беломорске 22 июля 1990 года, световое пятно быстро покидало поверхность сенсора, поэтому фотоэлектронная компьютерная регистрация включалась только в течение трех секунд, чтобы контролировать старт маятника.

К затмению 11 июля 1991 года (Мексика) была сделана полностью компьютеризированная автоматическая система регистрации колебаний маятника. Принципы устройства оптического мостика и съема информации были сохранены, улучшению подверглись схема фильтрации и программное обеспечение.

Система включалась на съем и запись информации через каждые 30 сек на время 8 сек. Шаг записи всех четырех токов был установлен

0,125 сек. Поскольку период собственных колебаний маятника был равен 1 сек, то за 8 сек накапливалось 64 измерения для восьми эллипсов колебаний маятника. По каждому измерению четырех токов компьютер вычислял пару координат  $x$ ,  $y$  и отображал их на дисплее, записывая одновременно в память для дальнейших необходимых вычислений. На дисплее можно было наблюдать описанное выше движение эллипса колебаний маятника: линия в момент пуска, появление сплющенного эллипса и его вращение на плоскости экрана, утолщение эллипса до максимума, а затем сплющивание и вырождение его в линию, после чего повторение этого процесса с вращением эллипса в обратную сторону.

Каждое измерение имеет случайные погрешности, значения которых определяются шумами электрических токов, снимаемых с электродов, точностью настройки противоположных электродов и временем накопления зарядов или временем измерения. Чем больше шумы токов и меньше время накопления зарядов (время измерения), тем больше погрешности. Можно, например, вместо 0,125 сек установить время накопления 0,250 сек. Ошибка определения положения светового пятна уменьшится вдвое, но количество измерений за то же время уменьшится тоже вдвое, т.е. ухудшится аппроксимация реального эллипса колебаний.

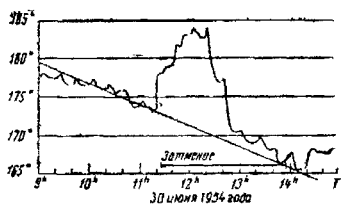
## Обработка данных и полученные результаты

Алле строил графики зависимости азимута плоскости качания маятника от времени [11]. Затем он обрабатывал графики при помощи гармонического анализа методами фильтрации, периодограмм и коррелограмм.

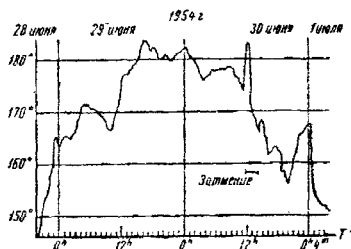
По его мнению, он выявил аналитически и графически две аномалии поведения параконического маятника:

1. Движение плоскости качания параконического маятника характеризуется периодичностью; обнаружено несколько периодических составляющих, самая заметная и регулярная из них равна 24 часам 50 минутам; максимальная скорость углового перемещения плоскости качания маятника, которая обусловлена суммой всех периодических составляющих, равна по величине половине эффекта Фуко.
2. Возмущение, не связанное с влиянием уже выявленных периодических составляющих, произошло в течение 32-дневной непрерывной серии наблюдений в июне-июле 1954 г. во время полного солнечного затмения 30 июня. В момент начала затмения азимут плоскости качания маятника резко изменился на  $5^0$ ; это изменение шло в процессе затмения в том же направ-

лении и за 20 минут до середины полного затмения достигло максимума в  $15^{\circ}$ ; после затмения плоскость качания вернулась к прежнему положению. На рис. 5 показаны кривые изменения азимута с 29 июня по 1 июля и отдельно – в день затмения. Среднее изменение угловой скорости азимута составило  $0,7 \cdot 10^{-4}$  рад/сек, что в 1,28 раза больше эффекта Фуко ( $0,55 \cdot 10^{-4}$  рад/сек на широте парижской лаборатории). Гармонический анализ изменений температуры, давления, магнитного склонения, числа Бартольдса, характеризующего число пятен на Солнце, и чисел Вольфа (солнечной активности) не обнаружил корреляции этих факторов с наблюдаемым эффектом. Алле заявил, что считает обнаруженный эффект следствием изменения гравитационного поля во время затмения. По сей день он убежден, что поскольку его эффект не объясняется общепринятыми теориями гравитации, законы тяготения должны быть пересмотрены [6, 11]. Следует заметить, что Алле получил аналогичный результат и во время затмения 1959 года: среднее изменение равнялось половине результата, полученного в 1954 г., но второе затмение в Париже было не полным, а частичным (37% покрытия).



Кривая изменения плоскости качания параконического маятника во время полного солнечного затмения 30 июня 1954 г.



Кривая изменения плоскости качания параконического маятника во время полного солнечного затмения 29 июня–1 июля 1954 г.

Рис. 5. «Эффект Алле» во время затмения 1954 г.

Как я уже упоминал, основная и немедленная критика его оппонентов строилась на аргументах по несовершенству экспериментальной установки, а также на визуально заметных особенностях опубликованных графиков. Обращали внимание на то, что, как видно из графиков, суточное изменение плоскости качания маятника происходит



неправильно, имеется много больших отклонений от равномерного хода, порой того же порядка, что и во время затмения.

Попытка проверки первого «эффекта Алле» (периодичность) путем наблюдений во время полного солнечного затмения в Ростове-на-Дону (1961) с возможно более точной копией его маятника, как уже говорилось, потерпела полное фиаско: маятник качался совершенно хаотично. В дальнейшем в работах моих коллег по отделу [8] было показано, что столь частые перезапуски маятника (каждые 20 минут) могли сильно изменять скорость поворота его плоскости качания. По оценочным формулам, изменение начального смещения и скорости на 1% приводит к изменению угловой скорости вращения маятника на 4%, что для начальных условий, соответствующих эксперименту Алле, составит 1/10 от величины эффекта Фуко.

*Затмение в Ростове-на-Дону.* В силу изложенных выше причин эффективнее было исследовать гипотезу существования второго «эффекта Алле» путем усовершенствования параконического маятника. Прибор для наблюдений затмения в 1961 г. из-за нехватки времени почти не тестировался в лабораторных условиях. Во время наблюдательного цикла сравнивались фотопленки, отображавшие движение маятника по одному и тому же пути каждые два часа в течение 3-х суток. Из-за недостатков в конструкции прибора наблюдения в момент затмения не получились, но за сутки до него удалось по форме кривой, нарисованной на пленке световым пятном, отождествить эффект Фуко.

*Затмение в Беломорске.* Наблюдениям 1990 года предшествовали двухмесячные лабораторные опыты: опытным путем выбиралась оптимальная конфигурация маятника, стремени и подвеса, отлаживалась система автоматического запуска и арретирования в вакууме. В это же время наши итальянские партнеры создавали в лаборатории профессора Педриелли (университет г. Феррара) фотоэлектронную компьютеризованную систему регистрации и записи данных. Как уже упоминалось, из-за недоработок она применялась лишь для контроля запуска маятника. Тем не менее, полученные графики двухсуточного цикла опытов послужили ценным материалом для дальнейшего усовершенствования этой системы.

Для качественного сравнения движений маятника опять использовалась фотозапись. Было осуществлено три автоматических дистанционных запуска маятника одинаковой двухчасовой длительности в одном и том же стартовом азимуте по меридиану Север-Юг. Первый запуск был сделан за 10 часов до затмения, второй – за 10 минут до его начала, третий – через 2 часа после его окончания. Полученные три фотопленки можно было сравнивать лишь качественно, поскольку из-за отсутствия таймерного устройства световое пятно создавало на

пленке непрерывную область почернения, высота которой характеризовала амплитуду маятниковых колебаний, а длина – скорость перемещения плоскости качания маятника: чем медленнее перемещается маятник, тем больше плотность почернения пленки. Контрольные пленки до и после затмения оказались совершенно идентичными, пленка во время затмения весьма от них отличалась. Результаты наблюдений были доложены на 13-м пленарном заседании Международной Гравиметрической Комиссии (г. Тулуза, Франция) и опубликованы [9].

*Затмение в Мехико.* При подготовке к эксперименту с новым высокоточным прибором во время затмения 1991 года в Мексике было проведено 19 полноценных серий лабораторных опытов (г. Феррара, Италия). Имитировались экспедиционные условия (автоматизация, термостатирование, вакуум, оптофотоэлектронная регистрация, компьютерный сбор и запись данных). В экспедиционных условиях в течение двух суток было осуществлено 8 рабочих серий (4 накануне затмения и 4 в день затмения). Полученная информация в дальнейшем обрабатывалась в Италии и Москве двумя независимыми методами.

Итальянские партнеры вычисляли параметры, характеризующие движение маятника, с помощью Фурье-анализа. Значения тринадцати параметров, в том числе таких, как площадь эллипса колебаний, длины большой и малой полуосей, отклонение центра эллипса по осям  $x$ ,  $y$  от начала координат, азимуты малой и большой полуосей эллипса и т.д., представлялись графически в зависимости от времени; графики соответствующих по времени суток серий 10 июля и 11 июля (день затмения) сравнивались между собой.

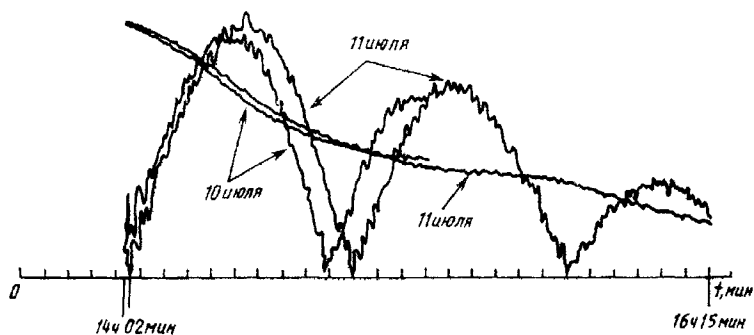


Рис. 6

На рис. 6 показаны совмещенные методом наложения графики зависимости размеров большой полуоси эллипса колебаний (кривая убывания) и малой полуоси (аналог параболы от нуля до нуля) для третьей серии 11 июля после полной фазы затмения до его окончания и для соответствующей третьей серии 10 июля накануне затмения. По оси абсцисс отложено время (метки нанесены через каждые 5 минут), по оси ординат – размеры полуосей в условных единицах. Видно, что большая полуось уменьшается со временем из-за затухания колебаний, а малая растет от нуля (стартовая прямая) до максимума (самый широкий эллипс) и убывает опять до нуля (вырождение эллипса в прямую линию) в момент смены направления движения плоскости качания маятника на обратное.

Я сосредоточился на вычислении азимута большой полуоси эллипса колебаний способом наименьших квадратов по координатам  $x$ ,  $y$  точек траектории аппроксимирующего эллипса. На всех полученных графиках (как лабораторных, так и экспедиционных) характер перемещения плоскости качания маятника одинаков: периодическая смена направления на обратное (рис. 4). В зависимости от длительности серии (от 1 до 4 часов) получалось от одного до семи периодов (смены направлений) между предельными положениями плоскости качаний. Все графики лабораторных серий были идентичными, что доказывает стабильность прибора.

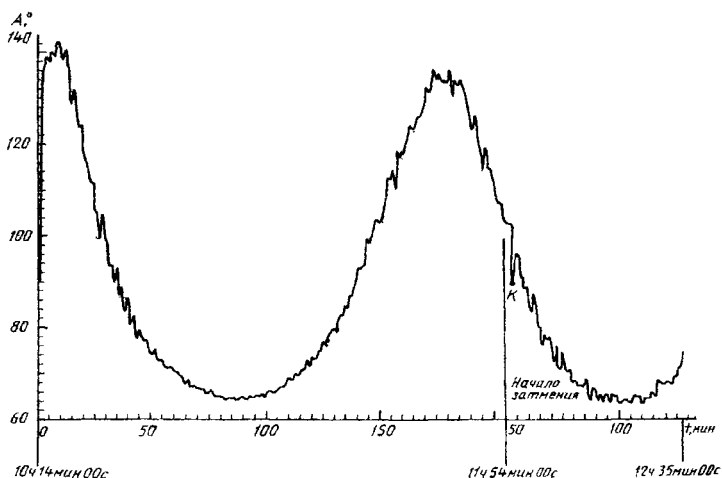


Рис. 7

На рис. 7 показан типичный график – пример обработки наблюдений во время затмения (первая серия 11 июля). Цена деления по оси абсцисс равна 5 минут, по оси ординат –  $2^0$ . Из характера графиков было ясно, что имело смысл работать с первыми тремя периодами, из которых самым надежным является второй, когда движение маятника наиболее стабильно. На длительность первого периода всегда влияют начальные условия пуска. Третий же период менее надежен из-за трудности определения полуосей эллипса, поскольку к тому времени размах реальных колебаний маятника составляет лишь 4 мм.

Среднее значение второго периода по результатам обработки 19 лабораторных серий получилось равным  $T_2 = (41 \pm 2)$  мин (минимальное значение – 39 мин, максимальное – 44 мин). Среднее значение из двух экспедиционных серий накануне затмения 10 июля оказалось равным  $T_2 = (43 \pm 0)$  мин. Во время затмения второй период стал равным  $T_2 = 51$  мин, т. е. маятник проходил тот же самый путь на 7 мин дольше. Почти такой же сдвиг наблюдается и на графиках итальянских коллег (рис. 6). Через два часа после затмения во время четвертой (контрольной) серии этот период все еще составлял  $T_2 = 47$  мин. Первый и третий периоды во время затмения тоже увеличились: первый на 4 минуты, третий на 5 минут.

Следовательно, во время затмений имели место вариации скорости изменения азимута плоскости качания маятника, подтвержденные независимо в Италии и Москве двумя разными способами обработки данных (Фурье-анализ и МНК). Эта скорость легко подсчитывается как частное от деления  $\Delta A_i$  (изменение азимута от одного вырожденного эллипса до другого в градусах) на  $T_i$  (время прохождения плоскости качания от одного вырожденного эллипса до другого в минутах,  $i = 1, 2, 3$ ). До начала затмения ее среднее значение  $v_1$ , соответствующее периоду  $T_1$  движения плоскости качания в направлении действия эффекта Фуко, составило  $1,9^0/\text{мин}$ . Средняя скорость  $v_2$  (для  $T_2$ ), когда движение было против эффекта Фуко, оказалась  $1,7^0/\text{мин}$ . Средняя скорость  $v_3$  (для  $T_3$ ) при движении плоскости опять в направлении эффекта Фуко была снова  $1,9^0/\text{мин}$ . На широте города Мехико эффект Фуко составляет примерно  $0,1^0/\text{мин}$ . Следовательно, постоянная составляющая  $V$  скорости  $v_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), обусловленная конструкцией прибора и другими факторами, равна  $1,8^0/\text{мин}$ , ибо  $v_1 = V + V_\phi = 1,8 + 0,1 = 1,9$ ;  $v_2 = V - V_\phi = 1,8 - 0,1 = 1,7$ ;  $v_3 = V + V_\phi = 1,8 + 0,1 = 1,9$  ( $^0/\text{мин}$ ). Во время затмения скорости  $v_1, v_2, v_3$  оказались, соответственно, равны  $1,9; 1,2; 1,6^0/\text{мин}$ . Итак, сразу после начала затмения постоянная составляющая  $V$  уменьшилась на  $0,3^0/\text{мин}$  (начало затмения пришлось на период  $T_3$ , когда величина скорости равнялась  $1,6^0/\text{мин}$ ) и затем, продолжая уменьшаться, достигла значения  $1,2^0/\text{мин}$ . Максимальное уменьшение получилось равным  $0,5^0/\text{мин}$ , т.е. превысило

эффект Фуко в 5 раз. Через четыре часа после окончания затмения было  $v_1=2,0$   $^{\circ}$ /мин,  $v_2=1,4$   $^{\circ}$ /мин,  $v_3=1,6$   $^{\circ}$ /мин соответственно, т.е. маятник все еще не вернулся в обычное стабильное состояние.

Вид графиков во время затмения показывал не только периодичность изменения азимута плоскости качаний маятника, но и существование более или менее значительного «шума», которого практически нет на лабораторных кривых. Кроме того, на фоне общего шума имелись достаточно заметные отклонения от общего направления. Самое большое из них ( $12^{\circ}$ ) произошло через 2,5 минуты после начала затмения (точка К на графике рис. 7). Каждое дискретное определение азимута (точка графика) по способу наименьших квадратов характеризовалось соответствующей погрешностью. Примененная в то время для обработки программа «Графер» не давала возможности автоматически построить полосу среднего квадратического отклонения, поэтому была использована аппроксимация полиномом 10-й степени.

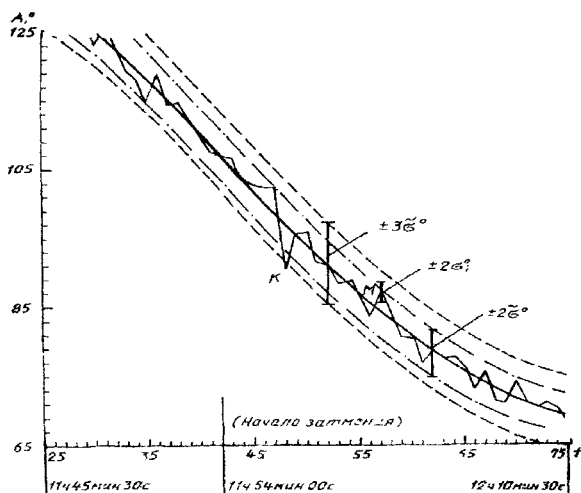


Рис. 8

На рис. 8 изображена часть графика, показанного на рис. 7, с выборкой из 45 точек ( $n = 45$ ). Если обозначить через  $y_0^i$  ординату каждой точки графика при соответствующей ей величине  $\sigma_0^i$ , а через  $y_1^a$  — соответствующее значение ординаты на аппроксимирующей кривой, то

$$\delta^0 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta_i^0, \quad \delta^a = \left[ \frac{\sum_{i=1}^n (y_i^0 - y_i^a)^2}{n} \right]^{1/2}$$

где  $\tilde{\delta}^a$  – среднее квадратическое отклонение для аппроксимирующей кривой. Если  $\tilde{\delta}^0 \geq \tilde{\delta}^a$ , то способ аппроксимации правомерен. Для выборки, использованной для построения графика на рис. 8,  $n = 45$ ,  $\tilde{\delta}^0 = 2,1095^0$  и  $\tilde{\delta}^a = 1,7228^0$ , т.е. способ аппроксимации правомерен. На графике показана аппроксимирующая кривая, полоса погрешностей  $\pm 2\tilde{\delta}^0$  и полоса погрешностей  $\pm 3\tilde{\delta}^0$ . Исследуемая особая точка выходит за рамки полосы  $\pm 3\tilde{\delta}^0$ .

Была выдвинута гипотеза, что это резкое отклонение азимута не случайно. Критерий проверки гипотезы выбирался таким, чтобы вероятность  $P$  отвергнуть гипотезу была малой, когда гипотеза верна. Необходимо вычислить уровень значимости вероятности  $P$ , для чего использовалась стандартная величина  $U$ , поскольку в рассматриваемом случае  $n > 30$  и распределение можно считать нормальным, тогда

$$U = \frac{x - \mu}{\sigma}$$

с нулевым средним  $\mu = 0$  и единичным средним квадратическим  $\sigma = 1$ . Обозначив  $\Delta y = y_i^0 - y_i^a$ ,

$$\Delta \bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta y_i, \quad s = \left[ \frac{\sum_{i=1}^n (\Delta y_i - \Delta \bar{y})^2}{n-1} \right]^{1/2}, \quad U = \frac{\Delta y_i}{s}$$

можно получить для  $n = 45$ :  $\Delta \bar{y} = 0,06$  и  $s = 1,74$ . В точке  $K$  абсолютная величина  $|\Delta y_i| = 6,4$ , тогда  $U = 3,7$ . Из специальных таблиц, в которых протабулированы значения  $P$  в функции от  $U$ , соответствующая величина  $P$  получилась равной 0,00022. Таким образом, вероятность того, что отклонение азимута в момент начала затмения произошло случайно, составляет  $2 \cdot 10^{-4}$  или 0,02%. Главным же критерием существенного отклонения точек становится не то, что аппроксимирующая кривая не попадет внутрь интервала погрешности  $\pm 2\sigma_1^0$ , а выход точки за пределы полосы  $\pm 2\tilde{\delta}^0$  по отношению к линии аппроксимации. По этой методике было проверено более десятка других точек отклонения на восьми графиках, соответствующих экспедиционным сериям наблюдений; все точки попали в интервал погрешностей  $\pm 2\tilde{\delta}^0$  аппроксимирующих кривых, а вероятности того, что эти отклонения случайны, на три–пять порядков выше, чем для точки  $K$  [12, 13, 14].

*Затмение в Бразилии.* Анализ результатов мексиканского эксперимента показал, что, во-первых, прибор должен работать в непрерывном режиме на точке наблюдения как можно дольше, во-вторых, желательно иметь несколько идентичных приборов.

К затмению 3 ноября 1994, полная полоса которого проходила по Южной Америке, было подготовлено два одинаковых прибора, один из которых использовался в 1991 году в Мексике. Вместо стального шарика диаметром 6,8 мм в качестве подвеса применялись агатовые конусы с полусферами на опорных концах. Диаметры контактных полусфер составляли 3 мм для первого маятника и 4 мм для второго. Вместо стальной площадки суппорта применялись агатовые плитки. Оба маятника находились в термостатированных вакуумных камерах. Система автоматического запуска, арретирования, компьютерного сбора и контроля данных была та же, что и при наблюдениях в Мексике. Лабораторное тестирование с полной отработкой методики наблюдений показало хорошую стабильность движения маятников и устойчивую работу системы регистрации.

Эксперимент начался 1 ноября в 9 час 30 мин локального времени. Оба маятника были одновременно запущены в плоскости меридиана Север-Юг. Каждые 2 ч 45 мин маятники останавливались и через 15 мин перезапускались в плоскости того же меридиана, совершая таким образом одинаковый рабочий цикл. Длительность каждой серии была выбрана так, чтобы покрыть время затмения, которое в месте наблюдения составляло 2 ч 35 мин. Каждые 15 сек данные о траекториях движения маятников автоматически снимались системой регистрации и передавались в компьютер, образуя банк данных. Непрерывные круглосуточные наблюдения закончились 5 ноября в 20 ч 30 мин. За это время база данных составила 183504 файла информации.

Для первого маятника, отработавшего очень стабильно, получилось 36 серий наблюдений. У второго маятника произошла микродеформация агатового конуса, в связи с чем его пришлось заменить резервным, непрерывные наблюдения с которым начались 2 ноября в 21 ч 30 мин. Таким образом, число серий для него составило 24. Общее число серий для обоих маятников, как видно, равно 60, что почти на порядок больше восьми серий наблюдений, проведенных с прибором в Мексике 10 и 11 июля 1991 г. Полученные данные представляли собой координаты  $x$ ,  $y$  эллиптических траекторий маятников. Стандартным способом наименьших квадратов по ним вычислялись азимуты больших полуосей эллипсов колебаний маятников с последующим графическим представлением зависимости азимута от времени [15].

По сравнению с мексиканским экспериментом, прежде всего можно отметить следующее: а) полностью сохранялось характерное движение плоскости колебаний маятника с периодической сменой на-

правления по и против часовой стрелки, т.е. вращение по направлению эффекта Фуко и против него; б) вместо трех периодов за 2 ч 30 мин рабочей серии в Мексике теперь было получено 49 периодов для первого маятника и 25 периодов для второго в течение 2 ч 45 мин рабочей серии. Кроме того, даже визуальное сравнение графиков дает возможность предположить, что никаких аномальных отклонений азимута, подобных тем, которые происходили с маятником Алле, во время бразильского затмения не было. Следует отметить практически полную идентичность всех графиков.

Движение первого маятника характеризовалось очень высокой стабильностью, как в интервале всего времени опыта (с 26 октября по 5 ноября), так и во время непрерывного пятисуточного цикла измерений (с 1 по 5 ноября). При стандартной рабочей серии наблюдений 2 ч 45 мин направление вращения плоскости колебаний маятника каждый раз периодически менялось на противоположное 49 раз. Длительности отдельных периодов, конечно, варьировались и могли отличаться друг от друга на 30 сек, но величина среднего периода для каждой серии является важным признаком стабильности движения маятника. Эта величина менялась от серии к серии весьма незначительно. Наибольшее ее значение было равным 201 сек, наименьшее – 198 сек. Усредненный период для средних значений всех 36 серий оказался равным  $\langle T_{\text{ср}} \rangle = (200 \pm 1)$  сек. Значение среднего периода для серии наблюдений во время затмения получилось равным  $T_{\text{ср}} = 200$  сек. Усредненный период для средних значений 16 серий до затмения составил  $\langle T_{\text{ср}} \rangle_{\text{до}} = (200 \pm 1)$  сек, для 19 серий после затмения стал равен  $\langle T_{\text{ср}} \rangle_{\text{после}} = (199 \pm 1)$  сек, соответственно. Приведенные величины показывают, что вариации средних периодов изменения азимута плоскости качания маятника не превышают не только  $3\sigma$ , но даже  $\sigma$ .

К сожалению, после вынужденной замены за сутки до затмения поврежденного маятника на резервный, второй прибор не отличался стабильностью. Число смены направления движения плоскости качания маятника значительно варьировалось от серии к серии. Для стандартного интервала серии наблюдений 2 ч 45 мин оно менялось от 23 минимально до 28 максимально. Это означает, что средний период для серии наблюдений варьировался от 348 сек минимально до 412 сек максимально. Средний период серии наблюдений во время затмения оказался равным 385 сек. Учитывая, что усредненный период средних значений для всех 24 серий получился равным  $\langle T_{\text{ср}} \rangle = (367 \pm 15)$  сек, видно, что и для второго прибора вариации средних периодов все же не превышают  $3\sigma$ .

Для первого (стабильного) маятника были проведены вычисления скорости изменения плоскости качания.



На рис. 9 представлены графики вариаций скорости для 49 периодов (49 раз произошла смена направления вращения плоскости колебаний маятника) во время рабочей серии наблюдений длительностью 2 ч 45 мин, где обозначены: 1 – серия наблюдений за сутки до затмения; 2 – серия наблюдений во время затмения; 3 – через двое суток после затмения. По оси абсцисс отложен порядковый номер периода  $n$  (цена деления 5), по оси ординат – скорость  $v$  в угловых минутах за секунду времени (цена деления 0,5  $'$ /сек). Графики скорости на рис. 9 аппроксимированы прямыми линиями. Хорошо видно, что тренды скоростей до и после затмения практически параллельны (то же самое имело место и для остальных 33-х серий наблюдений до и после затмения), в то время как тренд скорости во время затмения существенно отличается от остальных. Причина этой особенности кроется в том факте, что скорость вращения плоскости колебаний маятника представляет собой величины скоростей противоположных движений: по направлению эффекта Фуко ( $v^+$ ) и против него ( $v^-$ ), соответственно.

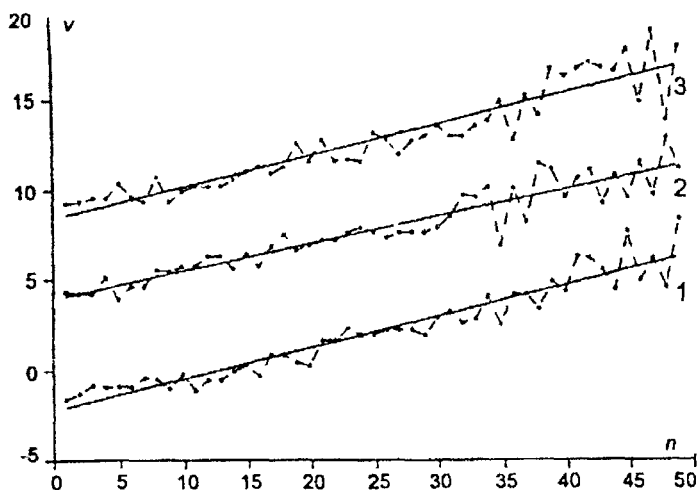


Рис. 9

Из 49 периодов (смены направления вращения плоскости колебаний) 25 приходится на движение по направлению эффекта Фуко, а 24 – против. После суммирования 25-ти  $v^+$  и 24-х  $v^-$  и вычисления средних скоростей  $\langle v^+ \rangle$  и  $\langle v^- \rangle$  для серии наблюдений во время затмения выяснилось, что  $\langle v^+ \rangle$  больше, чем  $\langle v^- \rangle$ . Тот же результат получился и для всех остальных 35 серий наблюдений. Это означает, что плоскость ка-

чания маятника вращается всегда быстрее в направлении эффекта Фуко, чем в направлении против эффекта. Средняя величина разности между  $\langle v^+ \rangle$  и  $\langle v^- \rangle$  для 16 серий наблюдений перед затмением оказалась равной  $(0,13 \pm 0,07)$  'сек. Средняя величина разности  $\langle v^+ \rangle$  и  $\langle v^- \rangle$  для 19 серий наблюдений после затмения получилась равной  $(0,11 \pm 0,07)$  'сек. Разность для серии наблюдений во время затмения:  $\langle v^+ \rangle_{\text{зат}} - \langle v^- \rangle_{\text{зат}} = 0,30$  'сек. Учитывая, что средняя величина для всех 36 серий равна  $(0,12 \pm 0,07)$  'сек, видно, что во время затмения разность скоростей вращения в направлении эффекта Фуко и против него находится вне  $2\sigma$ , но внутри  $3\sigma$ .

Эффект Фуко в г. Пато-Бранко составляет примерно  $0,1$  'сек, что совсем немного превышает  $\sigma$  для средней величины разностей  $\langle v^+ \rangle$  и  $\langle v^- \rangle$  для всех 36 серий. Обозначив постоянную составляющую средней угловой скорости вращения плоскости качания маятника для серии наблюдений во время затмения через  $v_{\text{зат}}$  (она является характеристикой конструкции маятника), можно получить среднюю скорость вращения плоскости в направлении эффекта Фуко как  $\langle v^+ \rangle_{\text{зат}} = v_{\text{зат}} + v_{\text{ф}}$  и против него как  $\langle v^- \rangle_{\text{зат}} = v_{\text{зат}} - v_{\text{ф}}$ . С учетом приведенной выше величины эффекта Фуко:  $\langle v^+ \rangle_{\text{зат}} - \langle v^- \rangle_{\text{зат}} = 0,2$  'сек.

Из сравнения с вычисленной разностью  $0,30$  'сек видно, что во время затмения произошло изменение скорости вращения плоскости качания маятника на величину, равную величине локального эффекта Фуко.

На рис. 10 в увеличенном масштабе приведена часть типового графика зависимости азимута большой полуоси эллипса колебаний первого маятника от времени для серии наблюдений во время затмения с погрешностями  $\pm \sigma_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 660$ ). По оси абсцисс

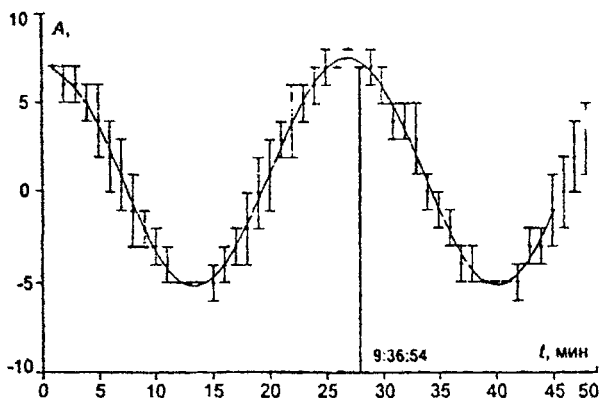


Рис. 10

отложено время в минутах (цена деления 7,5 сек), по оси ординат – азимут в градусах (цена деления  $0,5^0$ ). Цифры над осью абсцисс около вертикальной линии указывают момент начала затмения (ч, мин, сек). Из графика видно, что довольно часто было трудно зафиксировать точный момент смены направления вращения плоскости колебаний, а значит и период движения маятника по эффекту Фуко и против него.

## Выводы

Несмотря на конструктивные недостатки маятника и установки Алле и определенную архаичность его методики, о которых я говорил ему во время личных дискуссий, следует признать его вклад в науку в качестве «возмутителя спокойствия». Результаты его наблюдений вызвали жаркие споры и появление новых гипотез. Его так называемый «эффект периодичности» поведения параконического маятника еще ожидает проверки на уровне современного оборудования и технологий. Кстати, в 1958 и 1959 гг. Алле провел серию оптических экспериментов по непрерывному многомесячному фиксированию отсчетов светового луча от закрепленного на стене источника на геодезической рейке, помещенной на противоположной стене по линии Север-Юг или при их обратном расположении. Выявленная периодическая составляющая движения светового «зайчика» полностью совпадает с периодической составляющей движения азимута плоскости качания параконического маятника на анизотропном суппорте [6].

Мои многолетние лабораторные исследования и (особенно) мексиканский и бразильский эксперименты позволяют говорить о современной конструкции параконического маятника как о стабильной динамической системе [16]. Результаты этих экспедиционных наблюдений показали, что во время затмения происходило изменение скорости вращения плоскости качания маятника: на величину, равную локальному эффекту Фуко (Бразилия), и в 5 раз большую, чем местный эффект Фуко (Мексика). Эффект резкого отклонения азимута плоскости качания маятника, как это было у Алле и у меня в Мексике, по результатам бразильского эксперимента не подтвердился. Ни в Бразилии, где статистика наблюдений была почти в десять раз больше мексиканской, ни в многочисленных десятилетних лабораторных опытах графики зависимости азимута плоскости качания от времени не носили такого «пилообразного» характера, как в Мексике. По-видимому, лавовый блок, в котором на глубине 20 метров находилась лаборатория мексиканского Института Геофизики и где разместилась наша комплексная международная экспедиция, является резонатором сейсмических возмущений. Постоянный «звон» этого лавового колокола, результатом которого вполне может являться шумовой фон, ясно ви-

димый на мексиканских графиках, был отчетливо зарегистрирован трехкомпонентным акселерометром французского коллеги Дени [17]. Источником резкого отклонения азимута в начале затмения, судя по всему, была реакция лавового колокола на ударные атмосферные волны, возникновение которых при начале солнечного затмения считается доказанным [18,19]. Такой же результат получился и у Дени в его эксперименте с маятником Фуко [19]. Являясь гораздо более чувствительной системой – с подвесом на струне к потолку, – его маятник Фуко среагировал и на остаточную ударную волну в максимуме полной фазы затмения, изменив величину скорости вращения плоскости качания.

Чтобы обеспечить наилучшее сравнение результатов, полученных в мексиканском и бразильском экспериментах, система регистрации, применявшаяся в Мексике в 1991 г., не изменялась, равно как и программное обеспечение компьютерной обработки данных. Результаты показали, что необходимо повысить точность измерений и вычислений.

Для повышения точности результатов существует два пути: экспериментальный – уменьшить погрешности измерений за счет уменьшения шумовых электрических токов в оптоэлектронном элементе и увеличения времени накопления электрических зарядов, и вычислительный – создать усложненную математическую программу для вычисления азимута большой полуоси эллипса колебаний по измеренным и фиксированным точкам траектории последнего. Как я уже говорил, зависимость азимута от времени была аппроксимирована полиномом 10-й степени. Аппроксимация этой зависимости с помощью полинома высших степеней также помогла бы точнее определить момент смены направления вращения плоскости качания маятника.

В качестве же первой практической идеи по изменению методики я вижу серию экспериментов с несколькими идентичными приборами, расположенными вдоль линии полного затмения на расстояниях порядка нескольких сот километров. Подобный эксперимент по решению Евросовета по Геодинамике осуществила с помощью сети стационарных сверхпроводящих гравиметров группа французских, бельгийских и люксембургских ученых во время солнечного затмения 1999 года в Европе, получив *негативные* результаты. По моему убеждению, эксперименты с динамическими системами выглядят значительно перспективнее [21, 22].

## Благодарности

В заключение я хотел бы поблагодарить всех коллег и помощников, работавших со мной в разные годы и с различной долей участия: В. Юшкина, Ф. Педриелли, Р. Фоддиса, Р. Кашеева, В. Куцевола, Е. Монахова, Б. Комберга, К. Гантара, Дж. Ф. Санторато, В. де Саббата, М. Дени, Б. Дюкарма, М. ван Реймбеке и А. Сомерхаузена.

Хочу выразить особую благодарность и признательность другу и соратнику по научной деятельности **Ги Берто**, без помощи которого две последние экспедиции не смогли бы состояться.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Societe Francaise de Physique, La Bibliographie du Pendule, 1889, Memoir "A la Physique", IV.
- [2] Braginsky V.B., Polnarev A.G., Thorne K.S. Phys. Rev. Lett., 1984, **53**, No. 9, p. 863.
- [3] Allais M., Comptes-Rendus des Seances de l'Academie des Sciences, 1957, **244**, p. 2469, **245**, pp. 1697, 1875, 2001, 2170, 2467.
- [4] Грушинский Н.П., Сагитов М.У. Вестник МГУ, Сер. III "Физика. Астрономия", 1962, N 8, с. 46.
- [5] Савров Л.А., Юшкин В.Д. Измерительная техника, 1995, N 1, с. 7.
- [6] Allais M., L'Anisotropie de l'Espace, 1997, Edit. Clement Juglar.
- [7] Гусев А.В., Виноградов М.П. Измерительная техника, 1993, N 10, с. 9.
- [8] Gusev et al., Progr. of Theor. Phys., 1997, N 20, p. 587.
- [9] Savrov L.A., Kashcheev R.A., Pedrielli F. Bull. d'Information de Bureau Gravimetrique International, 1990, N 67, p. 99.
- [10] Savrov L.A. Il Nuovo Cimento, 1989, **12C**, N 5, p. 681.
- [11] Allais M., Aero-Space Engin., 1959, N9, p.46, N10, p.513, N11, p. 55.
- [12] Савров Л.А. Измерительная техника, 1995, N 3, с. 3.
- [13] Savrov L.A., Pedrielli F., Yushkin V.D. Comptes-Rendus des Journees Luxembourgeoises de Geodynamique, 1991, 72 sess., p. 39.
- [14] Savrov L.A., Pedrielli F., Yushkin V.D. C.-R. des JLG, 1993, 74 session p. 6.
- [15] Савров Л.А. Измерительная техника, 1997, N 6, с. 8.
- [16] Savrov L.A., C.-R. of XXII General Assembly of IUGG-99, **A**, p. 433

- [17] Denis M. C -R. des JLG, 1991, 72 session, p. 35.
- [18] Xie Jinlai, Yang Xunren. Chin. Journ. of Acoust., 1989, **8**, N4, p. 335.
- [19] Ducarme B. et al. J. of Geodesy, 1999, **73**, N 2, p. 53.
- [20] Denis M., C.-R. des JLG, 1991, 72 session, p. 31.
- [21] Савров Л.А. Измерительная техника, 2001, N 10, с. 10.
- [22] Savrov L.A. Fusion, 2002, N 90, p. 46.

# ГРАВИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ НА ДВУХ ПРИЛИВНЫХ СТАНЦИЯХ В СИБИРИ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 9 МАРТА 1997 Г.\*

Юлия Константиновна Сарычева<sup>1</sup>, Владимир Юрьевич Тимофеев<sup>1</sup>,  
Сергей Юрьевич Хомутов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт геофизики СО РАН,  
630090, Новосибирск, просп. акад. Коптюга, 3*

*sari@uiggm.nsc.ru;*

<sup>2</sup> *Геофизическая обсерватория «Ключи», АСОМСЭ СО РАН,  
630090, Новосибирск, просп. акад. Коптюга, 3.*

*E-mail: khomutov@gs.nsc.ru*

Во время частного солнечного затмения 9 марта 1997 г. на приливных станциях «Ключи» (Новосибирск) и «Талая» (о. Байкал, 120 км от Иркутска) был выполнен комплекс гравиметрических и барометрических измерений. Использовалась штатная аппаратура, работающая в режиме мониторинга: на станции «Ключи» гравиметр «Аскания» GS-12 и микробарограф М75-2 с фоторегистрацией, на станции «Талая» цифровой гравиметр ЛаКоста-Ромберга G-402 с барографом. Особенностью измерений было их одновременное проведение с помощью высокоточных приборов на двух значительно удаленных пунктах и при низком стоянии Солнца над горизонтом в максимальной наблюдаемой фазе. Зарегистрированные аномалии ускорения силы тяжести составляют около 1.0–1.5 мкГал, что находится на уровне инструментальной точности используемых гравиметров. В период затмения отмечены вариации в атмосферном давлении и температуре воздуха. Полученные результаты показывают, что экранирующий эффект, если и существует, в условиях проведения наших измерений не проявился. Получены оценки верхнего предела коэффициента поглощения  $h$  в рамках принятых модельных представлений:  $5 \times 10^{-14}$  см<sup>2</sup>/г (по данным станции «Ключи») и  $5 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup>/г (по данным станции «Талая»).

## Введение

Высокоточные гравиметрические измерения в моменты солнечных затмений позволяют проверить гипотезу об эффекте экранирования Луной гравитационного притяжения Солнца [1]. Идея этого эффекта основана на гипотезе корпускулярной природы тяготения.

\* Статья принята для публикации в сборнике 28 февраля 2004 г

Предполагается, что при появлении между двумя гравитирующими массами добавочного массивного объекта может наблюдаться экранирующий гравитацию эффект. Для конкретных небесных тел – Солнца, Земли и Луны, под экранированием понимается частичное поглощение поступающего на Землю со стороны Солнца потока корпускул материальной средой на его пути. Поглощение определяется как доля так называемого потока гравитации, поглощаемая материей с плотностью  $1 \text{ г/см}^3$  на пути в  $1 \text{ см}$ .

Этот эффект должен проявляться в данных высокоточных гравиметрических наблюдений в течение времени нахождения Земли в зоне тени, когда корпускулярный поток со стороны Солнца перекрывается Луной. Эта ситуация создается во время солнечного затмения при расположении Солнца, Луны и Земли на одной прямой (фаза сизигии). Величина эффекта в изменениях силы тяжести зависит от доли закрытости диска Солнца Луной, т.е. от величины фазы затмения, и от зенитного расстояния Солнца  $Z$ . Как показано В.В. Радзиевским [1], с увеличением  $Z$  она уменьшается до нуля, когда по отношению к земному наблюдателю Солнце находится вблизи горизонта. Наибольший эффект соответствует максимальной фазе затмения, когда наблюдатель находится на оси конуса тени. В таких условиях эффект в ускорении силы тяжести  $g$ , согласно [2, 3], представлял бы собой увеличение  $g$  с амплитудой до  $1.5 \text{ мкГал}$  на фоне регулярных приливных вариаций с амплитудой до  $240 \text{ мкГал}$  ( $1 \text{ мкГал} = 10^{-8} \text{ м/с}^2 \approx 10^{-9} \text{ г}$ ). Для сравнения: приливный гравиметр «Аскания» GS-12, использовавшийся на обсерватории «Ключи» (Новосибирск), позволял выполнять измерения с точностью до  $0.1 \text{ мкГал}$ . Заметим, что попытку зарегистрировать эффект экранирования мы делали во время солнечного затмения в 1981 г., когда на временной приливной обсерватории в Иркутске параллельно работали два гравиметра «Аскания» [4]. Тогда максимальная фаза затмения  $0.91$  приходилась на время около местного полудня, и условия для наблюдений были близки к оптимальным. Результаты измерений в Иркутске двумя однотипными приборами показали, что зарегистрированные аномалии ускорения силы тяжести не превышали  $3 \text{ мкГал}$ . Гравиметрические измерения в Мохе (Китай) гравиметром Ла Коста-Ромберга D-122 во время затмения в марте 1997 г. не обнаружили эффекта экранирования с амплитудой более  $1 \text{ мкГал}$ , однако в вариациях  $g$  в моменты первого и последнего контактов были выявлены аномалии амплитудой до  $-8 \text{ мкГал}$  [6].

В отличие от эксперимента 1981 г. во время затмения 1997 г. мы имели возможность одновременно регистрировать явление на двух удаленных друг от друга станциях, что должно было бы повысить надежность получаемых результатов.



### Условия и схема проведения эксперимента

Ко времени солнечного затмения 9 марта 1997 г. мы выполняли непрерывный мониторинг  $g$  с помощью гравиметра «Аскания» GS-12 №186 на постоянной приливной станции «Ключи» вблизи г. Новосибирска ( $54.86^{\circ}\text{N}$ ,  $83.25^{\circ}\text{E}$ ). На временной обсерватории «Талая» на юге о. Байкал ( $51.68^{\circ}\text{N}$ ,  $103.65^{\circ}\text{E}$ ) в это время работал цифровой гравиметр Ла Коста-Ромберга G-402, принадлежащий Бельгийской Королевской Обсерватории. Приливные гравиметры – наиболее подходящие инструменты для такого эксперимента, т.к. они имеют высокую чувствительность и позволяют вести непрерывную запись вариаций ускорения силы тяжести, а приливные вариации точно рассчитываются для принятой модели Земли. Поскольку при расчете теоретического прилива при необходимости учитывается прилив в атмосфере, то параллельно с гравиметрическими наблюдениями регистрировались температура наружного воздуха и атмосферное давление (с помощью микробарографа M75-2 в Ключах и штатным барографом гравиметра G-402 в Талой). Гравиметры на обеих станциях были установлены в термостатированных камерах, где поддерживалась постоянная температура с точностью до  $0.1^{\circ}\text{C}$ . Кроме того, датчики гравиметров были также термостатированы и использовалась система барокомпенсации.

К недостаткам эксперимента следует отнести разнородность аппаратуры на станциях наблюдения. В Новосибирске использовался гравиметр «Аскания» с фоторегистратором со стандартной временной разверткой около 10 мм/час, а непосредственно в период затмения (с 23:20UT 8 марта до 02:10UT 9 марта) – с ускоренной разверткой 210 мм/час. Масштаб записи гравиметрического канала составлял 3.56 мкГал/мм, канала давления – 0.066 мбар/мм. Последнее измерение масштабного коэффициента гравиметра выполнено методом наклона 13 марта и, поскольку никаких изменений в аппаратуре с 5 марта не было, его значение принималось как постоянное на всем анализируемом интервале времени. Особенностью записи с помощью гравиметра «Аскания» является наличие узкополосной помехи с амплитудой около 3 мкГал из-за включения и выключения внутреннего термостата с периодичностью около 3 мин., которая на этапе предварительной обработки сглаживалась с помощью цифровой фильтрации. Цифровой гравиметр ЛаКоста-Ромберга на сейсмостанции «Талая» имел точность отсчетного устройства 0.001 мкГал, эффект срабатывания термостата достигал 1 мкГал. Атмосферное давление измерялось с помощью цифрового барографа с отсчетной точностью 0.001 мбар, температура наружного воздуха – ртутным термометром с ценой деления  $0.1^{\circ}\text{C}$ . Регистрацию вариаций  $g$  и атмосферного давления выполняли на компьютере Toshiba-1000, используя электронный

накопитель сигналов EDAS. Как и на станции «Ключи», в Талой гравиметр до затмения более года работал в режиме мониторинга, так что его дрейф нуля был стабильным.

Максимальная фаза солнечного затмения в Новосибирске (00:44UT) оценивалась в 0.87, максимальная наблюдаемая фаза (на восходе) – 0.84. В Талой максимальная фаза затмения составляла 0.99 и приходилась на момент 00:52UT (зенитное расстояние Солнца  $Z \approx 79^\circ$ ). Параметры затмения получены из [6]. Разность между местным LT и всемирным UT временем для Новосибирска была 6 час., для Талой – 8 час. Как видно, условия наблюдения возможных аномалий ускорения силы тяжести в Новосибирске были неблагоприятны: первый контакт и момент максимальной фазы затмения приходились (в отличие от Талой) на время до восхода Солнца (01:00UT), т.е. к экранированию Солнца Луной добавлялось экранирование Землей. Отметим также, что и на станции «Талая» условия наблюдений были не самые благоприятные из-за низкого расположения Солнца и Луны относительно горизонта, когда эффект в ускорении силы тяжести ожидается значительно более слабым, чем при околоразенитном их положении.

## Результаты наблюдений на станции «Ключи»

Первичный материал наблюдений представлял собой непрерывную фотозапись сигнала с гравиметра на ленте, скорость протяжки которой составляла 210 мм в час, и имеющей как часовые, так и минутные отметки времени. Запись с 23:20UT 8 марта до 02:10UT 9 марта была оцифрована вручную с шагом 30 с. Теоретический прилив был вычислен по программе ETERNA 3.0 с приливными амплитудными факторами для волн по разложению Картрайта и реологией Земли по Вару-Дюханту с учетом влияния океанов по Швидерскому. Принятые значения амплитудного фактора с точностью до третьего знака соответствуют результатам многолетних наблюдений на станции «Ключи» [7]. На рис. 1 представлены наблюденные и теоретические значения приливных вариаций ускорения силы тяжести  $g$ , а также изменения атмосферного давления  $P$  примерно за сутки до и после затмения (здесь также показаны вариации давления, полученные с дискретностью 5 мин. на станции космических лучей, расположенной на расстоянии около 1 км от приливной станции). Более детальная запись давления в период затмения представлена на рис. 2. Как видно из рис. 2, вариации  $P$  в момент затмения не превышают 0.3 мбар, что при величине барометрического коэффициента 0.3 мкГал/мбар практически не оказывает влияния на измеряемое значение  $g$ .

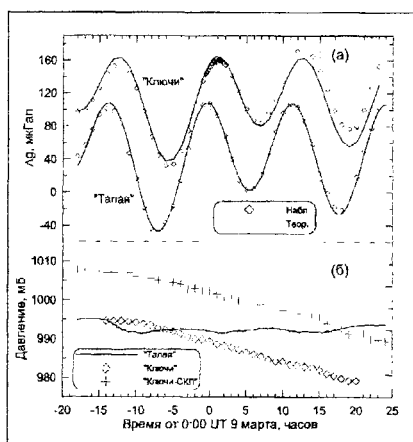


Рис. 1. Наблюденный и теоретический гравиметрический прилив (а) и вариации атмосферного давления (б) на станциях «Ключи» и «Талая». Период затмения показан затемненным прямоугольником. По оси абсцисс представлено время по шкале UT. Значения  $\Delta g$  даны в микрогалах ( $1 \text{ мкГал} = 10^{-8} \text{ м/с}^2 \approx 10^{-9} \text{ г}$ ), давление – в мбар

Отметим, что в плане возможных метеорологических влияний условия на станции «Ключи» были благоприятными для эксперимента: в предшествующие затмению дни осадков и резких изменений наружной температуры не было, что снижало вероятность таких возмущающих факторов, как вариации уровня грунтовых вод и температурные деформации пород, на которых установлен постамент.

Эффект затмения в ускорении силы тяжести ожидался как изменение в течение события разности  $\delta g$  между наблюдаемыми и теоретическими (приливными) значениями  $g$ . Зарегистрированные в ходе эксперимента вариации  $\delta g$  в Новосибирске представлены на рис. 3а. Сплошной линией показаны сглаженные данные (использовался низкочастотный фильтр Чебышева с частотой среза  $1/20 \text{ мин}^{-1}$ ). Характеризуя остаточные разности, можно отметить, что вблизи момента максимальной фазы затмения происходила смена знака вариации, абсолютная величина которой составляла около  $2,5 \text{ мкГал}$ . Отметим также аномальное снижение атмосферного давления в период затмения (рис. 2).

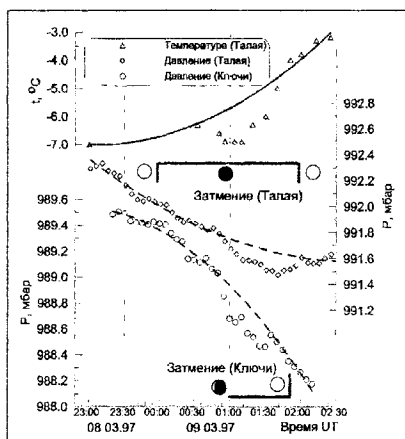


Рис. 2. Изменения метеопараметров во время затмения: наружная температура воздуха («Талая») и атмосферное давление («Талая» и «Ключи»). Пунктирной линией показаны медленные изменения параметров. Оценки дрейфа сделаны по данным вне периода затмения. Время по шкале UT

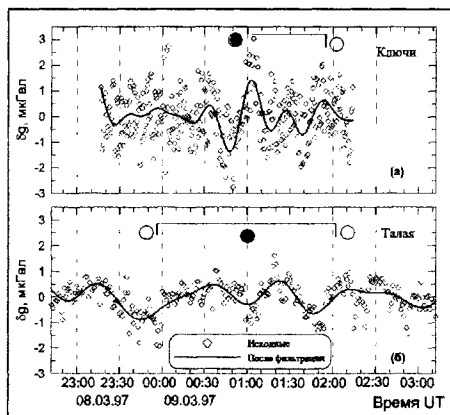


Рис. 3. Разности между наблюдаемыми и теоретическими значениями  $\delta g$  (точки – исходные значения  $\delta g$ , линии – сглаженные значения  $\delta g$ ). Показан период затмения, максимальная фаза отмечена кружком. Исходные данные для станции «Ключи» получены с интервалом 30 с (а), для станции «Талая» – с интервалом 1 мин. (б). Дрейф приборов исключен

## Результаты наблюдений на станции «Талая»

Как и при наблюдениях на станции «Ключи», в районе станции «Талая» во время затмения стояла тихая морозная погода. На рис. 2 представлены результаты измерений наружной температуры воздуха по термометру, расположенному в стороне от здания станции. Как видим, эффект затмения проявился в понижении температуры на  $1^{\circ}\text{C}$ . Зарегистрированные вариации силы тяжести и атмосферного давления в период с 06:00UT 8 марта до 24:00UT 9 марта представлены на рис. 1. Здесь же показан теоретический прилив в  $g$ , вычисленный по методике, аналогичной описанной выше для станции «Ключи», с инструментальными параметрами и приливными постоянными по [8]. Как и для новосибирской станции, здесь отмечаются слабые вариации атмосферного давления порядка 0.2-0.3 мбар (рис. 2) на фоне систематического хода, что даст лишь незначительный вклад в измеренное ускорение силы тяжести – менее 0.1 мкГал. Кривая разности  $\delta g$  между экспериментальными и рассчитанными приливными вариациями представлена на рис. 3 б. Влияние термостата гравиметра ЛаКоста-Ромберга примерно в два раза меньше, чем для гравиметра «Аскания», и в отличие от последнего охватывает широкую полосу частот с периодами от 3 мин. и выше, что, вероятно, указывает на более слабую стабилизацию температуры в камере и в самом приборе. Сглаженная кривая на рис. 3 б показывает, что в период затмения существуют слабые изменения  $\delta g$  на уровне 1 мкГал. Отметим также аномальное понижение атмосферного давления на 0.2 мбар после максимальной фазы затмения с последующим восстановлением (рис. 2), подобное тому, которое наблюдалось на станции «Ключи».

## Обсуждение результатов

Результаты измерений вариаций ускорения силы тяжести  $g$  в Новосибирске и на о. Байкал (Талая) во время солнечного затмения 9 марта 1997 г. показали, что после исключения приливных вариаций остаточные разности  $\delta g$  изменяются в пределах  $\pm 1$  мкГал и не имеют отчетливо выраженных аномалий, которые можно сопоставить с фазами затмения.

Корреляционная функция между рядами  $\delta g$  имеет максимум около +0,5 при запаздывании вариаций в Талой на 15 мин. и минимум – 0,4 при обратном сдвиге порядка 3 мин. Эти экстремумы, как видно из рис. 3, в значительной степени определяются вариацией  $\delta g$  в Новосибирске. Однако положительная корреляция может иметь определенный смысл, если учесть, что фазы затмения в Талой наступали примерно на 8–10 мин. позже, чем на станции «Ключи».

Оценим предполагаемые вариации  $\delta g$ , связанные с эффектом гравитационного экранирования Солнца Луной. Классическое ньютоновское представление силы  $F$  взаимного гравитационного притяжения двух точечных масс  $M_1$  и  $M_2$ , расположенных на расстоянии  $r$  друг от друга, Майорана предложил модифицировать в виде [9]:

$$F = \frac{GM_1M_2}{r^2} \exp\left(-\int h\rho dr\right), \quad (1)$$

где  $G$  – гравитационная постоянная,  $\rho(r)$  – плотность экранирующего вещества вдоль луча, соединяющего массы, коэффициент поглощения  $h$  – параметр, введенный Майораной. С другой стороны, в соответствии с П.Мельхиором [10], приливная составляющая ускорения силы тяжести, обусловленная гравитационным влиянием Солнца на единичную массу в точке наблюдения, есть

$$g_s = 0.03788(\cos 2Z + 1/3) \text{ мГал} \quad (2)$$

(аналогичное выражение существует для приливного воздействия Луны). После исключения этой так называемой приливной части  $g$  и замены экспоненты в (1) на  $(1-\int h\rho dr)$  остаточная вариация  $dg$ , связанная с эффектом экранирования Солнца Луной во время затмения и спроектированная на вертикаль, может быть представлена в виде:

$$dg = GM_s r^{-2} \cos Z_s \int h\rho dr, \quad (3)$$

где  $M_s$  – элементарная масса части Солнца, закрытой Луной,  $r$  – расстояние от гравиметра до  $M_s$ ,  $Z_s$  – топоцентрическое зенитное расстояние Солнца. Знак  $dg$  будет определяться зенитным расстоянием – при нахождении Солнца выше горизонта ( $Z < 90^\circ$ ) экранирование будет приводить к уменьшению притяжения массой  $M_s$  пробной массы гравиметра и, соответственно, к увеличению регистрируемого ускорения силы тяжести (при положительном направлении вертикально вниз).

На рис. 4 схематически представлена одна из фаз затмения. Излучающий гравитацию объем Солнца и экранирующий ее объем Луны, показанные затененными участками, представляют собой части сферы, вырезанные конусом тени. Для упрощения заменим эти объемы на шаровые сегменты. Примем, что излучающая масса Солнца является точечной и расположена в  $S$ . Плотность Солнца и Луны считаем постоянными. Тогда интеграл в (2) будет равен  $h\rho_m l$ , где  $l = (H_m(4R_m - H_m))^{1/2}$  и  $H_m$  – высота шарового сегмента Луны. Излучающий объем Солнца  $V_s = \pi H_s^2 (R_s - H_s/3)$ , где  $H_s$  – высота вырезаемого сегмента Солнца. Здесь  $\rho_m$  и  $\rho_s$  – средняя плотность Луны и Солнца,  $R_m$  и  $R_s$  – их средние радиусы. Таким образом, ожидаемая аномалия в

измеренных вариациях ускорения силы тяжести  $g$  после вычета приливного эффекта может быть представлена в виде:

$$dg = GV_s \rho_s r^{-2} \cos(Z_s) \rho_m l h. \quad (4)$$

Высоты шаровых сегментов получены по угловому расстоянию между центрами Солнца и Луны и расстояний до этих небесных объектов. Эфемериды Луны и Солнца были вычислены с помощью пакета NOVAS (US Naval Observatory).

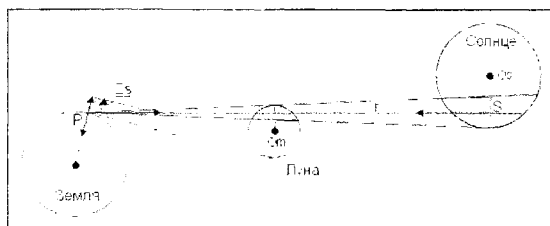


Рис. 4. Схематическое представление расположения Земли, Луны и Солнца во время солнечного затмения

Рассчитанные вариации ускорения силы тяжести из-за экранирующего эффекта во время солнечного затмения для различных значений коэффициента поглощения  $h$  представлены на рис. 5. При расчете использовались следующие значения параметров:  $\rho_m = 3.3 \text{ г/см}^3$ ,  $\rho_s = 1.4 \text{ г/см}^3$ ,  $R_m = 1.74 \times 10^8 \text{ см}$ ,  $R_s = 6.96 \times 10^{10} \text{ см}$ . Как видно из рис. 5 а, для станции «Ключи», где Солнце в ходе затмения пересекало линию горизонта, вариация  $dg$  имеет синусоидальный вид со сменой знака эффекта после восхода (и после максимума затмения). Эта вариация подобна экспериментально наблюдаемой аномалии  $g$  после исключения приливного эффекта (см. рис. 3 а), но более растянута по времени. Соответствие модельных и экспериментальных данных по амплитуде наблюдается при коэффициенте поглощения  $h < 5 \times 10^{-14} \text{ см}^2/\text{г}$ .

Для станции «Талой» (рис. 5 б), где Солнце в период наблюдений было выше горизонта, график для  $dg$  имеет ожидаемый колоколообразный вид и положительные значения в период затмения. По экспериментальным данным, амплитуда гипотетического эффекта меньше  $1 \text{ мкГал}$ , что соответствует модельным расчетам с  $h < 5 \times 10^{-15} \text{ см}^2/\text{г}$ .

Необходимо отметить, что используемые модельные представления в значительной степени упрощены. Если, например, учесть реальное распределение плотности вещества Солнца и Луны, то можно ожидать уменьшения эффекта экранирования на начальной и конечной фазах затмения и его увеличения в наибольшей фазе. При этом

кривая  $dg$  на рис. 5а будет более сжатой и ее соответствие экспериментальным данным в Новосибирске усилится. Кроме того, для станции «Ключи» не учитывается эффект экранирования Солнца Землей до восхода, который может дать дополнительное отрицательное изменение  $g$ .

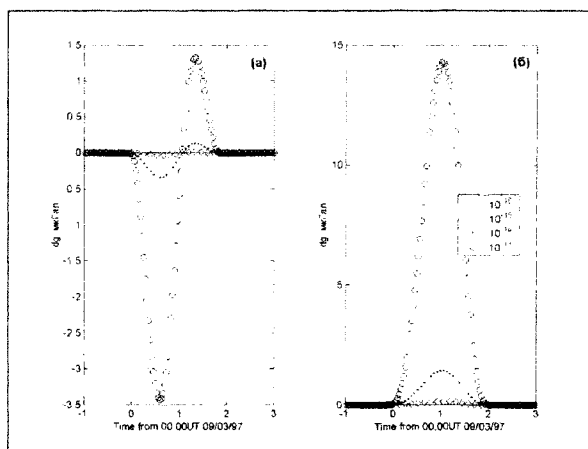


Рис 5 Модельные оценки эффекта экранирования в ускорении силы тяжести для различных значений коэффициента поглощения  $h^{-1}$  (а) – расчеты для станции «Ключи», (б) – для станции «Талая»

## Заключение

В заключение следует отметить, что наблюдения затмения на обеих станциях проводились в зимний период при нормальном снежном покрове и наружной температуре от  $-6$  до  $-10^{\circ}\text{C}$ . Утреннее время затмения и снежный покров обусловили слабое проявление эффекта затмения в барическом ( $0.2\text{--}0.3$  мбар) и температурном (до  $1^{\circ}\text{C}$ ) полях. На станции «Талая» (о. Байкал) в период затмения в поле силы тяжести зарегистрирована вариация в пределах  $1$  мкГал. На станции «Ключи» (Новосибирск) эффект увеличения ускорения силы тяжести кажется более отчетливым и оценивается величиной около  $1.5$  мкГал. В обоих случаях зарегистрированные значения аномалий  $g$  находятся на уровне инструментальной точности гравиметров, используемых в эксперименте. Поэтому результаты, полученные на приливных гравиметрических станциях в Талой и Новосибирске во время частного солнечного затмения 9 марта 1997 г., показывают, что экранирующий



эффект, если и существует, в условиях проведения наших измерений не проявился. Однако отметим, что при низком расположении Солнца и Луны над горизонтом теоретические расчеты также дают малое значение ожидаемого изменения  $g$ . Оценки коэффициента поглощения  $h$  в рамках принятых модельных представлений показали, что его значение не превышает  $5 \times 10^{-14} \text{ см}^2/\text{г}$  (по данным станции «Ключи») и  $5 \times 10^{-15} \text{ см}^2/\text{г}$  (по данным станции «Талая»). Эти величины согласуются с ранее полученными оценками верхнего предела для  $h$  по измерениям во время полных солнечных затмений 1954 г. ( $h < 1 \times 10^{-14} \text{ см}^2/\text{г}$ ) и 1965 г. ( $h < 2 \times 10^{-15} \text{ см}^2/\text{г}$ ) [11].

Научные исследования были поддержаны грантами РФФИ 98-05-65227, 98-05-65278, 97-05-96502-Р и грантами СО РАН.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] В.В. Радзиевский, Бюлл. ВАГО, 31 (1961) (первый параграф этой статьи включен в данный сборник).
- [2] И.А. Дычко и В.П. Шляховой, в Вращение и приливные деформации Земли (Киев, Наук. думка, 10, 1978), с.39-48.
- [3] Б.П. Перцев, М.В. Кузнецов, М.В. Иванова, О.В. Ковалева и Л.В. Кузнецова, Физ. Земли, 10, 70 (1994).
- [4] Д.Г. Гриднев, Ю.К. Сарычева и В.Ю. Тимофеев, Геол. и геофиз., 3, 93, (1985).
- [5] Yang Xin-She and Wang Qian-Shen, Astrophys. and Space Sci., 282, 245, (2002).
- [6] <http://umbra.nascom.nasa.gov/eclipse/>
- [7] Ю.К. Сарычева, В.Ю. Тимофеев, С.Ю. Хомутов, в Геофизические методы изучения земной коры (Новосибирск, НИЦ СО РАН, 63, 1998), с.63-68.
- [8] V.Yu. Timofeev, D.G. Gridnev, Yu.K. Saricheva, Marees Terrestres. Bull. D<sup>3</sup>Inform., 123, 9324, (1995).
- [9] D.H. Ekhardt, Phys. Rev. D. 44, 2144, (1990).
- [10] П. Мельхиор, Земные приливы (Москва, Мир, 1968).
- [11] C.S. Unnikrishnan, A.K. Mohapatra, G.T. Gillies, Phys. Rev. D., 63, (2001).

# ОГРАНИЧЕНИЯ НА ЭКРАНИРОВАНИЕ ГРАВИТАЦИИ<sup>1</sup>

К.С. Унникришнан<sup>\*</sup> и Дж.Т. Джиллис

*Группа гравитации, Институт фундаментальных исследований им. Тама,  
Мумбай-400005, Индия, unni@tifr.res.in;*

*Индийский институт астрофизики, Бангалор-560034, Индия;  
Школа инженерии и прикладных наук, Вирджинский университет,  
Шарлотсвилль, Вирджиния 22904-4746, США: gtg@virginia.edu*

Представлен краткий обзор ограничений, налагаемых на экранирование гравитационного взаимодействия, полученных на основе лабораторных опытов

## Введение

Эмпирическая физическая основа ОТО – принцип эквивалентности – возможно, является точным физическим принципом и в таком случае едва ли возможно ожидать каких-либо физических эффектов, которые не описаны или не содержатся в ОТО в классическом режиме. Однако возникли эмпирические вопросы, целью которых является природа гравитационного взаимодействия, и которые продолжают вызывать интерес даже после того, как у нас появилась почти совершенная классическая теория гравитации. Некоторые из этих вопросов, такие как вопрос о нарушении принципа эквивалентности, обрели новую теоретическую основу в теории струн, тогда как другие продолжают оставаться чисто эмпирическими. Экранирование гравитационного взаимодействия относится ко второй категории. Любое экспериментальное наблюдение экранирования тяготения вывело бы гравитационную физику за рамки ОТО. (Имеются малые нелинейные поправки, предсказанные теорией, но в этой статье мы обсуждаем истинные эффекты экранирования, которые концептуально очень отличаются от этих поправок).

Сходство между электромагнитным и гравитационным взаимодействиями естественно приводят к вопросу: можно ли экранировать гравитационное взаимодействие. Но различия между ними являются решающими, чтобы исключить самый очевидный тип экранирования

---

<sup>1</sup> Перевод статьи C. S. Unnikrishnan and G. T. Gillies, in the book "Pushing Gravity", ed. M. Edwards. Apeiron, Montreal, 2002

гравитации. Было сделано много попыток исследовать эту проблему экспериментально (см. обзор [1]). Самой значительной из них были опыты К. Майораны [1, 2], которые были начаты в то самое время, что и опыты по подтверждению отклонения света в гравитационном поле, предсказанного ОТО.

В этой статье рассматриваются такие эксперименты, когда между источником гравитации и пробным телом помещалось какое-либо вещество с целью поиска ослабления гравитационного взаимодействия. Точная форма гипотетического изменения зависит от физической модели. Если привлечь аналогию с экранированием в случае электромагнетизма, то уменьшение внешнего поля обычно достигается перегруппировкой зарядов или токов и, следовательно, полей во вносимом веществе. В случае гравитации такая модель, вероятно, не подходит, потому что гравитационный заряд имеет только один знак.

Другая эмпирическая возможность экранирования может быть описана как поглощение поля в промежуточном веществе. Эта физическая картина требует описания гравитационного взаимодействия в терминах потока частиц, которые поглощались бы промежуточным веществом. Майорана сформулировал эту задачу [2], введя коэффициент поглощения  $h$ , так что измененное гравитационное взаимодействие между телами с массами  $M$  и  $m$  имеет вид:

$$F = \frac{GMm}{r^2} e^{-\int h \rho dr}. \quad (1)$$

Из феноменологического анализа Майораны оценка коэффициента  $h$  получилась между  $10^{-11}$  и  $10^{-12}$  см<sup>2</sup>/г. Ясно, что экспериментальное определение такого малого фактора экранирования было бы очень трудным, так как требуются очень сложные измерения, способные разрешить относительные изменения силы порядка  $10^{-10}$ .

В современном контексте анализ экранирования гравитации требует более сложной основы, чем использованная в анализе Майораны, поскольку гравитация – многокомпонентное поле. По меньшей мере, анализ должен затрагивать две важные компоненты поля, а именно гравиелектрическое и гравимагнитное поля. В пределе слабого поля, эквивалентная «электрическая» часть гравитационного поля  $g$  в сущности совпадает с ньютоновским гравитационным полем, а гравимагнитное поле  $B_g$  создается движущимися или вращающимися массами, подобно магнитному полю в электродинамике.

В этой статье мы в дальнейшем остановимся на вопросе экранирования электрической части гравитации, том же самом, что и экранирование ньютоновского гравитационного поля в попытках Майораны. (Вообще-то мы считаем, что будет непросто сформулировать состоятельную модель экранирования гравитации, учитывающую

полную сложность гравитационного поля вместе с тем фактом, что гравитационный заряд имеет один знак). Мы обсудим некоторые строгие экспериментальные ограничения на параметр экранирования Майораны, выведенные независимо от лежащей в его основе теории. Ожидается, что эти пределы годятся для широкого класса физических моделей экранирования гравитации, потому что эксперименты проводились со слабыми гравитационными полями и в первом приближении экранирование можно ожидать линейно зависящим от таких физических параметров, как плотность и размер вносимого вещества для широкого класса физических возможностей.

### Результаты Майораны и некоторые ранние ограничения

В тщательно проведенном эксперименте со сложной схемой дистанционного управления Майорана сравнивал веса двух свинцовых шаров, один из которых был контрольной массой, а другой – пробной массой. Пробная масса могла быть «экранирована» большим количеством вещества (в данном случае примерно 100 кг ртути) от гравитационного поля Земли [2]. Майорана выполнил также теоретический анализ, необходимый для описания и расчета этого поглощения; он наблюдал эффект, дающий поправку к весу примерно  $8 \times 10^{-10}$ . Разрешение его усовершенствованных весов было около  $6 \times 10^{-10}$  при одином измерении и близко к  $10^{-10}$  для повторяющихся наблюдений. Через несколько лет он повторил эксперимент с такими же весами, но другой установкой и со значительно большими массами (около 10000 кг свинца в качестве экрана); был измерен несколько меньший экранирующий фактор [3]. Коэффициент поглощения  $h_2$ , найденный по его опытам, оказался равным  $6,7 \times 10^{-12}$  и  $2,8 \times 10^{-12}$  см<sup>2</sup>/г соответственно, что было совместимо с феноменологическими оценками Майораны. Ясно было, что эти результаты указывают на эффекты за пределами ОТО; они были подвергнуты сильной критике, в основном из принципа и в результате сравнения с планетарной физикой, которая оказалась противоречащей результатам Майораны.

Одним из первых критиков результатов Майораны был Расселл [4]. Он проверил следствия майорановского экранирования для движения планет в предположении, что *гравитационное поглощение не влияет на инертную массу*. Такое нарушение принципа эквивалентности изменит третий закон Кеплера с грубым отклонением от наблюдаемого движения планет. Расселл рассмотрел также движение Луны и Земли в гравитационном поле Солнца, чтобы исключить майорановское экранирование. Из его анализа получилось, что величина  $h$  не может превышать около 1/5000 величины, полученной Майораной. Следуя той же идее, Экхардт получил гораздо более строгий предел

$h = 1,0 \times 10^{-21}$  см<sup>2</sup>/г, анализируя данные лазерного зондирования для лунной орбиты [5]. В следующих разделах мы обсудим модельно независимые ограничения, в основном вытекающие из прямых лабораторных экспериментов.

### Ограничения из лабораторных экспериментов

Лабораторные эксперименты бывают в основном двух типов. В одном типе экспериментов среда с однородной плотностью  $\rho$  и пространственной протяженностью  $l$  помещается между притягивающей массой (Земля) и пробной массой. Тогда экспоненциальный фактор хорошо аппроксимируется как  $1 - h\rho l$ , где  $l$  – эффективная экранирующая длина, создаваемая средой. Комбинация  $h\rho l$  представляет собой интегральную гравитационную непроницаемость среды. Типичное значение величины  $h\rho l$ , достижимое в экспериментах такого рода, находится в диапазоне  $10^{-9}$ – $10^{-10}$  и соответствующая величина  $h$  – в диапазоне  $10^{-12}$ – $10^{-13}$  см<sup>2</sup>/г.

Другой тип экспериментов, с большей чувствительностью, связан с прямыми измерениями локальной гравитации на Земле с помощью чувствительного гравиметра. Если масса чувствительного элемента гравиметра экранирована каким-либо посторонним веществом, отличающимся от вещества точки подвеса – самой Земли, – тогда ожидается появление разностного сигнала. Одной из возможностей являются наблюдения с гравиметром во время солнечного затмения, когда малая часть Земли геометрически экранирована на короткое время от Солнца Луной [6, 7]. Другая идея, впервые предложенная и осуществленная Гаррисоном [8] и недавно примененная нами в современном гравиметре [9], связана с частичным экранированием массы чувствительного элемента гравиметра от Солнца Землей в ночное время. В первом варианте ожидаемый сигнал гравиметра соответствует возрастанию локальной гравитации, тогда как во втором ожидается уменьшение локальной гравитации, если экранирование имеет место. Разница получается благодаря различию относительных положений центра массы Земли и гравиметра по отношению к Солнцу.

Здесь уместно упомянуть, что некоторые эксперименты по проверке экранирования гравитации, осуществленные во время солнечных затмений с крутильными маятниками, концептуально ошибочны. Одними из наиболее часто цитируемых аномалий являются результаты Саксла и Аллена [10], которые наблюдали значительные изменения периода крутильного маятника во время полного солнечного затмения. Крутильный маятник – это сенсор момента кручения, но вряд ли стоит ожидать действия крутильного момента на крутильный маятник во время такого события как солнечное затмение, даже если

имеется какое-либо экранирование, поскольку здесь нет возможности для возникновения достаточно заметных дифференциальных сил, действующих на элемент массы маятника.

Эксперимент с гравиметром, проведенный в 1954 году Томашеком [6] во время полного солнечного затмения в Ансте (Шотландские острова), дал нулевой результат, что заметно ограничило коэффициент майорановского экранирования. Стандартное отклонение в этом эксперименте составила около  $1/3700$  мгл, а расчетная чувствительность для наблюдения эффекта экранирования была равна примерно  $\Delta g/g \sim 3 \times 10^{-9}$ . Во время затмения, длившегося 86 секунд, не было замечено никаких аномалий, и коэффициент экранирования солнечной гравитации был оценен как меньший чем  $10^{-5}$ . Из этого Томашек оценил верхний предел для майорановского коэффициента:  $h < 10^{-14}$ , что на два порядка ниже, чем измеренный Майораной.

Через десять лет подобный эксперимент был проведен Шлихтером и др. во время полного солнечного затмения во Флоренции (Италия) [7]. Шлихтер и др. детально смоделировали ожидаемое поведение гравиметра во время затмения и достигли ограничения примерно в 5 раз лучшего, чем из предыдущего эксперимента Томашека.

Брагинский изучал экранирование гравитации в двух современных экспериментах, использующих метод резонанса [11, 12]. Два одинаковых латунных куба с зазором между ними были зафиксированы в дюралюминиевом каркасе. Весь каркас был смонтирован на лезвии вместе с уравновешивающим противовесом, и эта система совершала на лезвии колебания малой частоты. Экранирующее вещество состояло из двух стальных вращающихся лопастей толщиной 10 см, которые периодически проходили при вращении через пространство между латунными кубами, осуществляя экранирование притяжения Землей одного из кубов. Второй куб был нужен для нейтрализации притяжения вращающейся лопасти. Чувствительность эксперимента была примерно такой же, как у Майораны. Потребовался тщательный статистический анализ, чтобы заключить, что вероятность обнаружения эффекта, по величине сравнимого с величиной Майораны, была менее 4%.

Чувствительность в этом эксперименте не была достаточной для того, чтобы окончательно отбросить гипотезу Майораны с большой статистической достоверностью. Последующий эксперимент с использованием крутильного маятника [12], самый чувствительный прямой эксперимент до недавнего времени, был на порядок чувствительнее. Он дал верхний предел для  $h$  около  $2 \times 10^{-13}$  см<sup>2</sup>/г. Эта повышенная чувствительность была достигнута благодаря остроумной экспериментальной схеме, в которой элемент массы крутильного маятника был геометрически экранирован от части массы Земли таким

образом, что создавался существенный крутильный момент. Поскольку размеры Земли гораздо больше размеров экранирующих масс, то можно установить экранирующие массы таким образом, чтобы на элемент массы крутильного маятника воздействовала часть объема, находящего ниже по вертикали, но геометрически он был бы экранирован от существенного объема в одной полусфере. Это ведет к появлению дифференциальной силы и, следовательно, крутильному моменту, если экранирование гравитации имеет место.

Год назад мы заметили, что новый эксперимент с рычажными весами для определения постоянной тяготения с точностью 10 частей на миллион в Физическом институте Цюрихского университета [13] также мог бы дать полезную информацию по майорановскому экранированию гравитации [9]. Мы проанализировали его результаты, которые дали величину  $G$  на уровне 200 частей на миллион, в терминах гипотезы экранирования гравитации. Получилось, что ограничение на экранирование гравитации в эксперименте должно быть меньше, чем соответствующее  $h = 4,3 \times 10^{-14} \text{ см}^2/\text{г}$ . Это лучший предел, доступный к настоящему времени из управляемых лабораторных экспериментов [9].

Главное в этом эксперименте – это сверхточные рычажные весы, с точностью 100 наногرامмов при однократном взвешивании груза в 1 килограмм. Статистически усредненные измерения позволяют достичь точности 10 нг, что более чем на два порядка лучше, чем в эксперименте Майораны. В эксперименте сравнивались две пробные массы, взвешивавшиеся попеременно. Разница в весе модулировалась двумя цилиндрическими массами в виде сосудов, заполнявшихся жидкостью – водой или ртутью. При различных использованных конфигурациях эксперимента основные массы геометрически экранировали пробные массы от земного гравитационного поля. Два определения  $G$  с сосудами, наполненными водой и ртутью, совпадали с точностью 50 частей на миллион. Поскольку плотности воды и ртути отличаются на порядок, гравитационная непроницаемость отличается на тот же множитель. Это позволило нам вывести ограничение на экранирование гравитации [9]. В цюрихском эксперименте также можно прямо определять экранирование гравитации, поскольку в его постановке много деталей, похожих на эксперимент Майораны. При повышении точности измерения  $G$  тот же эксперимент может обеспечить проверку экранирования гравитации на уровне  $h = 1 \times 10^{-14} \text{ см}^2/\text{г}$ .

Совсем недавно мы отметили и другую ситуацию, которая предоставила отличную возможность для вывода жестких ограничений на экранирование гравитации [14]. Мы проверили недавнее утверждение [15] о том, что некий аномальный гравиметрический сигнал, наблюдавшийся в Китае во время полного солнечного затмения 1997

года, возможно, был обусловлен экранированием гравитации или каким-то новым свойством гравитации. После всестороннего рассмотрения нам стало очевидно, что наблюдавшаяся аномалия не может происходить из-за экранирования гравитации или из-за какого-либо странного ее свойства. Представляя наши аргументы против утверждения об экранировании гравитации, мы отметили, что очень схожие гравиметрические данные имели очень низкий уровень шума в течение нескольких дней до и после затмения, и что это можно было бы использовать для получения ограничений на параметр гравитационного экранирования на беспрецедентном уровне [14].

Первым высказал эту идею Гаррисон [8], который получил ограничение на параметр Майораны, наблюдая, что экранирование Землей действия поля Солнца на гравиметр должно бы вызывать увеличение разностной силы, на которую гравиметр реагирует. Это можно рассматривать как экранирование за счет псевдозатмения гравиметра Землей. Эффект начинается, когда Солнце скрывается за горизонтом, достигает пика, когда Солнце находится в «полуночном» положении, и падает до нуля, когда Солнца выходит из-за другого горизонта. Так что это суточный сигнал, но около половины периода в такой периодической волне обрезается до нуля. Поскольку протяженность вещества по линии, проходящей сквозь Землю и соединяющей гравиметр и Солнце,  $l > 2R_E \cos(\theta_z)$ , где  $\theta_z$  – зенитный угол, то изменение солнечной гравитации в месте нахождения гравиметра есть  $\Delta g_s > 2g_s h p R_E \cos(\theta_z)$ ;  $g_s$  – солнечная гравитация на Земле. Вертикальная компонента этого суточного «прилива» есть

$$a_\omega > 2g_s h p R_E \cos^2(\theta_z). \quad (2)$$

Данные китайского гравиметра покрывают около 11000 минут до и после затмения [15]. Мы выполнили Фурье-анализ данных для суточного сигнала. Не было зафиксировано всплесков выше уровня шума, имеющих период около суточного. Суточный сигнал с амплитудой  $a_\omega > 0,06$   $\mu\text{гал}$  был бы обнаружим на уровне  $2\sigma$  ( $\sigma$  – стандартное отклонение). Это соответствует следующему пределу для  $h$

$$h \leq 2 \times 10^{-17} \text{ см}^2 \text{Г}^{-1}. \quad (3)$$

*Это – наилучший предел для параметра Майораны из земных экспериментов [14].*

Сравнимый предел может быть получен с использованием данных лазерного зондирования во время полного лунного затмения. Луна более или менее полностью экранирована на несколько часов, и это длительное экранирование может вызвать аномальное разностное ускорение между Землей и Луной. Поскольку относительное расстояние измеряется с точностью до нескольких сантиметров за время ин-



тегрирования в несколько часов, мы можем получить надежный и существенный предел для гравитационного экранирования из данных лазерного зондирования во время такого затмения [16].

Недавно интерес к гравитационному экранированию был оживлен благодаря сообщению Подклетнова о наблюдении экранирования гравитационного притяжения пробного тела Землей, когда оно взвешивалось над вращающимся свободно парящим диском из высокотемпературного сверхпроводника типа YBCO [17]. Заявленный эффект имел очень большую величину, порядка 0,1%. Анализ этих данных, сделанный Унникришнаном [18], привел к выводу, что данные не совместимы с гипотезой экранирования гравитации. Часть земной массы, открытая для пробной массы над диском, заметно менялась бы как функция высоты пробной массы над диском, но данные Подклетнова не имеют признаков этой существенной вариации. Унникришнаном [18] был проведен статический эксперимент по экранированию с чувствительностью около  $10^{-4}$ , в котором стеклянный образец взвешивался над сверхпроводником. Никаких признаков экранирования найдено не было. Группа из НАСА провела высокоточные эксперименты по экранированию гравитации статическим сверхпроводящим диском [19], но и она не нашла никаких признаков экранирования на уровне  $\Delta g/g \sim 10^{-8}$ .

Мы свели лучшие модельно-независимые ограничения на экранирование гравитации из лабораторных и наземных экспериментов в следующую таблицу. Первая строка содержит положительные результаты Майораны. (Ляховец [20] заявил о результатах, совместимых с результатами Майораны, но об этом эксперименте так мало известно, что мы их здесь не рассматриваем).

Эксперимент	Ссылка	Ограничение на $h$ на уровне $2\sigma$ ( $\text{см}^2/\text{г}$ )
Майорана – рычажные весы	[2] 1920	$h > 6.7 \times 10^{-12}$
Майорана – рычажные весы	[3] 1930	$h > 2.8 \times 10^{-12}$
Томашек – гравиметр/затмение	[6] 1954	$h \leq 10^{-14}$
Шлихтер – гравиметр/затмение	[7] 1964	$h \leq 5 \times 10^{-15}$
Гаррисон – гравиметр	[8] 1963	$h \leq 5 \times 10^{-15}$
Унникришнан и Джиллис – цюрихский эксперимент по измерению $G$ – рычажные весы	[9] 2000	$h \leq 4.3 \times 10^{-14}$
Унникришнан, Мохapatра и Джиллис – гравиметр (Ванг и др.)	[14] 2001	$h \leq 2 \times 10^{-17}$

Означают ли описанные здесь ограничения – почти на пять порядков более строгие, чем результаты, полученные Майораной – что экранирование гравитации физически невозможно? Хотя и можно заявлять, основываясь на известной нам тензорной структуре гравитации, что экранирование гравитации, как представлял ее Майорана и многие другие, не должно иметь места, но могут существовать более сложные и теоретически жизнеспособные возможности. Это правдоподобно благодаря возможному существованию «странных источников гравитации» вроде космологической постоянной и ее «поляризации» вокруг нормального гравитирующего вещества. Хотя результирующий эффект может и не быть по природе чистым экранированием, эмпирические данные могут быть интерпретированы как результат эффективного экранирования, точно так же как влияние темной материи, конденсирующейся вокруг галактик, может эмпирически выглядеть как антиэкранирование (или «бегущая постоянная связи») гравитации на больших расстояниях.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] G. T. Gillies, *Rep. Prog. Phys.* 60, 151 (1997).
- [2] Q. Majorana, *Phil. Mag.*, 39, 488 (1920).
- [3] Q. Majorana, *J. Phys. Radium*, 1, 314 (1930).
- [4] H. N. Russell, *Ap. J.*, 54, 334 (1921).
- [5] D. H. Eckhardt, *Phys. Rev. D* 42, 2144 (1990).
- [6] R. Tomaschek, *Nature*, 175, 937 (1955).
- [7] L. B. Slichter, M. Caputo, and C. L. Hager, *J. Geophys. Res.* 70, 1541 (1965).
- [8] J. C. Harrison, *J. Geophys. Res.* 68, 1517 (1963).
- [9] C. S. Unnikrishnan and G. T. Gillies, *Phys. Rev. D* 61, 101101(R) (2000).
- [10] E. J. Saxl and M. Allen, *Phys. Rev. D* 3, 823 (1971).
- [11] V. B. Braginsky, V. N. Rudenko and G. I. Rukman, *Sov. Phys. JETP*, 16, 36 (1963).
- [12] V. B. Braginsky and V. K. Martynov, *Moscow Univ. Phys. Bull.* 21, 35 (1968)
- [13] F. Nolting, J. Schurr, St. Schlamming, and W. Kundig, *Meas.Sci. Technol.* 10, 487 (1999).
- [14] C. S. Unnikrishnan, A. K. Mohapatra, and G. T. Gillies, *Phys. Rev. D* 63, 062002, (2001)

- [15] Q.-S. Wang et al., Phys. Rev. D 62, 041101(R) (2000).
- [16] C. S. Unnikrishnan and G. T. Gillies, (unpublished).
- [17] E. Podkletnov and R. Nieminen, Physica C 203, 441, (1992); E. Podkletnov and A. D. Levit, preprint, Report MSU-95 chem (1995).
- [18] C.S. Unnikrishnan, Physica C 266, 133 (1996).
- [19] N. Li, D. Noever, T. Robertson, R. Koczor. and W. Brantley, Physica C 281, 260 (1997).
- [20] V. D. Liakhovets, Abstracts of the 11th International Conference on General Relativity and Gravitation, Vol. 1, p. 92 (1986).

# III. ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ ИЛИ МОДИФИКАЦИЯ ЗАКОНА ТЯГОТЕНИЯ НА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ

---

## НАБЛЮДАЕМЫЕ КРИВЫЕ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИК И ИХ ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ<sup>1</sup>

Екатерина Анатольевна Евстигнеева

*Физический факультет, Университет Квинсленда, QLD 4072, Австралия*

Так называемая проблема вращения галактик состоит в расхождении между наблюдаемой скоростью вращения газа и звезд в дисках спиральных галактик и скоростью, получаемой на основании ньютоновской динамики. Попытки разрешения этой проблемы основываются обычно на гипотезе темной материи или на модифицированной ньютоновской динамике. Данная статья является кратким обзором следствий двух указанных гипотез в их современной интерпретации, с акцентом на объяснение наблюдаемых кривых вращения спиральных галактик.

### 1. Введение

#### Кривые вращения спиральных галактик и темная материя

Если бы основная масса галактики концентрировалась в ее видимой части, то на больших расстояниях от центра гравитационный потенциал можно было бы представить потенциалом точечной массы, и было бы справедливо следующее соотношение

$$\frac{GM}{R^2} = \frac{v^2}{R}, \quad (1)$$

---

<sup>1</sup>Статья принята к публикации в сборнике 14 апреля 2004 г.

где  $G$  – гравитационная постоянная,  $M$  – масса галактики,  $R$  – расстояние от центра галактики,  $v$  – скорость вращения. Следовательно, скорость вращения уменьшалась бы при удалении от центра галактики как

$$v \propto R^{-1/2}; \quad (2)$$

кривую, соответствующую этой зависимости, называют кеплеровской кривой вращения. Однако наблюдения за многими галактиками показывают, что скорость вращения на больших расстояниях от центра галактики становится постоянной, не зависящей от  $R$ . Наблюдаются не кеплеровские, а плоские кривые вращения ( $v \sim \text{const}$ , см. рис. 1). Данный наблюдательный факт может служить указанием на то, что  $M \propto R$ . Для объяснения этого факта было введено понятие скрытой массы – протяженного темного гало (впервые предложено в [1]), состоящего из невидимых объектов или частиц, компенсирующих дефицит массы видимых объектов, расположенных в диске галактики.

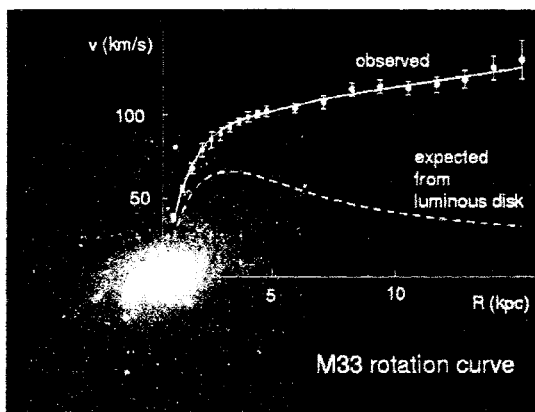


Рис. 1. Наблюдаемая кривая вращения карликовой спиральной галактики M33, наложенная на ее оптическое изображение [2]

Если гало сферически симметричное, то масса внутри сферы радиуса  $R$  должна расти как:  $M(R) \propto R$ . Таким образом, мы получаем простейшую модель распределения плотности темного гало:

$$\rho = \frac{1}{4\pi R^2} \frac{dM}{dR} = \frac{v^2}{4\pi G R^2}, \quad (3)$$

т.е.  $\rho \propto R^{-2}$ . Данное распределение соответствует модели так называемой изотермической сферы:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + (R/R_0)^2}, \quad (4)$$

где  $\rho_0$  и  $R_0$  – постоянные. Рассматриваются также и другие модели (см. следующий раздел).

В работах [3, 4] можно найти кривые вращения для  $\sim 1000$  галактик, полученные по наблюдениям излучения нейтрального водорода на длине волны 21 см. Если у нас есть не только спектральные, но и фотометрические наблюдения галактики, то мы можем оценить отношение масса-светимость  $M/L$ . Для спиральных галактик  $M/L = (10 - 20)M_\odot/L_\odot$  (где  $M_\odot$  и  $L_\odot$  – соответственно масса и светимость Солнца). Для галактик с низкой поверхностной яркостью и карликовых галактик отношение масса-светимость может достигать  $M/L = (200 - 600)M_\odot/L_\odot$ , т.е. темная материя в таких галактиках полностью доминирует над видимой.

Кривые вращения представляют непосредственное доказательство существования темной материи в галактиках. Без скрытой массы было бы сложно объяснить и множество других независимых явлений: динамику карликовых спутников в окрестностях массивных галактик, движения галактик в группах и скоплениях, гравитационное линзирование далекими скоплениями, формирование крупномасштабной структуры Вселенной, рентгеновские короны эллиптических галактик и скоплений галактик.

## 2. Природа темной материи

Природа темной материи все еще остается невыясненной. Неизвестна даже форма, в которой находится эта скрытая материя. Она может быть в виде обычной, барионной материи, или в некоей небарионной форме. Возможно, на разных масштабах темная материя имеет разную природу. Например, есть косвенные указания на то, что в пределах галактик распределение скрытой массы может быть связано с распределением обычного вещества (звезд и газа) и, следовательно, она скорее всего имеет барионную природу. Внешние протяженные короны галактик могут состоять из небарионного вещества.

Значение барионной плотности Вселенной определяется из теории первичного нуклеосинтеза при Большом Взрыве:  $\Omega_b \approx 0.05$ . Но вся наблюдаемая материя (звезды, газ) составляет примерно 10% от этой величины ( $\Omega_v \approx 0.005$ ). Где же скрываются остальные барионы? Кандидатами в барионную темную материю могут быть остатки звездной эволюции (белые карлики, нейтронные звезды, черные дыры), звезды

низкой светимости, планеты типа Юпитера, молекулярные газовые облака.

Белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры, как оказалось, вносят некоторые несоответствия между теорией и наблюдаемой картиной. Особенный интерес представляют объекты (в частности, звезды) низкой светимости. Поиски объектов низкой светимости (сокращенно MACHOs – Massive Compact Halo Objects) ведутся с использованием эффекта микролинзирования звезд, который состоит во временном увеличении яркости известных видимых звезд и удвоении их изображений в тот период времени, когда невидимый массивный объект пересекает линию между наблюдателем и звездой, отклоняя своим гравитационным полем идущий от звезды свет. С начала 1990-ых гг. несколько научных коллабораций – MACHO [5], EROS [6], OGLE [7] – ведут наблюдения за светимостью миллионов звезд в направлении Магеллановых Облаков и центра Галактики. MACHOs с массами  $0.25M_{\odot}$  могли бы составить значительную долю галактических темных гало (50–60%), но данные оценки сильно зависят от принятой модели для видимой и темной составляющих.

Темная материя может быть сосредоточена и в молекулярных газовых облаках [8, 9, 10]. В таком случае темное вещество должно быть распределено в диске галактики. Валентин и ван дер Верф [11] в результате наблюдений с ISO (Infrared Space Observatory) обнаружили в галактике NGC 891 ротационные линии молекулярного водорода на длинах волн 28.2 и 17.0 мкм, которые хорошо согласуются с требуемым количеством темной материи в пределах оптического диска. Подтверждение данного результата для других галактик было бы решающим. Однако этого не произошло, вероятно потому, что молекулярный водород в NGC 891 оказался «исключительно горячим» (80–90K). Кроме того, согласно теоретическим предсказаниям молекулярные облака имеют фрагментарную структуру, и размер отдельных фрагментов слишком мал для обнаружения с помощью современных радиотелескопов.

Сравнив современные данные по общей регистрируемой плотности материи во Вселенной ( $\Omega_m \approx 0.3$ ) и ее барионной составляющей ( $\Omega_b \approx 0.05$ ), заключаем, что на небарионную ее часть приходится 0.25, т.е. небарионное вещество должно быть основной составляющей темной материи.

Исторически первыми кандидатами в небарионную темную материю являются легкие (левые) нейтрино – то, что называют «горячей темной материей» (Hot Dark Matter – HDM). Когда нейтрино отделились от материи/излучения, они были релятивистскими (т.е. имели очень большие скорости) и, следовательно, «горячими» (см. например [12]). Эксперименты, проведенные сравнительно недавно на детекторе

Super-Kamiokande по регистрации атмосферных нейтрино (напр. [13]), обнаружили нейтринные осцилляции и тем самым доказали, что нейтрино обладают ненулевой массой. Эти данные накладывают нижний предел на вклад нейтрино в общую плотность вещества во Вселенной:  $\Omega_\nu \geq 0.001$  (почти столько же, сколько составляют все звезды в центрах галактик), и допускают еще большие значения  $\Omega_\nu$ . В начале 90-ых годов космологическая модель с плотностью материи  $\Omega_m \approx 1$  и плотностью нейтрино  $\Omega_\nu \approx 0.2$ , была самой успешной космологической моделью. Однако согласно последним данным (данные по далеким сверхновым и анизотропии микроволнового фонового излучения), модели, где  $\Omega_m \approx 0.3$ , дают наилучшее согласие с наблюдательными данными. Возможное улучшение этих моделей с добавлением нейтрино довольно ограничено. Максимально возможный вклад нейтрино в общую плотность вещества  $\Omega_\nu \leq 0.02$ .

Модель холодной темной материи (Cold Dark Matter – CDM) была предложена, когда начали выявляться проблемы космологических моделей с HDM [14, 15, 16]. На данный момент CDM модели являются наиболее успешными в описании наблюдаемой Вселенной.

Холодная темная материя, вероятнее всего, состоит из слабо взаимодействующих массивных частиц (Weakly Interacting Massive Particles – WIMP). Эти частицы в период образования Вселенной после Большого Взрыва уже должны быть нерелятивистскими, т.е. холодными частицами. Наиболее вероятными кандидатами на роль холодной темной материи являются нейтралино, существование которых предсказывается в суперсимметричных моделях, и аксионы.

Поперечное сечение взаимодействия WIMPs с барионной материей очень мало, но все-таки ненулевое. Поэтому есть вероятность обнаружить их экспериментально. Методы регистрации WIMPs обычно разделяют на прямые и косвенные. В косвенных экспериментах ищутся вторичные частицы, рожденные в результате парной аннигиляции WIMPs (WIMPs и их античастицы должны присутствовать примерно в одинаковых количествах). Один из методов – поиск WIMPs, прилетающих со стороны центра Галактики. Если в центре нашей Галактики находится массивная черная дыра, она должна гравитационно притягивать WIMPs и увеличивать их концентрацию вокруг себя. В результате вероятность аннигиляции WIMPs в окрестности черной дыры увеличивается и соответственно возрастает поток продуктов аннигиляции WIMPs, идущий из центра Галактики. Майер-Хасселвондер и др. [17] обнаружили гамма-излучение, идущее от центра Галактики, которое не удалось соотнести с каким-либо источником. Но впоследствии оказалось, что излучение не направлено от центра Галактики и является слишком концентрированным, чтобы приписать его аннигиляционному излучению [18].



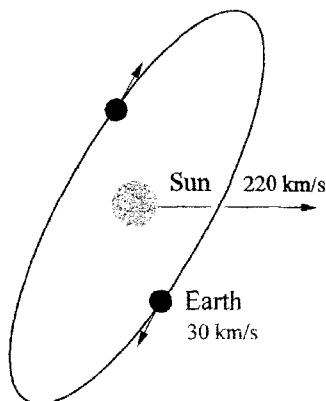


Рис. 2. Схема движения Солнца и Земли [19]

Методы прямого детектирования основаны на поиске упругого или неупругого рассеяния WIMPs на ядрах детектора-мишени. Единственный положительный результат поиска частиц темной материи был получен коллаборацией DAMA [20]. Эксперимент проводился с использованием сцинтилляционных NaI(Tl) детекторов в подземной лаборатории Гран-Сассо. Измерялась энергия ядер отдачи вследствие взаимодействия с частицами темной материи. Для надежной регистрации необходимо использовать дополнительные признаки событий, например зависимость темпа взаимодействия от времени из-за эффекта годовых модуляций. Этот эффект – следствие сложения скоростей налетающих на Землю частиц со скоростью Земли: комбинация движения Солнца вокруг центра Галактики ( $v \sim 220$  км/с) и вращения Земли вокруг Солнца ( $v \sim 30$  км/с) дает разную суммарную скорость для различных времен года, кроме того сказывается и то, что орбита Земли наклонена по отношению к плоскости Галактики (угол  $\sim 60^\circ$ ). Максимум скорости счета ожидается в июне, когда Земля движется против потока частиц, а минимум – в декабре, когда Земля «убегает» от них (рис. 2). Предсказываемая величина сезонного изменения  $\sim 7\%$ , что и было получено коллаборацией DAMA. Однако этот результат не был подтвержден другими группами, проводящими похожие исследования [21, 22]. Таким образом, для окончательных выводов об обнаружении темной материи требуются дополнительные эксперименты.

Несмотря на отличное согласие CDM моделей с наблюдаемой крупномасштабной структурой Вселенной, возникли некоторые опа-

сения относительно справедливости этих моделей на малых масштабах:

1. Модели с CDM предсказывают избыточное число небольших темных гало – карликовых спутников в окрестностях массивных галактик или галактик в больших скоплениях.
2. Модели с CDM предсказывают «универсальный» профиль плотности темных гало в широком диапазоне масс (от отдельно взятых галактик до скоплений галактик):  $\rho(r) \propto r^{-\alpha}$ , где  $\alpha \geq 1$  в центральных частях. С другой стороны, наблюдательные данные показывают более пологие профили плотности в центрах как галактик, так и скоплений галактик.

Остановимся подробнее на второй проблеме. Наварро, Френк и Вайт [23] в результате численного моделирования получили следующий профиль плотности для CDM темных гало:

$$\rho_{NFW}(r) \propto \frac{r_s}{r} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-2}, \quad (5)$$

откуда получаем в центральных частях ( $r \ll r_s$ , где  $r_s$  – масштабный фактор):  $\rho \propto r^{-1}$ . Это означает, что скорость вращения в центре галактики должна возрастать как  $r^{1/2}$ . Но наблюдательные данные по карликовым галактикам и галактикам с низкой поверхностной яркостью показывают линейное возрастание с радиусом, соответствующее примерно постоянной плотности в центральных частях. В этих галактиках темная материя доминирует над видимой, и потому эти галактики являются прекрасными объектами для тестирования различных моделей темной материи.

Впоследствии Мур и др. [24, 25] и Гигна и др. [26] предложили альтернативное распределение плотности для CDM гало:

$$\rho_M(r) \propto \left(\frac{r_s}{r}\right)^{-3/2} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-3/2}, \quad (6)$$

т.е.  $\rho \propto r^{-1.5}$  при  $r \ll r_s$ , что означает еще больший пик плотности в центре.

Между тем методика наблюдений продолжала улучшаться. В 90-ых годах кривые вращения получали по радионаблюдениям, которые показывали линейный рост скорости вращения в центральных областях (см. напр. [27, 28]). Ван ден Бош и др. [29] показали, что разрешение у радионаблюдений слишком низкое, чтобы адекватно проследить кривую вращения во внутренних частях галактики. Свотерс и др. [30] нашли, что оптические ( $H_\alpha$ ) кривые вращения, полученные с более высоким разрешением, растут значительно быстрее в центральных областях и лучше согласуются с NFW распределением плотности, чем данные радионаблюдений по HI (рис. 3).

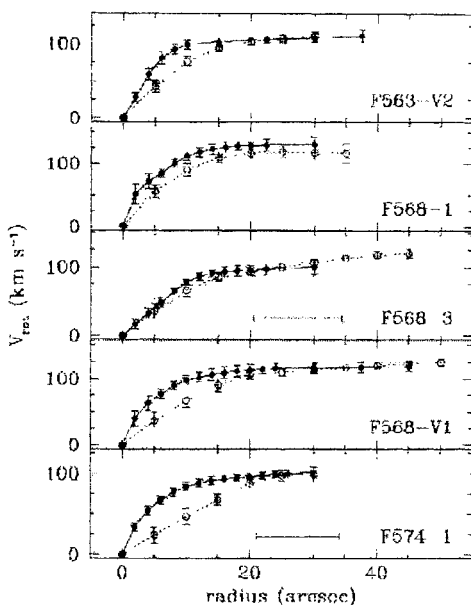


Рис. 3.  $H_{\alpha}$  кривые вращения галактик с низкой поверхностной яркостью, полученные с высоким разрешением (сплошная линия), и HI кривые вращения (пунктирная линия) [31]

Сравнительно недавно было получено множество кривых вращения галактик с низкой поверхностной яркостью в оптическом диапазоне с высоким разрешением [32, 33, 34, 35]. Анализируя эти данные, можно сделать следующие выводы. Профиль  $\rho_{NFW}$  является хорошим приближением распределения плотности вплоть до 1 кпк. В центральных областях ( $\leq 1$  кпк) галактики в целом имеют более пологий профиль плотности. Если исключить наблюдения с плохим разрешением и галактики, наблюдаемые «с ребра» (интерпретация кривых вращения в этом случае затрудняется), то примерно половина галактик будет иметь профили плотности, согласующиеся с  $\rho_{NFW}$ , в то время как у другой половины галактик профили будут более пологими, и наблюдательные данные находятся в явном несоответствии с профилем  $\rho_M$ . Следует отметить, что неточное определение кинематического центра галактики, а также присутствие некруговых движений в центральных областях галактик с перемычками (барам) тоже могут влиять на определение кривой вращения и, как правило, приводят к более пологому профилю плотности [36, 37, 38, 39].

Проблемы CDM моделей на малых масштабах вызвали появление множества альтернативных моделей, например таких как «теплая» темная материя (Warm Dark Matter – WDM). WDM частицы, которыми могут быть гравитино и тяжелые (правые) нейтрино, могли бы иметь довольно высокие тепловые скорости. Такое распределение по скоростям может подавить образование небольших темных гало и, таким образом, решить одну из основных проблем CDM (см. выше проблему 1). Однако WDM подавляла бы образование небольших темных гало не только в настоящее время, но и в эпоху ранней Вселенной. Но возможно, что такие небольшие темные гало были местами формирования первых звезд, которые производили металлы равномерно по всей Вселенной. Это подтверждается наблюдаемыми свойствами «леса линий Лайман-альфа» ( $L_\alpha$  forest)<sup>2</sup>, возникающего за счет поглощения в облаках нейтрального водорода, попадающих на луч зрения наблюдатель-квазар, и наблюдаемого в спектрах далеких квазаров. В этом отношении WDM предсказывает слишком маленькое число небольших темных гало. Но зато модель WDM дает более пологое распределение плотности в центральных областях темных гало, что лучше согласуется с наблюдаемыми кривыми вращения.

Еще более «темной» в смысле понимания, чем темная материя, является темная энергия (альтернативные названия – квинтэссенция и космологическая постоянная). Данные о светимостях далеких сверхновых типа Ia [40] свидетельствуют о существовании в настоящую эпоху космологического ускорения, которое может быть вызвано ненулевым значением введенной Эйнштейном космологической постоянной  $\Lambda$ , определяющей вклад дополнительной «темной» энергии в энергетическую плотность Вселенной. Позднее это заключение было подтверждено независимым образом на основании данных об анизотропии микроволнового фонового излучения [41] и о крупномасштабном распределении галактик. Как оказалось из этих наблюдений, мы живем в плоской Вселенной с общей плотностью  $\Omega_{tot} = \Omega_\Lambda + \Omega_m \sim 1$ , основной вклад в которую вносит космический вакуум или темная энергия ( $\Omega_\Lambda \sim 0.7$ ). Вклад плотности обычной барионной материи в сочетании с темной материей составляет лишь около 30% ( $\Omega_m \sim 0.3$ ).

<sup>2</sup>Линия Лайман-альфа – головная линия серии Лаймана в спектре атомарного водорода. Спектры удаленных квазаров содержат множество таких линий поглощения при разных красных смещениях, и этот участок спектра действительно похож на лес. – Ред.

### 3. Кривые вращения и модифицированная ньютоновская динамика (МОНД)

Интерпретация кривых вращения, изложенная выше, основана на предположении о справедливости ньютоновской динамики. Это предположение отвергается так называемой модифицированной ньютоновской динамикой (МОНД), разработанной Милгремом [42, 43, 44], Сандерсом [45] и другими. В МОНД предлагается увеличить силу гравитации на галактических и больших масштабах, чтобы объяснить, например, плоские кривые вращения галактик, ограничиваясь только видимой материей. Помимо объяснения кривых вращения, МОНД представляет интерес и как альтернативная теория гравитации.

Рассмотрим как работает МОНД на следующем общем примере. Добавим к обычному ньютоновскому гравитационному ускорению новый член, который становится доминирующим на больших расстояниях от центра галактики:

$$g = \frac{GM}{R^2} + \frac{K(M)}{R}, \quad (7)$$

где  $K(M)$  – постоянная, зависящая только от массы галактики. Гравитационное ускорение должно быть центростремительным ускорением ( $\propto v^2/R$ ). Следовательно, если  $v^2 = K(M)$ , где  $v$  – постоянная скорость, то «парадокс» кривых вращения разрешается автоматически. Необходимости в темной материи в такой модели нет.

Какова должна быть зависимость  $K$  от  $M$ ? Пусть  $K(M) = xM^{1/2}$ , где  $x$  – постоянная. Предположим, что отношение масса-светимость  $M/L$  не зависит от радиуса  $R$ , тогда  $M \propto v^4$  и, следовательно,  $L \propto v^4$  – т. е. будет иметь место известное соотношение Тулли-Фишера для спиральных галактик [46,47]. Исходя из всего сказанного, второй член в формуле (7) можно записать в следующем виде:  $(GMa_0)^{1/2}R^{-1}$ . Константа  $a_0$  с размерностью ускорения была введена Милгремом [42]. Значение  $a_0$  находится эмпирически по выборке галактик с хорошо определенными кривыми вращения:  $a_0 = 2 \times 10^{-8}$  см/с<sup>2</sup> согласно [43], если значение постоянной Хаббла  $H_0 = 50$  км/с/Мпк, и  $a_0 = 1.2 \times 10^{-8}$  см/с<sup>2</sup> согласно [48] для  $H_0 = 75$  км/с/Мпк. Вернемся к формуле (7). Первый член в формуле (7), описывающий ньютоновское ускорение, будет преобладать на небольших  $R$ , а второй, новый член – на больших расстояниях от центра, что объясняет как асимптотически плоские кривые вращения, так и соотношение Тулли- Фишера.

Выражение (7) – простой пример того, как можно решить проблему плоских кривых вращения, изменив закон всемирного тяготения. Существует и другой вариант: мы сохраняем закон всемирного тяготения, но изменяем второй закон Ньютона  $ma = F$ . Так, вместо второго закона Милгрем [42] предложил:

$$m \mu \left( \frac{a}{a_0} \right) \mathbf{a} = \mathbf{F}, \quad (8)$$

где сглаживающая функция  $\mu(x \gg 1) = 1$  и  $\mu(x \ll 1) = x$ , например  $\mu(x) = x/(x+1)$ . Следовательно, для небольших ускорений  $a \ll a_0$  (что справедливо для внешних областей галактик, где поверхностная яркость, а следовательно и плотность, низкие), второй закон можно заменить на  $m(a/a_0)\mathbf{a} = \mathbf{F}$ , т.е. сила пропорциональна квадрату ускорения. Учитывая, что  $a = v^2/R$ , получаем  $GM/R^2 = (v^4/R^2)a_0$ , т.е.  $v^4 = GMa_0$ , что опять так объясняет и асимптотически плоские кривые вращения, и соотношение Тулли-Фишера ( $M \propto v^4$ , или  $L \propto v^4$  при  $M/L = \text{const}$ ). Можно показать, что изменение второго закона Ньютона при сохранении закона всемирного тяготения эквивалентно изменению гравитационной силы при сохранении второго закона.

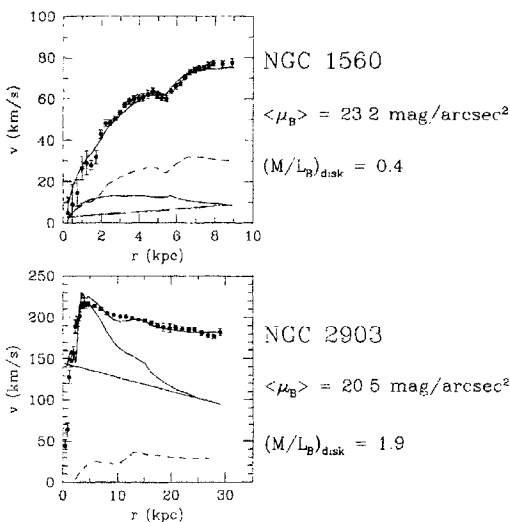


Рис. 4. Точками показаны наблюдаемые кривые вращения галактики с низкой поверхностной яркостью NGC 1560 [49] и галактики с высокой поверхностной яркостью NGC 2903 [50]. Пунктирная и штриховая линии представляют ньютоновские кривые вращения для звездного и газового диска соответственно, сплошная кривая – кривая вращения, полученная с помощью МОНД при  $a_0 = 1.2 \times 10^{-8} \text{ см/с}^{-2}$  [48]. Единственный свободный параметр – отношение масса-светимость для звездного диска

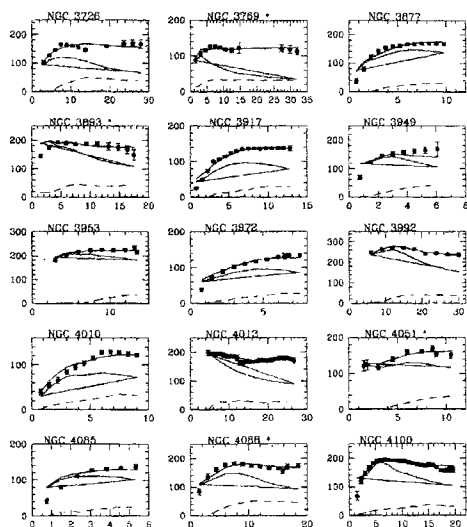


Рис. 5. Кривые вращения UMa галактик из [51]. Обозначения те же, что и на рис.4. По оси X – радиус в кпк, по оси Y – скорость вращения в км/с. Расстояние до всех галактик предполагается равным 15.5 Мпк и  $a_0 = 1.2 \times 10^{-8} \text{ см}/\text{с}^{-2}$  [48]. Если расстояние принять равным 18.6 Мпк [52], то  $a_0 = 1.0 \times 10^{-8} \text{ см}/\text{с}^{-2}$ .

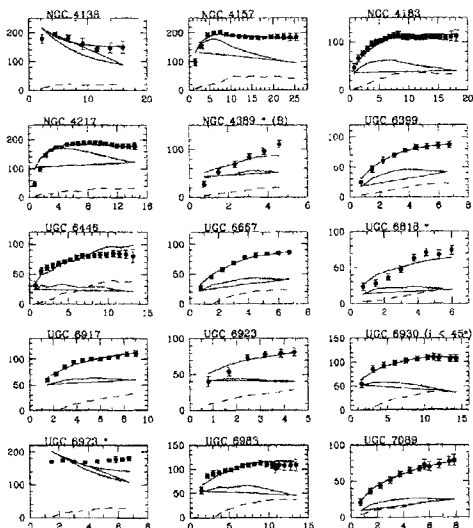


Рис. 6. Кривые вращения UMa галактик из [51]. См. подпись к рис.5

Тот факт, что МОНД объясняет кривые вращения галактик, не является столь уж удивительным, т.к. объяснение кривых вращения и было ее изначальной целью. Что на самом деле удивительно – большое множество кривых вращения может быть объяснено с помощью этой гипотезы при использовании только одного свободного параметра, отношения масса-светимость  $M/L$ , для звездного диска галактики (которое является почти постоянным, если фотометрический анализ проводится в ИК или ближнем к ИК диапазонах). Следует подчеркнуть, что интерпретация кривых вращения с учетом невидимого вещества (темного гало) включает три свободных параметра:  $M/L$  и два параметра для темного гало. Для модели изотермической сферы этими двумя параметрами являются радиус ядра  $R_0$  и асимптотическая при  $R \rightarrow \infty$  скорость вращения  $v_\infty$ , а для NFW модели – концентрация  $c$  и скорость  $v_{200}$  [23]. На Рис.4 приведены два примера подгонки кривых вращения с помощью МОНД [53]. Точками показаны наблюдаемые кривые вращения, сплошная кривая – это кривая вращения, полученная с применением МОНД. Интересно, что МОНД объясняет не только общую тенденцию в наклоне кривых вращения для галактик с низкой (LSB) и высокой (HSB) поверхностной яркостью, но также предсказывает кривые вращения в деталях, исходя из распределения только барионного вещества (звезды и газ). Кривые вращения для большой выборки [51], включающей как HSB (например, NGC 3992), так и LSB (например, UGC 7089) галактики, представлены на Рис.5 и 6. Наблюдательные данные в основном отлично согласуются с МОНД. Особенно интересен успех МОНД в случае LSB галактик, которые также можно считать галактиками с низкой поверхностной плотностью (в отсутствие темной материи). Ускорения там настолько малы, что целую галактику можно рассматривать в режиме МОНД.

Есть несколько случаев, где согласие не такое идеальное, что может быть вызвано искажением наблюдаемого поля скоростей в галактиках с барами (например, NGC 4389), а также взаимодействием с близкими спутниками (как в случае UGC 6818).

Конечно, если бы удалось найти примеры кривых вращения изолированных галактик с кеплеровским спадом на больших расстояниях от видимого объекта, то МОНД пришлось бы признать некорректной. Но таких наблюдений нет.

Хотя МОНД весьма успешно описывает кривые вращения спиральных галактик, пока не совсем понятно, насколько хорошо эта теория работает для других галактик, например эллиптических. МОНД согласуется с известными масштабными соотношениями для эллиптических галактик – соотношением Фабера-Джексона и Фундаментальной плоскостью [54], но этот тест не является критическим для МОНД, т.к. теория Ньютона с использованием теоремы вириала также



предсказывает существование Фундаментальной плоскости. Из-за неоднозначности анизотропии дисперсии скоростей в эллиптических галактиках тестировать МОНД на этих объектах не так просто.

МОНД не может объяснить динамику скоплений галактик на основе только видимого вещества (требуется темная материя), а также не дает адекватного объяснения эффекту гравитационного линзирования. МОНД в том виде, в каком она была сформулирована в [55], была предложена взамен динамики Ньютона. Однако обобщенной релятивистской версии МОНД, подобной общей теории относительности, на данный момент не существует [56].

## Заключение

В заключение следует сказать, что в настоящее время решающих доказательств в пользу той или иной интерпретации кривых вращения галактик и других наблюдательных данных (темная материя или МОНД) нет. Дальнейшие исследования и новые наблюдательные и экспериментальные данные помогут яснее понять, какая из этих возможностей ближе к реальности. В случае МОНД требуется разработка релятивистской теории в рамках этой парадигмы, а в случае темной материи очень важным было бы лабораторное обнаружение существующих частиц с необходимыми свойствами или доказательство существования подобных частиц темной материи в экспериментах по физике высоких энергий.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Freeman K.C. 1970, *Astrophys.J.*, 160, 881
- [2] Roy, D.P. 2000, physics/0007025
- [3] Persic, M., Salucci, P., & Stel, F. 1996, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 281, 27
- [4] Sofue, Y. & Rubin, V., 2000, astro-ph/0010594
- [5] Alcock, C., Akerloff, C.W., Allsman, R.A. et al. 1993, *Nature*, 365, 621
- [6] Aubourg, E., Baryre, P., Brehin, S., et al. 1993, *Nature*, 365, 623
- [7] Stanek, K.Z., Paczynski, B., Udalski, A., et al. 1995, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 186, 304
- [8] Pfenniger, D., & Combes, F. 1994, *Astron. Astrophys.*, 285, 94
- [9] Pfenniger, D., Combes, F., & Martinet, L. 1994, *Astron. Astrophys.*, 285, 79

- [10] Pfenninger, D. 1997, in M.Persic and P.Salucci (Eds.), Dark and visible matter in galaxies, ASP Conference Series 117
- [11] Valentijn, E.A., & van der Werf, P.P. 1999, *Astrophys. J.*, 522, L29
- [12] Primack, J.R., in Proceedings, International School of Physics "Enrico Fermi" XCII(1984), ed.N.Cabibbo (north-Holland, 1987), p.137
- [13] Totsuka, Y., Particle Physics and the Universe, Proceedings of Nobel Symposium 198, Haga Slott, Enkoping, Sweden, 20–25 August, 1998. Edited by L. Bergstrom, P. Carlson, and C. Fransson. *Physica Scripta*, 85, 2000., p.82
- [14] Peebles, P.J.E. 1982, *Astrophys. J.*, 263, L1
- [15] Primack, J.R., & Blumenthal, G.R., in Formation and Evolution of Galaxies and Large Scale Structure in the Universe, eds. J.Audouze and J.Tran Thanh Van (Reidel, Dordrecht, 1983), p.163
- [16] Blumenthal, G.R., Faber, S.M., Primack, J.R., Rees, M.J. 1984, *Nature*, 311, 517
- [17] Mayer-Hasselwander, H. et al. 1998, *Astron. Astrophys.*, 335, 161
- [18] Hooper, D. & Dingus, B. 2002, astro-ph/0210617
- [19] Khalil, S. & Munoz, C. 2002, *Contemp.Phys.* 43, 51 [hep-ph/0110122]
- [20] Bernabei, et al. (DAMA collaboration), 2003, *Riv.Nuovo Cimento.* 26, 1 [astro-ph/0307403]
- [21] Akerib, D.S., et al. 2003, hep-ex/0306001
- [22] Sanglard, V., et al. 2003, astro-ph/0306233
- [23] Navarro, J.F., Frenk, C.S., and White, S.D.M. 1996, *Astrophys. J.*, 462, 563
- [24] Moore, B. et al. 1998, *Astrophys. J.*, 499, L5
- [25] Moore, B. et al. 1999, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 310, 1147
- [26] Ghigna, S. et al. 2000, *Astrophys. J.*, 544, 616
- [27] de Blok, W.J.G., McGaugh, S.S., & van der Hulst, 1996, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 283, 18
- [28] McGaugh, S.S., & de Blok, W.J.G. 1998, *Astrophys. J.*, 499, 41
- [29] van den Bosch, F.C. 2000, *Astrophys. J.*, 119, 1579
- [30] Swaters, R.A., Madore, B., & Trewhella, M. 2000, *Astrophys. J.*, 531, L107

- [31] van den Bosch, F.C. 2000, *Astrophys. J.*, 530, 177
- [32] McGaugh, S.S., Rubin, V.C., & de Blok, W.J.G. 2001, *Astron. J.*, 122, 2381
- [33] de Blok, W.J.G., McGaugh, S.S., Bosma, A., & Rubin, V.C. 2001, *Astrophys. J.*, 552, L23
- [34] de Blok, W.J.G., McGaugh, S.S., & Rubin, V.C. 2001, *Astron. J.*, 122, 2396
- [35] de Blok, W.J.G., & Bosma, A. 2002, *Astron. Astrophys.*, 285, 816
- [36] Boker, T. et al. 2002, *Astron. J.*, 123, 1389
- [37] Swaters, R.A., Madore, B., van den Bosch, F.C., & Balcells, M. 2003, *Astrophys. J.*, 583, 732
- [38] Swaters, R.A., Verheijen, M.A.W., Bershad, M.A., & Andersen, D.R. 2003, *Astrophys. J.*, 587, L19
- [39] Garrido, O., Marcelin, M., Amram, P., & Boulesteix, J. 2002, *Astron. Astrophys.*, 387, 821
- [40] Filippenko, A.V. 2001, *PASP*, 113, p.1441
- [41] Spergel, D.N. et al. 2003, *Astrophys. J. Suppl.*, 148, 175
- [42] Milgrom, M. 1983, *Astrophys. J.*, 270, 365
- [43] Milgrom, M. 1983, *Astrophys. J.*, 270, 371
- [44] Milgrom, M. 1983, *Astrophys. J.*, 270, 384
- [45] Sanders, R.H. 1990, *Astron. Astrophys. Rev.*, 2, 1
- [46] Tully, R.B., & Fisher, J.R. 1977, *Astron. Astrophys.*, 54, 661
- [47] Aaranson, M., Huchra, J., Mould, J., Tully, R.B., Fisher, J.R. et al. 1982, *Astrophys. J. Suppl.*, 50, 241
- [48] Begeman, K.G., Broeils, A.H., Sanders, R.H. 1991, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, 249, 523
- [49] Broeils, A.H. 1992, *Dark and visible matter in spiral galaxies*. PhD thesis, Univ. of Groningen, The Netherlands
- [50] Begeman, K.G. 1989, *Astron. Astrophys.*, 223, 47
- [51] Sanders, R.H., & Verheijen, M.A.W. 1998, *Astrophys. J.*, 503, 97
- [52] Sakai, S. et al. 2000, *Astrophys. J.*, 529, 698

- [53] Sanders, R.H., & McGaugh, S.S. 2002, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 40, 263
- [54] Sanders, R.H. 2000, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 313, 767
- [55] Bekenstein, J. & Milgrom, M. 1984, *Astrophys. J.*, 429, 480
- [56] Aguirre, A., 2003, *astro-ph/031057*

# МОДИФИЦИРОВАННАЯ ДИНАМИКА – ДОКЛАД О СТАТУСЕ<sup>1</sup>

Мордехай Милгрэм

*Отдел физики конденсированного вещества, Институт Вейцмана,  
Реховот 76100, Израиль  
fmilgrom@wicc.weizmann.ac.il*

Модифицированная ньютоновская динамика (МОНД) была предложена в качестве альтернативы темному веществу. Она объясняет кажущийся недостаток масс галактических систем как результат нарушения стандартной динамики в пределе малых ускорений. После краткого описания принципов МОНД я сравниваю ее предсказания с данными наблюдений. Особое внимание уделено анализу кривых вращения, дающих самую сильную поддержку МОНД, и ядер скоплений, богатых рентгеновскими источниками, где МОНД пока не может объяснить расхождение масс. Затем я набрасываю программу МОНД, особенно выделяя работу, которую еще предстоит проделать. Далее следуют общие комментарии о космологии и образовании структуры в рамках МОНД. В заключение изложены некоторые незаконченные мысли о возможном происхождении МОНД (как эффективной теории); в частности, о возможности того, что она является неким вакуумным эффектом.

## **Введение – базовые принципы МОНД**

Говорить о проблеме «темного вещества» – значит касаться одной из самых важных загадок современной науки; в конце концов, у нас нет прямых доказательств того, что темное вещество вообще существует в заметных количествах. Нам лишь известно, что непосредственно наблюдаемые массы галактических систем меньше масс, вычисленных с использованием стандартной динамики. Заполненные предполагаемым темным веществом галактические системы и вселенная являются, может быть, крайне горьким лекарством для большинства людей, но оно не единственно возможное. Стоит рассмотреть и другой путь, основанный на возможном отклонении от стандартной динамики в условиях, существующих в галактических системах. Как

---

<sup>1</sup>Перевод статьи: M. Milgrom. In the Proceedings of the II Int. Workshop on the Identification of Dark Matter, Buxton, England, 1998; World Scientific, Singapore, 1999 [astro-ph/9810302]

вам, возможно, известно, модифицированная динамика (МОНД) и развилась как раз в этом направлении [1]. Она исходит из того, что ускорения в галактических системах очень малы по сравнению с теми, что имеют место в солнечной системе, например. МОНД утверждает, что в нерелятивистской динамике задействована константа  $a_0$  с размерностью ускорения, такая что в формальном пределе  $a_0 \rightarrow 0$  – т.е. когда все остальные величины с размерностью ускорения намного больше  $a_0$  – получается стандартная динамика (по аналогии с появлением  $\hbar$  в квантовой механике и классическим пределом при  $\hbar \rightarrow 0$ ). В противоположном пределе большого  $a_0$  динамика характеризуется пониженной инерцией; грубо говоря, в этом пределе инерция сказывается на ускорении  $a$  как  $ma^2/a_0$  вместо стандартного  $ma$ . Это допускает различные частные формулировки. Имеются нерелятивистские формулировки МОНД, выводимые из действия, основанного как на модифицированной гравитации [2], так и на модифицированной инерции [3]; ниже они будут описаны. Простая, если не примитивная, формулировка, отражающая значительную часть содержания МОНД и ее базовую идею, такова. Представим пробную частицу в гравитационном поле некоторого распределения масс, стандартное (ньютоновское) гравитационное поле ускорений которого есть  $g_N$ . В стандартной динамике ускорение частицы  $g$  равно самому  $g_N$ . В МОНД постулируется, что это так только в пределе  $g_N \gg a_0$ . В противоположном пределе  $g_N \ll a_0$  мы имеем приближенно  $g \sim (g_N a_0)^{1/2}$ . Для интерполяции между этими пределами используется соотношение вида  $\mu(g/a_0)g = g_N$ , где  $\mu(x) \approx x$  для  $x \ll 1$  и  $\mu(x) \approx 1$ , когда  $x \gg 1$ . Это соотношение дает примерную связь между типичными ускорениями в системе (подобную воплощенной, скажем, в точном вириальном соотношении, выведенном из точной теории). Оно также дает очень хорошую аппроксимацию для ускорения при круговом движении, относящемся к кривым вращения дисковых галактик [3], [4] (в теориях с модифицированной инерцией оно дает точные кривые вращения). В более сложных формулировках МОНД, ускорение пробной частицы не связано так прямо с локальным ньютоновским ускорением, как в вышеприведенном соотношении (например, два этих ускорения в общем случае могут иметь разные направления).

Некоторые немедленные и неизбежные предсказания даже этих базовых принципов таковы [1], [5]:

1. Кривая вращения для любого изолированного тела становится асимптотически плоской.
2. Асимптотическая скорость вращения  $V_\infty$  зависит только от общей массы тела  $M$  как  $V_\infty^4 = M G a_0$ . Это предсказывает соотношение Тулли-Фишера между скоростью и светимостью, если величины  $M/L$  имеют узкое распределение.

3. Подобное приблизительное соотношение существует между дисперсией средней скорости и общей массой для тела с беспорядочными движениями. Это относится к определениям масс таких систем, как карликовые сфероидальные и эллиптические галактики, группы галактик и скопления. Оно предсказывает также для подобных систем приблизительное соотношение  $L \sim \sigma^4$  (с похожими значениями  $M/L$ ).
4. Чем меньше типичные ускорения в гравитационно связанной системе, тем большее расхождение масс она должна проявлять. Таким образом, было предсказано, что все системы с низкой поверхностной яркостью (НПЯ) должны показывать большое расхождение масс, поскольку при данном  $M/L$  поверхностная яркость в среднем пропорциональна ускорению. Это свойственно, например, карликовым сфероидальным спутникам Млечного Пути и поверхностно неярким дисковым галактикам.
5. И самое главное – полная кривая вращения дисковой галактики может быть получена на основе МОНД по распределению лишь наблюдаемой массы.

Сравнение с данными наблюдений, как будет показано позже, дает величину  $a_0$ , которую можно определить несколькими независимыми путями (используя различные роли  $a_0$  в этой теории). Очень интересно, что величина  $a_0$  оказывается того же порядка, что и  $cH_0$  – параметр ускорения в космологическом смысле [1]. Предваряя следующее обсуждение, хочу заметить, что это может быть важнейшим ключом к природе МОНД и ее возможным проявлениям в эффектах, связанных с космологией.

## Применение МОНД

На рис. 1 показаны расхождения масс в различных галактических системах. На нем приблизительно показано отношение динамической массы, определенной из стандартной динамики, к массе, вычисленной из прямых наблюдений. Расхождение показано в зависимости от некоторого «типичного» радиуса системы. (Массы в галактических системах не показывают признаков насыщения с ростом радиуса.)

Отмечу также, что нет корреляции между расхождением масс и размером системы. В частности, карликовые сфероидальные и НПЯ дисковые галактики показывают большие расхождения, в то время как большие галактические скопления выказывают лишь умеренные расхождения. Это приводит на ум попытки устранения расхождения масс путем модификации гравитации на больших расстояниях, предсказывающие возрастание «расхождения» с ростом размера. (В противополо-

ложность некоторым затянувшимся неправильным толкованиям, МОНД является модификацией не на дальних расстояниях, а на малых ускорениях – которые для данной массы достигаются, возможно, на больших расстояниях.)

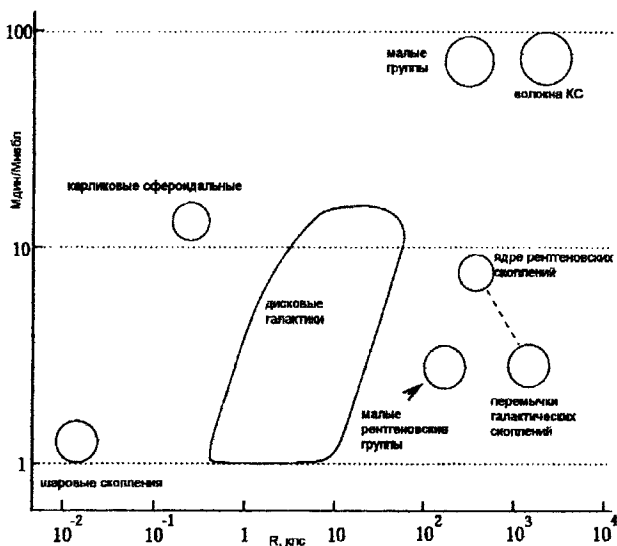


Рис. 1. Расхождение масс (отношение динамической массы к наблюдаемой массе) в различных галактических системах, в зависимости от типичного размера системы (КС – крупномасштабная структура)

Применение МОНД позволит устранить расхождение масс во всех системах. Примененная же по-другому, МОНД прогнозирует расхождение масс, ожидаемое при использовании ньютоновской динамики. На рис. 2 показано расхождение в зависимости от типичного обратного ускорения – по предсказаниям МОНД.

Прогнозируемое МОНД расхождение показано сплошной линией, интерполирующей значение 1 при малых  $a^{-1}$  и предсказанные расхождения  $a_0/a$  при  $a \ll a_0$ . Положение кружочков, описывающих различные галактические системы, грубо представляет работу МОНД для индивидуальных систем: карликовые сфероидальные [6]–[9], кривые вращения дисковых галактик [10]–[13], галактические группы [14], рентгеновские скопления (например, [15]–[18]) и волокна круп-



номасштабной структуры (КС) [19]. Поговорим отдельно о двух типах систем.

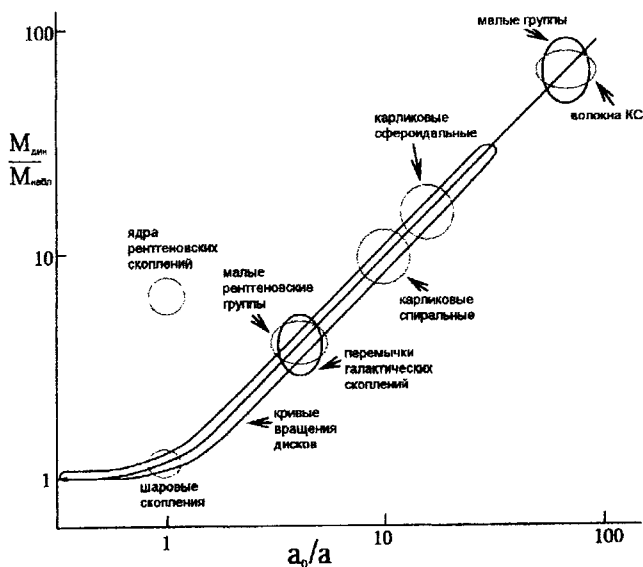


Рис. 2. Расхождение масс в зависимости от типичного ускорения системы

### Ядра богатых рентгеновских скоплений

Из рис. 2 видно, что МОНД объясняет расхождение масс во всех изученных типах систем, кроме одного — ядер богатых рентгеновских скоплений. Это обсуждается в работе [20], но внимание обращалось и ранее в [16] (намек есть в [15], см. также [18]). (Я отделяю, в какой-то мере искусственно, результаты для ядер скоплений размером в несколько сот килопарсек от результатов для перемычек скоплений размером в несколько мегапарсек. Естественно, существует непрерывность: расхождение для ядра, вычисляемое в МОНД, уменьшается и исчезает, когда мы переходим к большим радиусам.) Особенность в том, что ядра рентгеновских скоплений имеют, в общем и целом, пограничные ускорения (т.е. порядка  $a_0$  или несколько больше). МОНД подсказывает нам не ожидать слишком большого расхождения масс тогда, когда масса, отвечающая за ускорение (горячего газа и звезд) близка к динамической массе, полученной из газовой гидростатики и сильного линзирования. Согласно МОНД, в таких ядрах должно нахо-

даться еще неоткрытое нормальное барионное вещество. Хорошо известно, что такие скопления характеризуются охлаждающими потоками, которые заносят в их ядра большие количества вещества. Эти запасы пока еще не открыты и, предположительно, могут существовать в форме тусклых звезд или теплого газа. Современной скорости накопления массы недостаточно для получения требуемой массы за хаббловское время, но скорость могла быть выше в прошлом. В любом случае МОНД предсказывает, что темное вещество в ядрах скоплений является барионным и может быть обнаружено. Недавнее обнаружение сильного ультрафиолетового излучения от скопления Абель-1795 было интерпретировано как возникающее от теплого газа, достаточного для объяснения темного вещества в ядре [21].

В исторической перспективе интересно вспомнить, что во время создания МОНД было еще неизвестно, что в скоплениях имеется большое количество горячего газа – источника рентгеновского излучения. А он, как мы знаем теперь, составляет львиную долю барионной массы в рентгеновских скоплениях. Подобно случаю с ядрами скоплений, анализ того времени в рамках МОНД [22] по-прежнему допускал расхождение масс для некоторых скоплений (таких как Кома, A2029, A2129, A2256). Когда выяснилось, что в этих скоплениях есть рентгеновские источники, было высказано предположение [22], что межгалактический газ, отвечающий за излучение, мог бы объяснить остававшееся расхождение, что позже и было доказано.

## Анализ кривых вращения

Анализ кривых вращения бесспорно является основным применением МОНД. Он превосходит все ее другие тесты по качеству наблюдательных данных, свободе от астрофизических предположений и диапазону допустимых величин ускорения. В различных работах [23], [10], [12], [11], [12], [13] МОНД была успешно опробована примерно на восьмидесяти дисковых галактиках с достаточными данными наблюдений (протяженные двумерные карты скоростей, фотометрия, распределение HI). Для каждой галактики анализ включает, в большинстве случаев, один выбираемый параметр – величину  $M/L$  для звездного диска (в стандартных подгонках с темными гало имеется два дополнительных свободных параметра, характеризующих гало). Успех МОНД весьма значителен даже при описании только кривых вращения, поскольку одной полной свободы выбора  $M/L$  достаточно, чтобы МОНД работала в любом данном случае. Это изящно доказывается в работе [13] при анализе синтетической галактической модели, в которой использовались данные по HI (распределение HI и кривая вращения) по наблюдениям одной галактики, а распределение звезд-

ной яркости – по другой галактике. Попытка подогнуть такую галактику с помощью МОНД дает очень плохую наилучшую подгонку, а требуемая величина  $M/L$  получается неподходяще высокой. По контрасту, стандартная подгонка темного гало для этой «ложной» галактической модели дает очень хорошее приближение (с разумным значением  $M/L$ ). Другой пример, демонстрирующий ограниченность значения свободы выбора параметра  $M/L$ : многие галактики имеют большие ускорения ( $a \gg a_0$ ) в своих внутренних частях; МОНД предсказывает, что там нет расхождения масс и найденная по звездам величина  $M/L$ , таким образом, фиксирована внутренними частями. Кривая вращения для внешних частей (ее форма – спадающая или нарастающая, и амплитуда) тогда остается нерегулируемым предсказанием МОНД, и он может оказаться неверным.

В дополнение замечу, что найденная по звездам величина  $M/L$  на самом деле – не полностью свободный параметр. Она должна попадать в некоторый приемлемый интервал и, в общем, ограничена теоретическими моделями. Анализ в работе [12], которая уникальна по использованию инфракрасной фотометрической полосы  $K'$  – несомненно, наилучшее представление звездной массы – показывает, что и в самом деле результирующие величины  $M/L$  в рамках МОНД для набора изученных галактик в Большой Медведице распределены очень узко около одной солнечной единицы. Это исследование также показывает, что значения  $M/L$  в рамках МОНД для  $B$ -полосы сильно коррелируют с наблюдаемым цветом галактики, в согласии с ожидаемым теоретическим соотношением. Все это показывает, что  $M/L$  – это скорее сильно ограниченный параметр, что усиливает значение успешного анализа в рамках МОНД.

## Общая программа МОНД

Возможно, что такое дополнение ньютоновской динамики при успехе МОНД отражает некую очень важную закономерность для всего диапазона галактических систем – связь распределения видимого вещества с распределением темного вещества посредством некой простой формулы. Те из нас, кто внес вклад в развитие МОНД и много лет отдал ее проверкам, рассматривают этот успех как сильный признак отклонения от стандартной динамики в области параметров, характерной для галактических систем. Такой подход к МОНД требует поиска теорий с возрастающей глубиной и охватом, включающих базовые принципы МОНД. На рис. 3 представлена схема этих усилий, где рамками из сплошных линий отмечены области перспективных стадий развития.

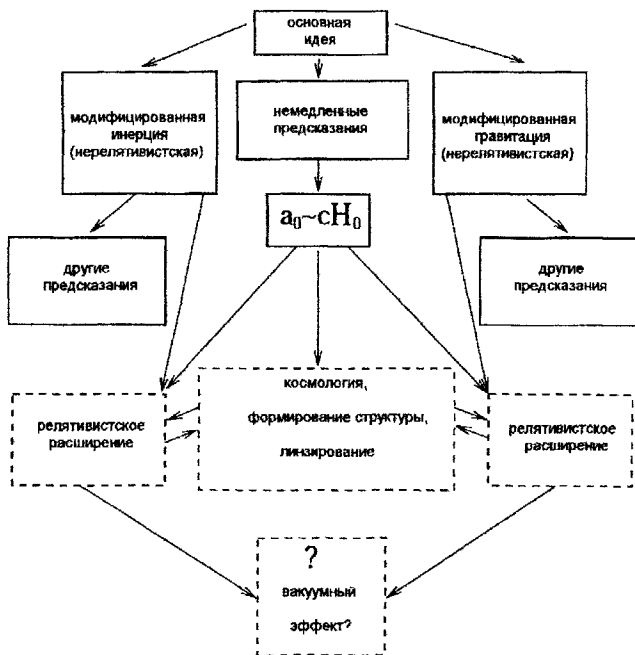


Рис 3 Схема программы МОНД

На нерелятивистском уровне МОНД может рассматриваться либо как модификация гравитации, либо как модификация инерции [1]. В первом случае гравитационное поле, создаваемое данным распределением массы, задается новым уравнением; во втором – уравнение движения модифицируется, в то время как силовые поля остаются без изменений. Примером первого варианта является модификация уравнения Пуассона, обсуждаемая в [2], где гравитационный потенциал  $\phi$  определен распределением массы  $\rho$  посредством уравнения:

$$\vec{\nabla} \cdot [\mu(|\vec{\nabla} \phi|/a_0) \vec{\nabla} \phi] = 4\pi G\rho. \quad (1)$$

Модифицированная инерция описана в [3], [25]. В подобных теориях, выводимых из действия, заменяют стандартное кинетическое действие для частицы ( $\int v^2/2 dt$ ) кинетическим действием, являющимся более сложным функционалом траектории частицы

$$A_m S[\mathbf{r}(t), a_0], \quad (2)$$

где  $A_m$  зависит только от тела и может быть отождествлено с его массой, а  $S$  зависит только от траектории и от  $a_0$  как параметра. Таким образом, обеспечивается слабая эквивалентность. В формальном пределе  $a_0 \rightarrow 0$  действие переходит в стандартное кинетическое действие. В противоположном пределе  $a_0 \rightarrow \infty$  будем иметь  $S \propto a_0^{-1}$ , и инерция в этом пределе исчезает.

По отношению к ньютоновской динамике, динамика СТО является примером модифицированной инерции: уравнение движения релятивистской частицы, движущейся в поле силы  $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ , имеет вид

$$m d(\gamma \mathbf{v})/dt = m \gamma [a + \gamma^2 c^{-2} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{a}) \mathbf{v}] = \mathbf{F}(\mathbf{r}),$$

и получается из кинетического действия  $mc^2 \int dt = mc^2 \int \gamma^{-1} dt$ . Здесь также появляется параметр  $c$ , который, подобно  $a_0$  в МОНД (и  $\hbar$  в квантовой механике), расширяет стандартную (классическую) область и переводит динамику в неклассический режим. В отличие от действия СТО, которое все еще является локальным, действие МОНД волей-неволей должно быть нелокальным, если оно остается галилеевским инвариантом [3].

Модифицированная гравитация и модифицированная инерция не различимы относительно того, что мы называем базовыми прогнозами МОНД: асимптотически плоская форма кривых вращения (и их общая форма), соотношение  $M \sim V^4$ , повышенная стабильность систем в глубоком МОНД-режиме и т.д. Имеются, однако, и важные отличия; вот некоторые примеры: 1. В модифицированной гравитации затрагиваются лишь системы, управляемые чистой гравитацией (такие как галактические системы), в то время как в модифицированной инерции модификация применяется к любым комбинациям задействованных сил. 2. В первой ускорение пробной частицы зависит только от ее положения в поле, тогда как в последней оно сильно зависит от других деталей траектории (инерция идентифицируется с ускорением только в стандартной ньютоновской динамике). В качестве примера мы можем видеть в случае СТО, что член  $\mathbf{v} \cdot \mathbf{a}$  исчезает для круговой орбиты, но доминирует при больших  $\gamma$  для линейной траектории. 3. В модифицированной инерции выражения для сохраняющихся величин и адиабатических инвариантов в терминах движения изменяются [3], в отличие от модифицированной гравитации.

Приемлемое релятивистское расширение МОНД еще не получено. Обсуждение различных возможностей можно найти в [2], [27], [28], [29], но в каждой из них есть свои проблемы. Эти проблемы специфичны для конкретной модели (например, в [2] имеются сверхсветовые моды; скалярно-тензорные теории, обсуждаемые в [28], не дают

такого большого отклонения луча света, как это наблюдается; а модель [29] основана на нединамической начальной геометрии).

Размышления над этим вопросом убедили меня в том, что релятивистское продолжение не будет просто релятивистской теорией, в которой  $a_0$  появляется как такой параметр, что ОТО восстанавливается в пределе  $a_0 \rightarrow 0$ . Я всегда рассматривал МОНД как эффективную теорию (т.е. приближенную теорию, которая является следствием некоторой более глубокой теории в определенном пределе). В существующем виде МОНД, возможно, – это некая аппроксимация в пределе малых по космологической шкале размеров и коротких времен и нерелятивистского движения, обусловленная каким-то еще неоткрытым эффектом, связанным с космологией. Возможно, такая аналогия высветит главное: если бы нам была неизвестна земная гравитация как результат земного притяжения – т.е. если бы мы были заперты в маленькой лаборатории около земной поверхности – то динамика описывалась бы приблизительно модифицированной инерцией в форме

$$F = m(a - g), \quad (3)$$

где  $F$  – приложенная сила, исключая земную гравитацию,  $g$  – ускорение свободного падения на землю. Ее можно преобразовать, чтобы она походила на инерцию в МОНД:

$$F = m\tilde{\mu}(a/g)a, \quad (4)$$

где 
$$\tilde{\mu}(\mathbf{x}) = 1 - \frac{\mathbf{e} \otimes \mathbf{x}}{x^2},$$

$\mathbf{e} \equiv \mathbf{g}/g$  – направленный вниз единичный вектор. Это было бы хорошим приближением в случае, если бы эта вымышленная лаборатория составляла всю нашу вселенную, т.е. для систем, малых по сравнению с  $R_\oplus$  (аналог расстояния Хаббла) и времен, малых по сравнению с  $H_\oplus^{-1} = t_\oplus = R_\oplus/c_\oplus$ , где  $c_\oplus = (M_\oplus G/R_\oplus)^{1/2}$  – скорость разбегания, аналог скорости света. Эффективная «константа ускорения»  $g$ , появляющаяся в этой модифицированной инерции, связана с «космологическими» параметрами формулой  $g = c_\oplus H_\oplus$ .

В релятивистском расширении МОНД или в космологическом контексте  $a_0$  может потерять свою роль «универсальной константы» [3], [25] – так же как это происходит с  $g$  в упомянутой выше аналогии, когда имеют дело, скажем, с движением спутника, для которого  $v \sim c_\oplus$ . Специфичность ситуации подчеркивается тем фактом, что ввиду  $a_0 \sim cH_0$ , единственной системой с сильным полем как в смысле

ОТО, так и глубокого режима МОНД является вселенная в целом. (В квантовом случае, система в сильном поле в квантовом режиме описывается на шкале Планка или еще меньшей. Там мы можем, по крайней мере, вести рассмотрение и вне шкалы Планка, чего нельзя сделать в МОНД.) Тогда релятивистская МОНД может быть понята как часть и элемент космологии, о чем я скажу больше в следующем разделе.

## Космология и формирование структуры

Космология является не только приложением релятивистской версии МОНД, но составляет с ней единое целое. Ключ к нахождению лежащей в основе МОНД теории может найтись, скорее всего, в понимании того, как ускорение космологического порядка может вообще войти в локальную динамику, что я обсуждаю в последнем разделе.

Если  $a_0$  является отпечатком космологии на локальной динамике, то не обязательно, чтобы именно идентификация  $a_0 \sim a_{ex} \equiv cH_0$  была правильной. Существуют и другие космологические шкалы ускорения [30], [3], [31], такие как  $a_c \equiv c^2/R_c$ , где  $R_c$  – радиус кривизны (пространственной или пространственно-временной), или  $a_\Lambda \equiv c\Lambda^{1/2}$ , где  $\Lambda$  – космологическая постоянная. В настоящее время у нас есть лишь верхние пределы для  $a_c$  – того же порядка, что и для  $a_{ex}$ . Несколько имеющихся свидетельств, похоже, сейчас предполагают ненулевую космологическую константу с  $\Lambda \sim H_0^2$ . Если это верно, тогда мы также имели бы  $a_0 \sim a_\Lambda$ . Таким образом,  $a_0$  может быть близко к любому параметру космологического ускорения. Поскольку они зависят по-разному от космического времени, то  $a_0$  может изменяться с космическим временем таким путем, который трудно угадать без правильной идентификации. Это возможное изменение  $a_0$  допускает очевидное ветвление процессов образования и последующей эволюции галактических систем.

Даже в отсутствие теории можно указать некоторые полуколичественные аспекты, за счет которых основанная на МОНД космология должна сильно отличаться от стандартной космологии:

1. МОНД основывается на феноменологии галактических систем и потому в принципе не связана с вопросом о космологически однородной компоненте темного вещества. Но, конечно, в духе МОНД нельзя предполагать существование любого темного вещества без того, чтобы не попытаться сначала объяснить факты с помощью новой физики. Недавнее обращение к ненулевой космологической постоянной (КП) является шагом в этом направлении. И возможно [25], что тот же самый меха-

низм, который обеспечивает ненулевую КП, мог бы также приводить к МОНД (в силу совпадения  $a_0 \sim c\Lambda^{1/2}$ ). В любом случае космология, связанная с МОНД, должна начинаться не с темной материи.

2. Джинсовская масса в МОНД – базовое понятие в формировании структуры, указывающее, какие массы могут сколлапсировать из однородной среды – иначе зависит от температуры  $T$  и плотности  $\rho$  среды [30]:  $M_J(\text{МОНД}) \propto T^2/a_0$  вместо ньютоновской зависимости  $M_J \propto T^{3/2} \rho^{-1/2}$ .
3. Ускорение в коллапсирующей системе возрастает с развитием коллапса (после отделения от хаббловского потока). Если  $a_0$  вообще изменяется, то ожидается, что оно будет уменьшаться с космическим временем. Поэтому и ожидаемое влияние МОНД в коллапсирующей системе со временем должно уменьшаться. (Система будет вести себя так, как если бы часть фиктивного темного вещества, которое она якобы содержит, уменьшается со временем.)

В отсутствие теории можно все же попытаться получить приближительные МОНД-космологии – чтобы иметь намек на то, что ожидается, – дополнив нерелятивистскую МОНД добавочными предположениями. Например, можно было бы предположить, что  $a_0$  не меняется с космическим временем, и считать его истинной космологической постоянной [30]. Это сделано в работе [32], где выдвинуты и другие важные предположения. В таком случае неизбежно возникает вопрос: почему эта константа  $a_0$  в настоящее время имеет тот же порядок, что и переменная  $cH_0$ . Этот же самый вопрос встает и в связи с требующимся значением космологической постоянной  $\Lambda \sim H_0^2$ . При любой скорости расширения, это могло бы найти в МОНД антропоморфное объяснение – формирование структуры (а следовательно, и образование звезд и последующее развитие человечества) облегчается, когда ускорение внутри горизонта ( $\sim cH_0$ ), уменьшающееся с космическим временем, становится сравнимым с критической динамической постоянной  $a_0$  [30], [32].

### Возможная природа МОНД

Почему параметр космологического ускорения должен влиять на локальную динамику галактических систем? Я рассматривал этот вопрос в [3], [25], и коротко суммирую это здесь. Я сконцентрируюсь на модифицированной инерции, которая кажется мне более обещающей на этот момент.

Путеводной нитью, которой я хотел бы следовать, является то, что инерция, возможно, – это результат взаимодействия вещества с



вакуумом. Космология и вакуум затрагивают друг друга (например, вакуум дает вклад в космологическую постоянную). Таким образом, либо космология влияет на инерцию через свойства вакуума как передающей среды, либо динамика вакуума влияет на космологию и инерцию, причем тогда эта динамика сказывается в космологии, скажем, через космологическую постоянную  $\Lambda$ , а в МОНД через  $a_0 \approx c\Lambda^{1/2}$ .

Инерция – вот что превращает кинематику в динамику, связывая с движением такие атрибуты как энергия и импульс, которые можно изменить лишь приложив силы, как это описывается соответствующим уравнением движения. Именно значения энергии и импульса определяют движение, предписываемое кинетическим действием для соответствующих степеней свободы. Чтобы вывести инерцию как производный эффект, нужно получить кинетическое действие (в нашем случае из некоторого вакуумного эффекта). Из этого действия выводится тензор энергии-импульса; следовательно, в теории относительности это действие также содержит вклад отдельной степени свободы в источники тяготения. Попытки вывести инерцию в духе принципа Маха в основном концентрировались на инерции тел, см., например, [33]. Но, конечно, все динамические степени свободы, описываем ли мы их как тела (частицы) или поля, обладают инерцией.

Предположительно, можно начать лишь с взаимодействий между различными степенями свободы и получить инерцию в форме эффективного кинетического действия. Мы знаем, что взаимодействия, несомненно, могут индуцировать и изменять функцию инерционного действия. Например, эффективная масса «свободных» электронов и дырок в полупроводнике может заметно отличаться от ее вакуумной величины; перенормировка массы в теории поля – это, несомненно, вакуумный эффект; и механизм Хиггса индуцирует эффективный массовый член из взаимодействия с предполагаемым хиггсовым полем. Известно также, что взаимодействие электромагнитного поля с заряженными вакуумными полями порождает свободное эффективное действие для электромагнитного поля – эффективное действие Гейзенберга-Эйлера (см., например, [34] и [35], стр.195). Пока неясно, какую роль могут играть эти механизмы в МОНД. Однако, поскольку известно, что они влияют на инерцию, они должны быть подвергнуты тщательному анализу.

Схема, которую я подразумеваю, вызвана предложением Сахарова [36] вывести «свободное» действие (Эйнштейна-Гилберта) для гравитации из эффектов вакуума: кривизна пространства-времени меняет динамическое поведение вакуумных полей, производя таким образом ассоциированную энергию или действие для метрического поля. В наименьшем порядке (в единицах планковской длины, деленной на радиус кривизны) это дает желаемое выражение  $\int g^{1/2} R$ . аргу-

менты Сахарова основаны на том факте, что вакуумные поля обладают инерцией (поскольку предполагается, что они обладают обычными энергией-импульсом). Таким образом, выведенная инерция является первичной для гравитации, введенной в стиле Сахарова. Механизмы, предложенные в литературе для получения инерции из вакуумных эффектов (как в [37], [38]), также предполагают, что вакуумные поля обладают инерцией, и потому не могут служить первичными механизмами для инерции.

Чтобы вакуум был средством инерции, прежде всего необходимо, чтобы неинерциальный наблюдатель был способен воспринять достаточно деталей своего движения в вакууме. Лоренцевская инвариантность, встроенная в наши теории, неизбежно приводит к лоренц-инвариантному вакууму, из-за чего равномерное движение обнаружить невозможно. Но хорошо известно, что неинерциальное движение вызывает из вакуума фантом, который наблюдатель может ощутить разными способами [39]. Пока что этот феномен изучен только для ограниченного класса простых движений. Например, для наблюдателя, движущегося прямолинейно с постоянным ускорением  $a$  (гиперболическое движение), этим воплощением вакуума будет излучение Унру: наблюдатель обнаружит себя погруженным в тепловую ванну с температурой  $T = a/2\pi$  (при  $\hbar = 1$ ,  $c = 1$ ,  $k = 1$ ) [39], [40]. Круговые ультрарелятивистские движения обсуждались, например, в [41]–[46]; было найдено, что единственный параметр  $a = \gamma^2 v^2 / r \approx \gamma^2 / r$  и теперь определяет спектр воплощения вакуума ( $\gamma$  – фактор Лоренца); этот спектр – квазитепловой с эффективной температурой  $T = \eta a / 2\pi$ , где  $\eta$  имеет порядок единицы и зависит каким-то образом от частоты. Для произвольных движений об излучении почти ничего не известно. Ясно, что эффект должен быть нелокальным функционалом от всей траектории, потому что характерные длины волн и частоты излучения могут иметь порядок масштабов длин и частот, характеризующих движение. (Для стационарных движений, таких как два описанных выше, все точки эквивалентны, потому что излучение типа Унру, похоже, должно зависеть лишь от «локальных» свойств. Но нелокальная информация о стационарности траектории существенно используется.)

Хотя излучение типа Унру может служить маркером для неинерциальных движений, его все же трудно привлечь прямо к генерации инерции: 1. Неясно, несет ли оно всю информацию о движении, необходимую для генерации инерции. Например, даже для гиперболического движения, – может ли направление ускорения быть определено ускоряющимся наблюдателем (стоит напомнить, что излучение характеризуется не только своим спектром. Например, наблюдатель конечных размеров может сравнить излучение в своих различных частях). 2. Если инерция локальна – что мы видим в качестве хорошего

приближения вне МОНД, — то она должна мгновенно подстраиваться к состоянию движения. Но движение может меняться за время, сравнимое с типичным периодом излучения типа Унру. Для режима МОНД нет экспериментальных указаний на локальность инерции; напротив, как уже упоминалось, теоретические аргументы указывают на нелокальность инерции в МОНД.

Как подогнать к этому МОНД и, в частности, как установить связь с космологией? Когда постоянное ускорение наблюдателя  $a$  становится меньше  $a_0$ , то типичная частота его излучения Унру становится меньше, чем скорость расширения вселенной, длина волны излучения Унру становится больше, чем расстояние Хаббла, и т. д. [30, 3]. Тогда следует ожидать некоего разрыва в реакции вакуума при прохождении барьера  $a_0$ . Каким будет излучение Унру, наблюдаемое неинерциальным наблюдателем в нетривиальной вселенной? Мы знаем, что даже инерциальные наблюдатели в нетривиальной вселенной оказываются погруженными в излучение, возникающее от искажения вакуума. Простейший и наиболее изученный случай — это вселенная де Ситтера, в которой все инерциальные наблюдатели видят тепловой спектр с температурой  $T_\Lambda = (\Lambda/3)^{1/3}/2\pi$  [47], где  $\Lambda$  — космологическая постоянная, характеризующая космологию де Ситтера. Как показано в [48], [49], наблюдатель на гиперболической траектории во вселенной де Ситтера также видит тепловое излучение, но с температурой

$$T(a) = \frac{1}{2\pi} (a^2 + \Lambda/3)^{1/2}. \quad (5)$$

Если инерция — это то, что приводит неинерциальное тело обратно в инерциальное состояние (близкое к нему), стремясь устранить вакуумное излучение (при гиперболическом движении, нужно перейти от температуры  $T$  обратно к  $T_\Lambda$ ), тогда соответствующей ей величиной будет  $T - T_\Lambda$ . (При фиксированной космологии самое лучшее, что может сделать инерция — это привести  $T$  к  $T_\Lambda$ ; в космологическом контексте она также стремится привести  $T_\Lambda$  к нулю.) Мы можем написать

$$2\pi(T - T_\Lambda) = 2\pi\Delta T = a \hat{\mu}(a/\hat{a}_0), \quad (6)$$

где

$$\hat{\mu}(x) = [1 + (2x)^{-2}]^{1/2} - (2x)^{-1}, \quad (7)$$

и  $\hat{a}_0 = 2(\Lambda/3)^{1/2}$ . Величина  $\Delta T$  ведет себя именно так, как это требуется из свойств инерции в МОНД [1] [ $\hat{\mu}(x \ll 1) \approx x$ ,  $\hat{\mu}(x \gg 1) \approx 1 - (2x)^{-1}$ ].

если естественным образом идентифицировать космологический параметр ускорения:  $a_0 = \hat{a}_0$ . (Такое  $\hat{\mu}(x)$  не обязательно имеет эффективную форму для других траекторий, отличных от гиперболической; в модифицированной инерции в самой теории нет  $\hat{\mu}(x)$ , и различные формы  $\hat{\mu}$  могут применяться, например, к круговым орбитам [3], [25].) Хотя это наблюдение интересно и заставляет задуматься, трудно утверждать, уместно ли оно в МОНД, потому что оно не опирается на конкретный механизм инерции, к тому же я не могу обобщить его на более общие движения.

В пространстве-времени де Ситтера скорость расширения, кривизна пространства-времени и космологическая постоянная – это одна и та же величина. Эти параметры отличаются друг от друга в общей вселенной Фридмана, и поэтому проведенные рассуждения для случая пространства де Ситтера не говорят ничего о том, какой из параметров космологического ускорения может быть идентифицирован с  $a_0$  в реальной вселенной.

Напомню, что в МОНД инерция исчезает в пределе  $a_0 \rightarrow \infty$ . В набросанной выше картине этот качественный принцип МОНД использован, так как этот предел соответствует  $\Lambda \rightarrow \infty$  или  $H_0 \rightarrow \infty$  и т.д. Итак, излучение Гиббонса-Хоукинга, обусловленное космологией, затушевывает тепловые эффекты за счет неинерциального движения: различие между инерциальным и неинерциальным наблюдателями в этом пределе стирается.

## Благодарности

Приношу благодарность Якобу Бекенштейну и Бобу Сандерсу за многочисленные полезные комментарии и обсуждения, которые поддерживали меня многие годы.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Milgrom M. 1983 *Astrophys. J.* 270, 365
- [2] Bekenstein J. D. and Milgrom M. 1984 *Astrophys. J.* 286, 7
- [3] Milgrom M. 1994 *Ann. Phys.* 229, 384
- [4] Milgrom M. 1986 *Astrophys. J.* 302, 617
- [5] Milgrom M. 1983 *Astrophys. J.* 270, 371
- [6] Gerhard O. E. 1994 *Proc. of the ESO/OHP Workshop, dwarf galaxies*, Eds. Meylan G and Prugniel P (Garching: ESO) p. 309

- [7] Milgrom M. 1995 *Astrophys. J.* 455, 439
- [8] McGaugh S. S. and de Blok W. J. G. 1998 *Astrophys. J.* 499, 66
- [9] Mateo M., Olszewski E. W., Vogt S. S. and Keane M. J. 1998. preprint astro-ph/9807296
- [10] Begeman K. G., Broeils A. H. and Sanders R. H. 1991 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 249, 523
- [11] Sanders R. H. 1996 *Astrophys. J.* 473, 117
- [12] Sanders R. H. and Verheijen M. A. W. 1998 *Astrophys. J.* 503, 97
- [13] de Blok W. J. G. and McGaugh S. S. 1998 *Astrophys. J.* in press. astro-ph/9805120
- [14] Milgrom M. 1998 *Astrophys. J. Lett.* 496, L89
- [15] The L. S. and White S. D. M. 1988 *Astron. J.* 95, 1642
- [16] Gerbal D., Durret F., Lachièze-Ray M. and Lima-Neto G. 1992 *Astron. and Astrophys.* 262, 395
- [17] Sanders R. H. 1994 *astron. astrophys. Lett.* 284, L31
- [18] Sanders R. H. 1998 astro-ph/9807023
- [19] Milgrom M. 1997 *Astrophys. J.* 478, 7
- [20] Milgrom M. 1996, *Proc. Workshop on The Dark Side of the Universe*, Eds. Bernabei R. Incicchitti A. (Singapore World scientific) p 2
- [21] Mitzas J. P. D., Lieu R., Lockman F. J. 1998 *Astrophys. J. Lett.* 498, L17
- [22] Milgrom M. 1983 *Astrophys. J.* 270, 384
- [23] Kent S. M. 1987 *astron. J.* 93, 816
- [24] Morishima T. and Saio H. 1995 *astrophys. J.* 450, 70
- [25] Milgrom M. 1998 preprint astro-ph/9805346
- [26] Milgrom M. 1989 *Astrophys. J.* 338, 121
- [27] Bekenstein J. D. 1992 in *Proc. 6th Marcel Grossman Meeting on GR.* eds. Sato H. and Nakamura T. (Singapore: World scientific) p 905
- [28] Bekenstein J. D. and Sanders R. H. 1994 *Astrophys. J.* 429, 480
- [29] Sanders R. H. 1997 *Astrophys. J.* 480, 492
- [30] Milgrom M. 1989 *Comments Astrophys.* 13(4), 215
- [31] Sivaram C. 1994 *Astrophys. Space Sci.* 219, 135

- [32] Sanders R. H. 1998 Mon. Not. R. Astron. Soc. 296, 1009
- [33] Barbour J. B. and Pfister H. (eds.) 1995, *Mach's Principle*, (Boston Birkhauser)
- [34] Zeldovich Y. B. 1967 Pis'ma Zh. Eksp. Teoret. Fiz. 6, 922 (English translation in JETP Lett. 6, 345 1967)
- [35] Itzykson C. and Zuber J. B. 1980, *Quantum Field Theory*, McGraw-Hill
- [36] Sakharov A. D. 1968 Sov. Phys. Doklady 12, 1040
- [37] Jaekel M. T. and Reynaud S. 1993 J. de Physique 3, 1093
- [38] Rueda A. and Haisch B. 1998 Phys. Lett. A 240, 115
- [39] Unruh W. G. 1975 Phys. Rev. D 14, 870
- [40] Birell N. D. and Davies P. C. W. 1982, *Quantum Fields in Curved Space*, Cambridge University Press (Cambridge)
- [41] Gerlach U. H. 1983 Phys. Rev. D 27, 2310
- [42] Bell J. S. and Leinaas J. M. 1987 Nuc. Phys. B284, 488
- [43] Levin O., Peleg Y. and Peres A. 1993 J. Phys. A: Math Gen. 26, 3001
- [44] Audretsch J., Müller R. and Holzmann M. 1995 Class. Quantum Grav. 12 2927
- [45] Unruh W. G. 1998 preprint hep-th/9804158
- [46] Leinaas J. M. 1998 preprint hep-th/9804179
- [47] Gibbons G. W. and Hawking S. W. 1977 Phys. Rev. D 15, 2738
- [48] Narnhofer H., Peter I. and Thirring W. 1996, Int. J. Mod. Phys. B 10, 1507
- [49] Deser S. and Levin O. 1997 Class. Quant. Grav. 14, L163

## АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА МОДИФИКАЦИЮ ГРАВИТАЦИИ НА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ<sup>1</sup>

А. Агуирре,<sup>a</sup> Л.П. Бургес,<sup>a,b</sup> Ф. Фридланд<sup>a</sup> и Д. Нолте<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Школа естественных наук, Институт перспективных исследований,  
Принстон, Нью Джерси 08540, США;

<sup>b</sup> Кафедра физики, Университет им. МакГилла,  
Монреаль, Квебек, Канада, H3A 2T8.

Недавно было сделано несколько интересных предложений о модификации закона тяготения на больших расстояниях в разумной релятивистской формулировке. Это позволяет точно сформулировать идею, что такая модификация могла бы объяснить кривые вращения галактик, вместо обычной интерпретации этих кривых как свидетельства существования темной материи. Здесь мы подытоживаем несколько наблюдательных ограничений, которым должна удовлетворять любая такая модификация, и которые, как мы надеемся, потребуют большего напряжения при любой интерпретации кривых вращения галактик на языке новой гравитационной физики.

### 1. Введение

Наблюдаемая уплощенность кривых вращения галактик используется как важное свидетельство существования темной материи в галактических масштабах. Таким образом, эти наблюдения являются краеугольным камнем в структуре умозаключений, которые дают современную космологическую парадигму, требующую, чтобы огромная доля материи во вселенной состояла в неизвестных, «темных» формах. Хотя эта парадигма получила значительную поддержку со стороны недавних наблюдений, но эта поддержка приводит к потере простоты, поскольку имеющиеся данные требуют двух форм темной матери: как обычного вида, так и недавно открытой «темной энергии» [1, 2].

Справедливость законов тяготения Ньютона-Эйнштейна в галактических масштабах является важным компонентом стандартного

---

<sup>1</sup>Перевод статьи: A. Aguirre, C.P. Burgess, A. Friedland and D. Nolte,  
Class.Quant.Grav. 18 (2001) R223

хода мыслей, но его прямая наблюдательная поддержка сравнительно слаба. Хотя выполнено много меньше работы по исследованию возможных модификаций тяготения на больших расстояниях, чем по изучению моделей темной материи, с годами литература по этому вопросу растет [3–10]. Среди предложенных вариантов – достаточно простая модификация ньютоновской динамики, описывающая кривые вращения галактик достаточно хорошо без требования существования темной материи [11, 12, 13, 14]. Многие из предложенного осталось по разным причинам вне основной тенденции. Некоторые предложения привлекают ad-hoc нерелятивистские потенциалы без указания на то, как эти потенциалы могут возникать в контексте релятивистской теории поля. Это не малая оплошность, потому что как раз проблема релятивистской состоятельности делает трудной модификацию физики на больших расстояниях. Хотя давно известно, что законы тяготения скорее всего меняются на малых расстояниях, на очень больших расстояниях нужны общие ограничения, подобные унитарности и лоренц-инвариантности в пределе слабых полей. Кажется, эти аргументы ограничивают любую такую модификацию только возможностью добавить к гравитону поля, описывающие низкоспиновые степени свободы [15], что приводит к скалярно-тензорно-максвелловским видам теорий на больших расстояниях.<sup>2</sup> Поскольку некоторые из предложенных модификаций гравитации попадают в эту категорию, то это доказывает, что с помощью этих теорий трудно воспроизвести кривые вращения галактик, не вступая в конфликт с другими ограничениями [16].

Теперь эта ситуация может быть изменена несколькими недавними утверждениями, что внутренне непротиворечивые модели физики частиц позволяют модифицировать закон тяготения на больших расстояниях. В некоторых недавних предложениях это делают с использованием конструкций из [17] в рамках картины мембранного мира [18, 19], хотя ни в одном из них еще не попытались достичь приемлемой феноменологии на больших расстояниях. Авторы [20] стремятся описать кривые вращения галактик, предполагая существование исключительно легких частиц четырехмерных полей, захваченных дефектами галактических размеров. Эти новые разработки мотивируют пересмотр астрофизических ограничений на модификации гравитации.

Мы не ставим в этой заметке своей целью представить иную модификацию гравитации на шкале больших расстояний. Скорее мы оставляем в стороне общие моменты закона тяготения, но указываем, к

<sup>2</sup>Они не включают теорий с высшими производными, для которых характерны быстро растущие моды, нарушающие ограничения унитарности и стабильности.



каким целям должны стремиться предлагаемые модели, чтобы быть в согласии с богатыми астрофизическими данными по динамике галактик. Мы покажем, что эти данные представляют собой значительное испытание для любых гипотетических модификаций тяготения, которые должны им удовлетворять, и мы уверены, что ни одно из существующих предложений не удовлетворяет им полностью.

Эти ограничения делятся на несколько видов. Во-первых, как показывают наблюдения, систематика кривых вращения галактик может быть описана универсальной формой, которая зависит только от светимости галактики и ее видимого размера. В частности, в огромном диапазоне размеров наблюдаемых галактик исключаются теории, которые модифицируют тяготение на фиксированном расстоянии для всех галактик. Во-вторых, галактический гравитационный потенциал для спиральных галактик, подобных Млечному Пути, измерен в трех измерениях, а не только в плоскости галактического диска. Наконец, дополнительные ограничения возникают из соотношения Тулли-Фишера и наблюдений в рентгеновских лучах газа в скоплениях галактик. Некоторые из этих ограничений сформулированы ранее как возражения против разных частных предложенных модификаций [21, 22].

Подчеркнем, что мы не ставим нашей целью в этой аргументации показать, что невозможно построить феноменологически успешную модификацию тяготения (хотя в конце концов это может оказаться верным). Скорее мы стремимся дать удобный обзор этих астрофизических ограничений, которые сравнительно слабо известны физикам, занимающимся элементарными частицами и квантовой гравитацией.

## 2. Ограничения

Теперь мы подытожим наиболее серьезные астрофизические ограничения, успешное описание которых, как мы считаем, должно быть необходимым (хотя и не достаточным) условием для успеха любой предполагаемой реалистичной модификации тяготения на больших расстояниях. Поскольку большинство предложенных модификаций мотивировано описанием кривых вращения галактик, сначала мы опишем эти кривые, а потом обратимся к другим ограничениям.

*1. Систематика кривых вращения.* Наблюдения за многими галактиками показывают, что скорости вращения  $v_{\text{rot}}$  становятся независимыми от расстояния до галактического центра  $r$  при достаточно больших  $r$ . Это не согласуется с кеплеровской формой  $v_{\text{rot}}^2 = GM/r$ , которая ожидалась бы для круговых орбит вне распределения сконцентрированных масс, и которую также примерно предсказывал бы закон Ньютона для галактик, достаточно удаленных от видимого вещества (в отсутствие темной материи).

Общий способ объяснения этого в предложенных модификациях тяготения – введение гравитационного потенциала, имеющего отличную от ньютоновской  $-GM/r$  новую форму:  $-GM/r + U(r)$ . (Предложения для  $U(r)$  включают линейную [9, 6], логарифмическую [4, 20] или юкавского вида [7] функции  $r$ , или вводят потенциал, интерполирующий между различными асимптотическими ньютоновскими режимами с разными значениями  $G$  [8, 5].) Успешное сопоставление общей теории относительности с экспериментами в солнечной системе и земными экспериментами [22] объясняется затем гарантией достаточной малости  $U(r)$  при  $r < r_0$ , где  $r_0$  – некоторый новый характеристический масштаб расстояний.

В большей части моделей модифицированная сила сама пропорциональна  $M$  – т.е.  $U(r) = Mu(r)$  где  $u(r)$  – некоторая независимая от  $M$  функция, – поскольку она является суперпозицией сил, вызываемых отдельными частицами, из которых состоит галактика. Из этого следует, что любая такая модель переходит от ньютоновского к экзотическим законам для сил при радиусе  $r_0$ , который не зависит от свойств рассматриваемой галактики.<sup>3</sup>

Любая модель, для которой этот радиус перехода универсален – независимо от деталей, определяемых законом для силы – не обеспечивает хорошего описания систематики кривых вращения галактик. Это происходит потому, что она предсказывает масштаб  $r_0$ , который не зависит от светимости галактики. Это противоречит наблюдениям, согласно которым радиус перехода (при котором кривые вращения отклоняются от предсказаний ньютоновской гравитации, примененной к видимой массе) имеет значения, коррелированные с оптическим размером,<sup>4</sup>  $R_{\text{opt}}$ . Поскольку ‘ньютоновские’ кривые вращения наблюдаются для галактик, общая светимость которых меняется на несколько порядков величины, наблюдаемый радиус перехода (и оптический размер) изменяется на порядок величины – от нескольких до нескольких десятков килопарсек.

Данные наблюдений показывают, что если скорость вращения галактики изобразить как функцию от  $r/R_{\text{opt}}$ , то получающаяся кривая является универсальной функцией, которая зависит только от полной светимости галактики (см. уравнение (14) и рис. 10 в [23]). В галактиках с малыми светимостями вклад темной материи становится важным уже внутри оптического радиуса, тогда как в галактиках высо-

<sup>3</sup>Это заключение не относится к работе [10]; в ней добавляются два дополнительных слагаемых в силу, одно зависящее от  $M$  и другое, зависящее только от расстояния от галактического центра.

<sup>4</sup>Мы используем  $R_{\text{opt}} = 3.2R_D$ , где  $R_D$  – экспоненциальная длина масштаба диска, в соответствии с определением из [23]

чайшей светимости (очень больших) светящаяся материя хорошо описывает кривые вращения по крайней мере до  $r/R_{\text{opt}} \sim 1$ . Такое поведение несовместимо с модификациями закона для силы тяготения на фиксированном расстоянии от источника.

Чтобы быть полностью конкретными, рассмотрим случай двух галактик, N598 и N801 (данные взяты из [23]). Эти данные показывают, что кривая вращения галактики с низкой светимостью N598 потребовала бы модификации тяготения на расстояниях, меньших ее оптического радиуса, равного 3.9 кпс. Это привело бы к драматическому воздействию на кривую вращения N801, имеющей высокую светимость, уже внутри ее оптического радиуса в 38.4 кпс. Но такое искажение не наблюдается. Мы видим, что большие галактики должны показывать больше, а не меньше, темной материи, чем малые галактики, на данной доле их оптического радиуса, если закон тяготения модифицируется на фиксированном расстоянии.

Существование модификаций тяготения, которые могут успешно гарантировать, что эти изменения становятся важными на расстояниях, зависящих от рассматриваемой галактики, продемонстрировано предложением, названным МОНД (модифицированная ньютоновская динамика) [11, 12, 13]. Успех МОНД в описании кривых вращения галактик связан с тем, что в ней изменяется ньютоновская динамика при минимальном ускорении, а не модифицируется закон Ньютона для силы при превышении наибольшего расстояния. То есть модификация кривых вращения от ньютоновского предсказания происходит не для одинаковых расстояний от центра для всех галактик, но имеет место при радиусе, для которого кеплеровское ускорение имеет порядок  $a_0 \sim 10^{-10} \text{ м/с}^2$  [14, 24]. Действительно, одним из замечательных в отношении описания наблюдений свойством МОНД является успешная подгонка кривых вращения многих разных видов галактик с использованием единственной функции, описывающей переход от закона Ньютона при больших ускорениях  $a$  к его модифицированной версии при малых ускорениях порядка  $a_0$ . Наилучшие подгонки дают также разумные значения для отношения масса-светимость  $\Upsilon = M/L$  (и потому не дают новых поводов вводить новый вид темной материи).

2. *Соотношение Тулли-Фишера и  $M/L$* . Кроме предсказания плоских кривых вращения, любая модификация тяготения должна также объяснять зависимость кривых вращения от светимости галактик. Частично эта зависимость подытожена соотношением Тулли-Фишера [25], которое выражает наблюдательный факт: светимость  $L$  спиральной галактики строго коррелирована с асимптотическим пределом ее скорости вращения  $v_x = \lim_{r \rightarrow \infty} v_{\text{rot}}(r)$  согласно соотношению

$$L \propto v_{\infty}^{\alpha}, \quad (1)$$

с  $\alpha \approx 4$ . [26]

Хотя соотношение Тулли-Фишера (и особенно его малый разброс) не полностью понято в картине темной материи, оно может быть примерно выведено в простых моделях, в которых галактические диски коллапсируют с сохранением момента импульса в гало из темной материи, имеющие форму, предсказанную численным моделированием [27]. Но любое предложение заменить темную материю некоторой модификацией тяготения должно быть способно сделать лучше, прямо давая соотношение Т-Ф как только установлено отношение масса-светимость  $\Upsilon$  для материи, из которой состоят галактики. И обратно, чтобы удовлетворять соотношению Тулли-Фишера, всякая модифицированная теория тяготения будет предсказывать специфичную форму для  $\Upsilon(L)$ , и это предсказание может быть проверено.

Например, все модели, которые изменяют зависимость гравитационного потенциала от расстояния при больших  $r$ , дополняя ньютоновский потенциал слагаемым  $Mu(r)$ , предсказывают, что для круговых орбит  $v_{\infty}^2/M$  наверняка будет функцией от  $r$ . Если в данной модели  $u(r)$  выбрана так, чтобы она стремилась к постоянной при больших  $r$  (чтобы описывать наблюдаемые плоские кривые вращения), тогда такая модель предсказывает  $M \propto v_{\infty}^2$  [12], что совместимо с соотношением Тулли-Фишера только если  $\Upsilon = M/L \propto L^{-1/2}$ . Однако это соотношение строго ограничено, поскольку  $\Upsilon$  может быть оценено и теоретически и из наблюдений для барионной материи в галактиках в широком диапазоне светимостей.

Теоретически, модели звездной эволюции предсказывают для вещества звезд  $\Upsilon \approx (0.5-4)M_{\odot}/L_{\odot}$ , что позволяет достаточно хорошо воспроизвести цвета и спектры наблюдаемых спиральных галактик [28]. Похожие значения могут быть также прямо измерены в центрах галактик и высокой и умеренной светимости, где, как ожидается, звезды доминируют по массе (и где предположительно действует ньютоновская гравитация) [29]. По наблюдениям, наиболее часто звезды в галактиках доминируют по массе известной барионной материи — только в самых малых карликовых галактиках газ по массе или доминирует или преобладает (минимально) над звездами [30].

Таким образом, ожидается что  $\Upsilon \sim (0.5-4)M_{\odot}/L_{\odot}$  выполняется для спиральных дисков всех светимостей. Это не является проблемой для МОНД, например, которая предсказывает  $L \propto v_{\infty}^4$  и потому в общем предсказывает, что  $\Upsilon$  не зависит от  $L$  и находится в этих пределах [31]. Но это проблематично для любой теории, предсказывающей изменяющееся  $\Upsilon(L)$ , поскольку по наблюдениям соотношение Т-Ф выполняется в пределах четырех порядков по  $L$  [30]. Например,

предсказание  $\dot{Y} \propto L^{-1/2}$ , характерное для многих моделей, предполагает, что  $\dot{Y}$  должно быть в сто раз больше в наблюдаемых галактиках с наименьшей светимостью чем в наблюдаемых галактиках с наибольшей светимостью. Так как звездные населения карликовых и гигантских галактик, вероятно, имеют схожие  $\dot{Y}$ , то подгонку соотношения Т-Ф можно выполнить только предполагая, что ~99% массы галактик с наименьшей светимостью существует в неизвестной форме – (т.е. ни в виде наблюдаемых звезд ни в виде атомного или молекулярного газа). Хотя может быть и возможно изобрести формы барионной материи с такой большой долей скрытой массы, скорее всего это вряд ли будет удовлетворительным в модели, построенной для устранения необходимости в темной материи.

3. *Галактические потенциалы в трех измерениях.* Поскольку закон тяготения Ньютона в  $d$  пространственных измерениях предполагает гравитационный потенциал, изменяющийся как  $(1/r)^{d-2}$ , заманчиво попытаться получить логарифмические потенциалы – и в результате постоянные кеплеровские скорости, – ограничивая каким-то образом поле, которое вызывает эти силы, в двух пространственных измерениях (для которых закон Ньютона предсказывает логарифмическую зависимость). На первый взгляд это очень привлекательная возможность, так как если дающее вклад во взаимодействия на больших расстояниях поле пленить на поверхности толщиной  $\ell$  – несколько килопарсек, то межчастичные потенциалы изменяются как  $1/r$  при  $r \ll \ell$ , но переходят (в этой плоскости) к зависимости вида  $\log r$  для  $r \gg \ell$ . (О недавней попытке построить такой механизм смотрите [20].)

Фундаментальным предсказанием любого такого механизма будет плоская форма галактических кривых вращения в направлениях вдоль ограничивающей поверхности, но гравитационная потенциальная яма должна быть ньютоновской, если ее рассматривать в перпендикулярных к этой поверхности направлениях. Даже оставляя в стороне вопросы о подгонке эллиптических галактик (которые не уплощены, но тем не менее кажутся также имеющими темную материю [32]) к такому сценарию, имеется несколько свидетельств, касающихся нашей собственной галактики, с которыми должны быть сопоставлены предполагаемые модели.

– *Шаровые скопления.* Шаровые скопления – это хорошо очерченные скопления звезд, которые распределены примерно сферически-симметрично около галактического центра. Они налагают важные ограничения на модели нашей галактики, потому что: (i) они не ограничены плоскостью спиральных рукавов; (ii) они разбросаны в пределах 40 кпс от галактического центра; и (iii) по крайней мере 26 из примерно 150 известных шаровых скоплений обладают измеримыми собственными движениями относительно внегалактических фоновых

объектов [33, 34], и, таким образом, имеют известные скорости и положения.

Ограничение на галактические модели возникает следующим образом. Зная их положения и скорости, можно восстановить галактические орбиты многих шаровых скоплений и получить модель галактических гравитационных потенциалов. В частности, для многих моделей – включая те, для которых галактическая масса не простирается до 40 кпс или около этого – орбитальные апоцентры (т.е. наиболее удаленные от галактического центра точки) лежат в пределах от 50 до 80 кпс от галактических центров. Поскольку большую часть времени на орбите скопление проводит вблизи орбитального апоцентра, статистически очень маловероятно найти не более горсточку скоплений далее чем в 40 кпс от галактического центра, как это наблюдается [33].

– *Магелланов Поток*. Магелланов Поток – это шлейф нейтрального водорода, который тянется по большому кругу на более чем  $100^\circ$  с края до края неба, начинаясь от Магеллановых Облаков. Скорее всего, этот водород – это газ, который был вытянут из облаков приливными силами, и так как гравитационный потенциал Млечного Пути намного сильнее чем у Облаков, то Поток вытянут вдоль орбиты самих Магеллановых Облаков. Эта картина совместна с наблюдаемой скоростью падения Потока, которая изменяется примерно линейно как функция расстояния от Облаков, достигая  $-200$  км/с на наиболее удаленном от Облаков конце. Скорость центра масс самих Магеллановых облаков по линии зрения составляет 61 км/с, что показывает, что вероятно Облака находятся вблизи перицентра – наибольшего приближения – их орбиты, которая должна быть достаточно вытянутой.

Ограничение на Галактический потенциал получается из требования существования орбиты с перицентром порядка  $q = 50$  кпс, на которой достигаются радиальные скорости до 200 км/с [35]. Это налагает сильные ограничения на модели, в которых вся масса Млечного Пути локализована там же, где и светящаяся материя, и в которых тяготение является ньютоновским вне галактической плоскости, поскольку для них движение Потока должно быть примерно кеплеровским. Так как максимальная радиальная скорость на предельной кеплеровской орбите с перицентром  $q$  есть  $v_{\max} = (GM/2q)^{1/2}$ , то для  $q = 50$  кпс наблюдаемые 200 км/с при падении вещества Потока подразумевают галактическую массу  $M > 9 \times 10^{11}$  солнечных масс. Это на порядок величины больше, чем масса, получаемая подсчетом светящейся материи в диске, но совместимо с количеством темной материи, требуемым для объяснения кривых вращения.

– *Локальная Група галактик*. Ограничения, по духу похожие на только что описанные, хотя и более слабые, могут быть получены из наблюдений карликовых галактик, которых большинство в окружении нашей галактики. Ряд аргументов указывает, что они связаны с нашей галактикой [35], а наблюдаемые расстояния до них и их радиальные скорости ограничивают форму и глубину гравитационной ямы галактики. В частности, большие скорости некоторых из этих карликов (таких как Лев I, Паломар 14 и Эридан) могут быть связаны только с присутствием много большей массы чем видимая, если гравитационное поле вне плоскости – ньютоновское.

4. *Динамика и структура скоплений галактик*. Как впервые отмечено Цвикки [36], видимая масса в скоплениях галактик в целом слишком мала, чтобы их связать, с учетом разброса наблюдаемых скоростей (несколько сотен км/с) в составляющих их галактиках; это было первым веским свидетельством существования темной материи (или модифицированной гравитации) в космологии, и сегодня оно еще сильнее. Рентгеновские измерения скоплений выявили, что в их наблюдаемых барионных массах преобладает горячий газ с температурой  $\sim 1-10$  кэВ, что также предполагает (при использовании обычного тяготения) связывающую массу много большую, чем наблюдаемая в галактиках и самом горячем газе.

Поучительно вывести эту несовместимость точно, чтобы увидеть логику ограничений, налагаемых на темную материю и модификации гравитации. Рассмотрим уравнение гидростатического равновесия в сферической системе (которое хорошо описывает газ внутри скопления):

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -a(r), \quad (2)$$

где  $\rho$  и  $P$  – плотность и давление газа,  $a$  – внутреннее гравитационное ускорение при радиусе  $r$ . Используя уравнение состояния идеального газа, это можно переписать через температуру газа  $T$  и средний молекулярный вес  $\mu \sim 0.6$  (в единицах массы протона  $m_p$ ):

$$\frac{d \log \rho}{d \log r} + \frac{d \log T}{d \log r} = -\frac{r}{T} \left( \frac{\mu m_p}{k} \right) a(r), \quad (3)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана. По наблюдениям, скопления имеют профили температуры  $T(r)$ , которые примерно постоянны вне их ядер. Профиль плотности наблюдаемого газа при больших радиусах примерно подчиняется степенному закону  $\rho \propto r^\alpha$ , с показателем  $-2 \leq \alpha \leq -1.5$  [37]. Используя все это, из факта доминирования газа в барионной массе скопления и ньютоновского выражения для  $a(r)$  в отсутствие темной материи получим

$$kT \approx (1.3 - 1.8) \text{keV} \left( \frac{M_r}{10^{14} M_\odot} \right) \left( \frac{1 \text{Mpc}}{r} \right) \quad (4)$$

для барионной массы внутри центрального 1 Мпс типичного богатого скопления, где  $M_r$  – масса, заключенная внутри сферы радиуса  $r$ . Расхождение между этой оценкой и соответствующей наблюдаемой температурой  $\approx 10 \text{ keV}$  [38] указывает на необходимость темной материи или модифицированной гравитации.

Подобное рассуждение дает сильное ограничение на любые модификации тяготения, в которых представлена только видимая материя при вычислении  $a(r)$ . Вообще, уравнение (3) подразумевает примерную связь между полной массой, внешним радиусом и средней температурой скопления. Для данной теории гравитации эта связь может быть проверена путем сопоставления с наблюдаемыми массами, температурами и размерами наблюдаемых скоплений, как мы это сделали выше для ньютоновской гравитации. Полезная подборка подходящих данных по скоплениям приведена в [38]. Видимо, МОНД может выдержать такое сравнение [39], как и стандартная космология с холодной темной материей с превышением в  $\sim 5-10$  раз темной материи над барионной, тогда как (например), построение из [20] не способно объяснить высокие температуры скоплений (и в результате опять-таки требует стандартного количества темной материи), так как большая часть газа в скоплении не лежит внутри доменных стенок и в результате ощущает только обычное ньютоновское притяжение видимой материи.

Более сильное ограничение можно получить, используя наблюдаемые плотности, массы и температурные профили отдельных скоплений. Если притяжение обусловлено только видимой массой, то наблюдаемый профиль плотности  $\rho(r)$  и профиль массы  $M_r$  данного скопления могут быть использованы для прямого предсказания его температурного профиля  $T(r)$  в данной теории тяготения на основе уравнения (3), и этот профиль можно сравнить с измеренным. Грубо говоря, комбинация  $ra(r)$ , пропорциональная  $T(r)$  (поскольку  $d \ln \rho / d \ln r$  и  $T$  по наблюдениям примерно постоянны) должна быть почти независима от  $r$ , как это наблюдается для  $T(r)$ . Этот метод детально проиллюстрирован в [39], где показано, что МОНД предсказывает растущие радиальные профили температуры, что сильно расходится с наблюдениями (которые показывают, что скопления примерно изотермальны).

Другие модификации гравитации могут столкнуться со схожими трудностями. Рассмотрим, например, гидростатическое равновесие газа в скоплении, когда притяжение на больших расстояниях  $r$  в



основном определяется линейным потенциалом [9, 10]. Поскольку линейные потенциалы чувствительны к распределению массы при больших радиусах, мы предположим, что газ в скоплении не простирается за внешний радиус  $R$ .<sup>5</sup> Для простоты мы вместо реальной плотности массы при  $r < R$  рассмотрим два крайних случая: либо она вся сконцентрирована в точке с  $r=0$ , или однородна внутри  $R$ . При этих предположениях мы найдем, что при  $r \ll R$ ,  $ra(r)$  растет соответственно линейно или квадратично с  $r$ . Требуя только, чтобы более реалистичная плотность массы лежала между этими крайними случаями, видим что предсказывается от линейного до квадратичного нарастание  $T(r)$  с ростом  $r$ . Такое предсказание могло бы быть исключено наблюдениями, хотя может потребоваться более детальное изучение, чтобы сделать это заключение полностью количественным.

В заключение отметим, что оценки масс скоплений, использующие галактическую динамику или излучающий в рентгеновском диапазоне газ, согласованы (с точностью до множителя два) с массами, определенными по слабому гравитационному линзированию фоновых галактик вокруг скоплений [40]. Таким образом, всякая альтернативная теория гравитации должна предсказывать гравитационное линзирование, учитывающее этот факт. Это ограничение было использовано, например, авторами [4] для исключения их модели, и оно представляет трудности для МОНД в ядрах скоплений [14].

Было бы чудесно открыть новую гравитационную физику из астрофизических наблюдений; интригующим является и то, что существующие мембранные модели, похоже, предполагают, что на больших расстояниях гравитационная физика может быть значительно богаче, чем думали раньше. Для того чтобы любая новая модель могла быть серьезной альтернативой темной материи, она должна удовлетворять указанным ограничениям, и всякая успешная в этом смысле теория вызвала бы заметный интерес и была бы достойна более детального исследования (включая детальную подгонку кривых вращения, вычисления эффекта линзирования, предсказания, связанные с формированием структуры, космологические предсказания и т.д.). Мы надеемся, что наш обзор этих ограничений будет стимулировать дальнейшее осмысление связей между астрофизическими загадками и существующими идеями физики высоких энергий.

Мы благодарны Грегори Габададзе за его ценные замечания. Это исследование было частично финансировано грантами от F.C.A.R (Квебек), N.S.E.R.C. (Канада), а также Фондов Амброза Моннеля и У.М. Кека.

<sup>5</sup>При условии высокой чувствительности энергии взаимодействия к материи на произвольно больших радиусах, неясно, как вычислить характеристики данной физической системы с линейным потенциалом без пренебрежения этим вкладом

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] P.J.E. Peebles, P.A.S.P **111**, 274 (1999); M.S. Turner, P.A.S.P **111**, 264 (1999); A. Dekel, D. Burstein, and S. D. M. White, 1997, *Critical Dialogues in Cosmology*, p. 175.
- [2] S. Perlmutter et al, *Nature* **391**, 51 (1998), [astro-ph/9712212]; A.G. Riess et al, *Astron. J.* **116**, 1009 (1998), [astro-ph/9805201].
- [3] A. Finzi, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **127**, 21 (1963); J.E. Tohline, *Internal kinematics and dynamics of galaxies*, Dordrecht, Reidel (1983), p. 205; J. Bekenstein, *Phys. Lett.* **B202**, 497 (1988); R.H. Sanders, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **241**, 135 (1989); H.J. Fahr, *Astron. Astrophys.* **236**, 86 (1990); E. Battaner, J.L. Garrido, M. Membrado, and E. Florido, *Nature* **360**, 652 (1992); Gessner E., *Astrophys. & Space Sci.* **194**, 197 (1992).
- [4] W.H. Kinney and M. Brisudova, astro-ph/0006453, to appear in *Proc. of the 15th Florida Workshop in Nonlinear Astronomy and Physics*, 'The Onset of Nonlinearity'.
- [5] I.T. Drummond, *Phys. Rev. D* **63**, 043503 (2001), [astro-ph/0008234].
- [6] C.E. Carlson and E. J. Lowenstein, astro-ph/9602099.
- [7] R.H. Sanders, *Astron. Astrophys.* **136**, L21 (1984); D.H. Eckhardt, *Phys. Rev. D* **48**, 3762 (1993).
- [8] T. Goldman, J. Pérez-Mercader, F. Cooper, M. Martin-Nieto, *Phys. Lett.* **B281**, 219 (1992); O. Bertolami and J. Garcia-Bellido, *Int. J. Mod. Phys. D* **5**, 363 (1996) [astro-ph/9502010].
- [9] P.D. Mannheim and D. Kazanas, *Astrophys. J.* **342**, 635 (1989).
- [10] P.D. Mannheim and J. Kmetko, astro-ph/9602094; P.D. Mannheim, *ApJ* **479** 659 (1997).
- [11] M. Milgrom, *ApJ* **270**, 384 (1983).
- [12] M. Milgrom, *ApJ* **270**, 371 (1983).
- [13] M. Milgrom, *ApJ* **270**, 365 (1983).
- [14] Ясное резюме со ссылками см. в M. Milgrom, astro-ph/9810302.
- [15] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields*, Vol. I, Cambridge University Press; S. Weinberg and E. Witten, *Phys. Lett.* **B96** 59 (1980).
- [16] J.D. Beckenstein and M. Milgrom, *Astrophys. J.* **286**, 7 (1984); J.D. Bekenstein and R.H. Sanders, *Astrophys. J.* **429**, 480 (1994) astro-

- ph/9311062; R. H. Sanders *Astrophys. J.* **480**, 492 (1997); V.V.Zhytnikov and J.M.Nester, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2950 (1994).
- [17] I.I. Kogan, S. Mouslopoulos, A. Papazoglou, G.G. Ross and J. Santiago, *Nucl. Phys.* **B584**, 313 (2000); R. Gregory, V.A. Rubakov and S. M. Sibiryakov, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5928 (2000) [hep-th/0002072]; C. Csáki, J. Ehrlich, T.J. Hollowood, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5932 (2000) [hep-th/0002161], *Phys. Lett.* **B481**, 107 (2000) [hep-th/0003020]; G. Dvali, G. Gabadadze and M. Porrati, *Phys. Lett.* **484**, 129 (2000) [hep-th/0003054]; *JHEP*, 056 (2000), [hep-th/0004028]; *Phys. Lett.* **B485**, 208 (2000) [hep-th/0005016]; C. Deffayet, *Phys. Lett.* **B502**, 199 (2001) [hep-th/0010186]; C. Csaki, J. Erlich, T.J. Hollowood and J. Terning *Phys. Rev.* **D63**, 065019 (2001) [hep-th/0003076]; G. Dvali and G. Gabadadze, *Phys. Rev.* **D63**, 065007 (2001) [hep-th/0008054]; M. Carena, A. Delgado, J. Lykken, S. Pokorski, M. Quiros and C.E.M. Wagner, [hep-ph/0102172]; G. Dvali, G. Gabadadze, M. Kolanović and F. Nitti, [hep-ph/0102216].
- [18] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, *Phys. Lett.* **B429**, 263 (1998) [hep-ph/9803315], *Phys. Rev.* **D59**, 086004 (1999) [hep-ph/9807344]; I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, *Phys. Lett.* **B436**, 257 (1998) [hep-ph/9804398]; P. Hořava and E. Witten, *Nucl. Phys.* **B475**, 94 (1996) [hep-th/9603142], *Nucl. Phys.* **B460**, 506 (1996) [hep-th/9510209]; E. Witten, *Nucl. Phys.* **B471**, 135 (1996) [hep-th/9602070]; J. Lykken, *Phys. Rev.* **D54**, 3693 (1996) [hep-th/9603133]; I. Antoniadis, *Phys. Lett.* **B246**, 377 (1990).
- [19] L. Randall and R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3370 (1999) [hep-ph/9905221], *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4690 (1999) [hep-th/9906064].
- [20] G. Dvali, G. Gabadadze and M. Shifman, astro-ph/0102422.
- [21] R.H. Sanders, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **223**, 539 (1986); C. Talmadge, J.-P. Berthias, R.W. Hellings, and E.M. Standish, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1159 (1988); B. McFarland, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **242**, 478 (1990); D. Scott, M. White, J.D. Cohn and E. Pierpaoli, astro-ph/0104435.
- [22] C.M. Will, *The Confrontation between General Relativity and Experiment*, to appear in *Living Reviews in Relativity*, gr-qc/0103036; C.M. Will, *Theory and Experiment in Gravitational Physics*, 2nd Edition, Cambridge University Press, Cambridge (1993).
- [23] M. Persic, P. Salucci and F. Stel, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **281**, 27 (1996); Erratum-ibid **283**, 1102 (1996).

- [24] R H Sanders, *Astrophys J.* **473**, 4117 (1996)
- [25] R.B Tully and J.R Fisher, *Astron. Astrophys* **54**, 661 (1977)
- [26] Хотя наклон  $\alpha$  зависимости Т-Ф меняется от  $-2-4$  в различных определениях, основная часть этой изменчивости обусловлена использованными длинами волн; при меньших длинах волн существеннее пылевое ослабление и вариации отношения масса-светимость за счет ярких молодых горячих звезд, поэтому  $\alpha$  меньше. В инфракрасных диапазонах (т.е. I или K) соотношения Т-Ф меньше зависят от пылевого ослабления и более точно связывают массу со скоростью вращения. Два определения, вероятно наивысшего качества, соотношения Т-Ф дают, что  $\alpha = 4.2$  в K-диапазоне и  $\alpha = 4.0$  в I-диапазоне; см., соответственно, F van den Bosch, *Astrophys. J.* **530**, 177 (2000), S Sakai et al. *Astrophys. J.* **529**, 698 (2000)
- [27] S.D M. White. The Physical Origin of Galaxy Scaling Relation, in *Galaxy Scaling Relations*, ed. L.N. Da Costa, A. Renzini (Springer-Verlag), 1997.
- [28] A. G. Bruzual and S. Charlot, *ApJ* **405**, 538 (1993).
- [29] C. Ratnam and P. Salucci, *astro-ph/0008121*.
- [30] G. Gavazzi, D. Pierini, and A. Boselli, *Astron. Astrophys* **312**, 397 (1996).
- [31] W.J.G. de Blok and S.S. McGaugh, *ApJ* **508**, 132 (1998)
- [32] В эллиптических галактиках нет больших количеств холодного газа, чтобы можно было наблюдать кривые вращения при больших радиусах. поэтому знание кинематики эллиптических галактик при больших радиусах слабее. Но изучение шаровых скоплений, гравитационного линзирования и излучающего в рентгеновском диапазоне газа показывает в большинстве случаев, что и здесь требуется темная материя (или модифицированная гравитация). Хорошим обзором выводов о темной материи в эллиптических галактиках является статья M Loewenstein and R. E. White, *ApJ* **518**, 50 (1999).
- [33] B. Dauphole and J. Colin, *Astron. Astrophys.* **300**, 117 (1995).
- [34] T. Bridges, in *Galaxy Dynamics*, ASP Conference Series vol **182** (San Francisco: ASP), edited by David R. Merritt, Monica Valluri, and J. A. Sellwood, 1999, p. 415;
- [35] J. Bridges et al, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **284**, 376 (1997),

A.J. Romanowsky, Halo Dynamics of Elliptical Galaxies, in the proceedings of the American Astronomical Society Meeting 196, No. 16.01, May 2000;

A.J. Romanowsky and C.S. Kochanek, Halo Dynamics of M87, in the proceedings of Dynamics of Galaxies: from the Early Universe to the Present, 15th IAP meeting, 1999, Eds.: Francoise Combes, Gary A. Mamon, and Vassilis Charmandaris ASP Conference Series, Vol. 197, ISBN: 1-58381-024-2, 2000, p. 401.

M. Fich and S. Tremaine, The mass of the Galaxy, Annual review of astronomy and astrophysics Vol. 29, Palo Alto, CA, Annual Reviews, Inc., 1991, p. 409–445.

[36] F. Zwicky, *Helvetic Physica Acta* **6**, 110 (1933).

[37] G. Cirimele, R. Nesci, and D. Trevese, *ApJ* **475**, 11 (1997).

[38] J. Mohr, B. Mathiesen, and A.E. Evrard, *ApJ* **517**, 627 (1999).

[39] A. Aguirre, J. Schaye, and E. Quataert, in preparation

[40] X. Wu, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **316**, 299 (2000); X. Wu, T. Chiueh, L. Fang, and Y. Xue, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **301**, 861 (1998); I. Smail et al, *ApJ* **479**, 70 (1997).

**ТЕОРЕТИКО-ПОЛЕВАЯ ФОРМУЛИРОВКА ОТО  
И ГРАВИТАЦИЯ  
ПРИ НЕНУЛЕВОЙ МАССЕ ГРАВИТОНОВ<sup>1</sup>**

Александр Николаевич Петров

*ГАИШ МГУ, Университетский пр. 13, Москва 119992.**e-mail: anpetrov@rol.ru*

Общая теория относительности (ОТО) представлена в полевой форме, где гравитационное поле (метрические возмущения) вместе с другими физическими полями распространяется во вспомогательном – либо произвольно искривленном, либо плоском – фоновом пространстве-времени. Такая переформулировка ОТО является точной (без приближений), эквивалентна ОТО в смысле всех физических предсказаний, активно используется для решения теоретических проблем и предназначена для прикладных исследований в космологии и астрофизике. На основе симметричного (метрического) тензора энергии-импульса для всех полей, включая гравитационное, построены сохраняющиеся токи – дивергенции от антисимметричных тензорных плотностей (суперпотенциалов). Это позволяет связать локальные характеристики, возникающие в прикладных задачах, и академическое представление о квазилокальном характере сохраняющихся величин в ОТО. Описаны свойства калибровочной (внутренней) инвариантности, на основании которых проблема нелокализемости энергии и других величин в ОТО получила точное математическое выражение. М-теории и струнные теории предсказывают изменения ОТО с возможным включением массивных гравитонов спинов 2 и 0. Такая модификация на основе полевого подхода к ОТО разработана Бабаком и Грищуком,

<sup>1</sup>Статья принята к публикации в сборнике 19 мая 2004 г.

изложена и обсуждается здесь. Они показали, что в приближении слабого поля новая теория находится в согласии с экспериментальными данными. Однако нелинейные уравнения новой модели исключают горизонты событий черных дыр, заменяют степенной закон расширения однородной изотропной вселенной осцилляциями масштабного фактора. Один из вариантов их теории допускает ускоренное расширение вселенной.

## 1. Введение

Многие исследования по общей теории относительности (ОТО) проводятся в предположении, что возмущения физических полей распространяются в заданном (фиксированном) пространстве-времени, которое является каким-либо решением ОТО [1–3]. В качестве фоновых рассматриваются, например, точные космологические решения или решения для черных дыр, плоское пространство-время. Большинство задач современной астрофизики и космологии как раз сводятся к изучению генерации, распространения, эволюции и взаимодействия возмущений на различных фонах. Но часто рассматривается только линейное приближение без учета «обратного действия», часто только на плоских или сильно упрощенных фонах. Иногда делаются дополнительные предположения, но остается неясным, изменятся ли результаты, если снять эти предположения; а если изменятся, то как, и т.д. Все это вызывает необходимость в обобщенном описании в рамках построения возмущенных систем в ОТО (в виде полевой теории в заданном пространстве-времени), которое имеет следующие свойства:

1. Построение ковариантно и дает возможность использовать произвольно искривленный фон – решение ОТО.
2. Возмущенная система определяется а) лагранжианом (действием); б) возмущенными уравнениями, назовем их условно *полевыми*; в) сохраняющимися величинами для возмущений, такими как энергия, ее плотность, и т. д.
3. Определяются калибровочные (внутренние) преобразования, представляются их свойства и возможности приложений.
4. Нет ограничений в порядках возмущений, то есть возмущенные уравнения, калибровочные преобразования и законы сохранения являются точными.

В теоретическом анализе возмущений и в приложениях особенно важным оказывается определение энергии, импульса, углового момента, их плотностей и существование законов сохранения для них. Известно, что сохраняющиеся величины, в частности энергия, в ОТО не локализуются, то есть в общем случае нельзя построить единые ковариантные плотности этих величин. Причина в физических основа-

ниях ОТО, а именно в принципе эквивалентности (см., например, [2]). Математически проблема объясняется двойкой ролью пространства-времени в ОТО: с одной стороны, оно является ареной для взаимодействия и распространения физических полей, а с другой, само оно – динамический объект. Поскольку причина объективная, то иногда считают, что изучением сохраняющихся величин в ОТО вообще не следует заниматься. Автор статьи, как и многие другие исследователи, не поддерживает эту точку зрения. Факт нелокализуемости не может сделать бессмысленными *сами* понятия, такие как энергия. Без сомнения, гравитационное взаимодействие дает вклад в *полные* энергию, импульс и т.д. гравитирующих систем [2]. Например, чтобы описать двойную звездную систему, нужно ввести понятие гравитационной энергии как энергии связи; рассматривая гравитационные волны в ограниченной пустой области пространства, можно показать, что в целом эта область имеет положительную энергию, и т.д. Подобные примеры показывают, что сохраняющиеся величины в ОТО определяются непротиворечиво, как минимум – в виде нелокальных характеристик, и, конечно, должны изучаться.

*Полные* энергия-импульс, угловой момент асимптотически плоского пространства-времени исследованы в деталях и продолжают изучаться. Одним из главных достижений стало доказательство положительности энергии такой системы в целом [4]. Это вызвало новую волну интереса, энергия-импульс и угловой момент стали ассоциироваться с конечными пространственно-временными областями. Такие величины называются *квазилокальными* и их изучение в последние два-три десятилетия достигло значительных успехов (см. недавний полезный обзор [5]). Возвращаясь к космологическим проблемам, где чаще исследуются, наоборот, локальные свойства возмущений, отметим необходимость связать локальное описание с нелокальным.

Существует множество подходов в ОТО, в которых исследуются как эволюция возмущений, так и законы сохранения для них. В этой статье рассматривается лишь один подход – полевой, который в большей мере удовлетворяет требованиям (1–4), представленным выше. Часто возмущенные уравнения Эйнштейна переписывают следующим образом. Линейные возмущения метрики оставляют слева, а все остальные (нелинейные) члены переносят направо и вместе с тензором энергии-импульса материи трактуют как полный (эффективный) тензор энергии-импульса  $t_{\mu\nu}^{(tot)}$ . Такой подход был разработан как теория тензорного поля с самодействием в заданном фоновом пространстве-времени и часто называется *теоретико-полевой формулировкой* ОТО [6], которую мы просто будем называть *полевой формулировкой*. При этом  $t_{\mu\nu}^{(tot)}$  получается варьированием действия по фоновой метрике. Дезер [7], обобщая предшественников, предложил наи-



более последовательную полевую формулировку ОТО в замкнутой форме (без разложений) в плоском пространстве-времени. Мы [8] разработали полевую формулировку ОТО на произвольно искривленных фонах. Преимущества такого описания продемонстрированы в различных приложениях. Замкнутый мир Фридмана представлен в виде гравитационно-полевой конфигурации в пространстве Минковского [9]; проанализированы траектории пробных частиц в окрестности горизонта черных дыр [10];  $t_{\mu}^{(tot)}$  и его калибровочные свойства использованы для разработки квантовой механики с неклассическим гравитационным самодействием [11], в рамках которой были проанализированы некоторые варианты инфляционного сценария [12]; построены распределения энергии в решениях для черных дыр [13]; для асимптотически плоского пространства-времени на пространственной бесконечности исследована так называемая наислабейшая асимптотика [14]. Ссылки на ранние работы по полевому подходу к ОТО можно найти в [6–8]. Его физическое обоснование, а также некоторые ссылки можно найти в дискуссионных статьях [15, 16]. Современная и наиболее полная библиография, насколько мы знаем, представлена в работах [17].

Есть различные возможности прийти к полевой формулировке ОТО. Дезер [7] использовал требование, что *• источником линейного безмассового поля спина 2 (гравитационного поля) в фоновом пространстве-времени должен быть симметричный (метрический) тензор энергии-импульса всех полей, включая гравитационное*. Именно этот принцип лежит в основе построений [8]. Хорошо известен другой метод, который наиболее ясно переработан и изложен Грищуком [6], и который коротко формулируется как переход *• от гравистатики (ньютоновского закона) к гравидинамике (эйнштейновским уравнениям)*. Калибровочные свойства эйнштейновской теории определяют путь, следуя которому полевая формулировка ОТО выводится как результат *• «локализации» векторов Киллинга фонового пространства-времени* [18]. Способ, который имеет явную и очевидную связь со стандартной геометрической формулировкой ОТО, основан на простом *• разбиении обычных переменных эйнштейновской теории на динамические и фоновые величины* [19].

В разделе 2 дается построение полевой формулировки ОТО на основе последнего из описанных выше методов. В разделе 3, используя результаты работ [20, 21], представлены и обсуждаются законы сохранения в полевой формулировке ОТО. Выведены токи – построенные на основе симметричного тензора энергии-импульса, выражающие локальные характеристики сохраняющихся величин – как дивергенции от суперпотенциалов, интегрирование которых ведет к поверхностным интегралам (квазилокальным сохраняющимся величинами).

нам). В разделе 4 результаты разделов 2 и 3 обобщаются на случай различных определений метрических возмущений и разрешаются соответствующие неопределенности. Одним из наиболее желательных свойств тензора энергии-импульса полевой теории является его зависимость лишь от первых производных полевых переменных. Тензор энергии-импульса в работе [8] не удовлетворяет этому требованию. Недавно Бабак и Гришук [22], развивая подход [8], с помощью оригинальной техники улучшили его, добившись удовлетворения этого требования. В разделе 5 мы излагаем их результаты и детали метода. Калибровочные свойства полевой формулировки ОТО и их связь с проблемой локализации обсуждаются в разделе 6. Перспективная техника работы [22] и ее результаты естественным образом обобщаются для построения гравитационной теории с обменом гравитонами, имеющими ненулевую массу. Такая теория была также разработана Бабаком и Гришуком [23], в ее рамках они нашли и исследовали статические сферически симметричные решения в вакууме, а также однородные и изотропные космологические решения. Эти результаты описаны в разделе 7.

Ниже даны наиболее часто встречающиеся обозначения:

– Греческие индексы соответствуют пространственно-временным координатам; малые латинские с середины алфавита  $i, j, k, \dots$  – 3-мерным пространственным координатам; большие латинские  $A, B, C, \dots$  используются как обобщенные индексы для произвольного набора тензорных плотностей, например  $Q^A$ ;  $x^0 = ct$ , где  $c$  – это скорость света;  $\kappa = 8\pi G/c^2$  – постоянная Эйнштейна;  $(\alpha\beta)$  и  $[\alpha\beta]$  означают симметризацию и антисимметризацию по  $\alpha$  и  $\beta$ .

– Как обычно,  $g_{\mu\nu}$  ( $g = \det g_{\mu\nu}$ ) – физическая (эффективная) метрика ОТО, в то время как  $\bar{g}_{\mu\nu}$  ( $\bar{g} = \det \bar{g}_{\mu\nu}$ ) – фоновая метрика, а  $\eta_{\mu\nu}$  – метрика Минковского. Крышка означает, что величина « $\hat{Q}$ » – это плотность веса 1, она может быть связана с тензором  $Q$  как  $\hat{Q} = \sqrt{-g}Q$ , или  $\hat{Q} = \sqrt{-g}Q$ , или определена независимо от метрических определителей, это будет ясно из контекста. Черта означает, что величина « $\bar{Q}$ » – фоновая. Частные производные обозначены как  $(\partial,)$  и  $(\bar{\partial},)$ ;  $(D_\alpha)$  – ковариантные производные, построенные по  $g_{\mu\nu}$  с символами Кристоффеля  $\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha$ ;  $(\bar{D}_\alpha)$  – фоновые ковариантные производные, построенные по  $\bar{g}_{\mu\nu}$  с символами Кристоффеля  $\bar{\Gamma}_{\beta\gamma}^\alpha$ ;  $\delta\delta Q^A$  – производные Лагранжа-Эйлера;  $J_\xi Q^A$  – производные Ли от обобщенной тензорной плотности  $Q^A$  по вектору смещения  $\xi^\alpha$ , например, для ковариантного вектора  $Q_\mu$ :  $J_\xi Q_\mu = -\xi^\alpha \bar{D}_\alpha Q_\mu - Q_\alpha \bar{D}_\mu \xi^\alpha$ .

– В физическом (эффективном) пространстве-времени:  $R^\alpha{}_{\mu\beta\nu}$ ,  $R_{\mu\nu}$ ,  $G_{\mu\nu}$ ,  $T_{\mu\nu}$  – тензоры Римана, Риччи, Эйнштейна и энергии-импульса материи,  $R$  – скаляр кривизны; в фоновом пространстве-времени:

$\bar{R}^{\mu\nu}$ ,  $\bar{R}_{\mu\nu}$ ,  $\bar{G}_{\mu\nu}$ ,  $\bar{T}_{\mu\nu}$  – тензоры Римана, Риччи, Эйнштейна и энергии-импульса материи,  $R$  – скаляр кривизны.

## 2. Точные возмущенные уравнения Эйнштейна на произвольно искривленном фоне

Прежде всего определим лагранжиан возмущенной системы. Рассмотрим обычное действие ОТО:

$$S = \frac{1}{c} \int d^4x \hat{L}^E \equiv -\frac{1}{2\kappa c} \int d^4x \hat{R}(g_{\mu\nu}) + \frac{1}{c} \int d^4x \hat{L}^M(\Phi^A, g_{\mu\nu}), \quad (2.1)$$

где для простоты считаем, что  $\hat{L}^M(\Phi^A, g_{\mu\nu})$  зависит от производных не выше первого порядка по аргументам. Выпишем эйнштейновские и материальные уравнения в виде:

$$\frac{\delta \hat{L}^E}{\delta \hat{g}^{\mu\nu}} = -\frac{1}{2\kappa} \frac{\delta \hat{R}}{\delta \hat{g}^{\mu\nu}} + \frac{\delta \hat{L}^M}{\delta \hat{g}^{\mu\nu}} = 0, \quad (2.2)$$

$$\frac{\delta \hat{L}^E}{\delta \Phi^A} = \frac{\delta \hat{L}^M}{\delta \Phi^A} = 0. \quad (2.3)$$

Теперь определим метрические и материальные возмущения:

$$\sqrt{-g} g^{\mu\nu} \equiv \hat{g}^{\mu\nu} \equiv \bar{g}^{\mu\nu} + \hat{\gamma}^{\mu\nu}, \quad \Phi^A \equiv \bar{\Phi}^A + \phi^A. \quad (2.4)$$

Фоновая система задается действием для фоновых величин  $\bar{g}^{\mu\nu}$  и  $\bar{\Phi}^A$ :

$$\bar{S} = \frac{1}{c} \int d^4x \bar{L}^E \equiv -\frac{1}{2\kappa c} \int d^4x \bar{R} + \frac{1}{c} \int d^4x \bar{L}^M, \quad (2.5)$$

которые удовлетворяют соответствующим фоновым уравнениям:

$$-\frac{1}{2\kappa} \frac{\delta \bar{R}}{\delta \bar{g}^{\mu\nu}} + \frac{\delta \bar{L}^M}{\delta \bar{g}^{\mu\nu}} = 0, \quad \frac{\delta \bar{L}^M}{\delta \bar{\Phi}^A} = 0. \quad (2.6)$$

Возмущения  $\hat{\gamma}^{\mu\nu}$  и  $\phi^A$  считаются независимыми динамическими переменными с соответствующим лагранжианом. Построим его. Подставим разложения (2.4) в лагранжиан действия (2.1), вычтем нулевой и линейные по  $\hat{\gamma}^{\mu\nu}$  и  $\phi^A$  члены его функционального разложения и добавим некоторую дивергенцию:

$$\hat{L}^{\delta\nu} = \hat{L}^E(\bar{g} + l, \bar{\Phi} + \phi) - \hat{\gamma}^{\mu\nu} \frac{\delta \bar{L}^E}{\delta \hat{g}^{\mu\nu}} - \phi^A \frac{\delta \bar{L}^E}{\delta \bar{\Phi}^A} - \bar{L}^E - \frac{1}{2\kappa} \partial_\alpha \hat{k}^\alpha = -\frac{1}{2\kappa} \hat{L}^g + \hat{L}^m. \quad (2.7)$$

Такой лагранжиан в терминологии [19] называется *динамическим*. Нулевой член – это фоновый лагранжиан, а линейные члены

разложения пропорциональны левым частям фоновых уравнений (2.6). Но в разложениях  $\hat{L}^{dyn}$  не менее чем квадратичен по возмущениям, поэтому уравнения (2.6) нельзя использовать до его варьирования.

Если выбрать векторную плотность  $\hat{k}^\alpha$  в виде:

$$\hat{k}^\alpha \equiv \hat{g}^{\sigma\nu} \Delta_{\mu\nu}^\alpha - \hat{g}^{\mu\nu} \Delta_{\mu\nu}^\alpha; \quad (2.8)$$

$$\Delta_{\mu\nu}^\alpha \equiv \Gamma_{\mu\nu}^\alpha - \bar{\Gamma}_{\mu\nu}^\alpha = \frac{1}{2} g^{\alpha\rho} (\bar{D}_\mu g_{\rho\nu} + \bar{D}_\nu g_{\rho\mu} - \bar{D}_\rho g_{\mu\nu}), \quad (2.9)$$

где используется разложение (2.4), то чисто гравитационная часть в (2.7):

$$\begin{aligned} \hat{L}^g &= \hat{R}(\hat{g}^{\mu\nu} + \hat{l}^{\mu\nu}) - \hat{l}^{\mu\nu} \bar{R}_{\mu\nu} - \overline{\hat{g}^{\mu\nu} R_{\mu\nu}} + \partial_\mu \hat{k}^\mu \\ &= -(\Delta_{\mu\nu}^\rho - \Delta_{\mu\sigma}^\sigma \delta_\nu^\rho) \bar{D}_\rho \hat{l}^{\mu\nu} + (\hat{g}^{\mu\nu} + \hat{l}^{\mu\nu}) (\Delta_{\mu\nu}^\rho \Delta_{\rho\sigma}^\sigma - \Delta_{\mu\sigma}^\rho \Delta_{\rho\nu}^\sigma) \end{aligned} \quad (2.10)$$

зависит только от первых производных гравитационных переменных  $\hat{l}^{\mu\nu}$ . В случае плоского фона лагранжиан (2.10) переходит в ковариантный лагранжиан Розена [24]. Выпишем также материальную часть динамического лагранжиана (2.7):

$$\hat{L}^m = \hat{L}^M (\bar{g} + l, \bar{\Phi} + \phi) - \hat{l}^{\mu\nu} \frac{\delta \hat{L}^M}{\delta \hat{g}^{\mu\nu}} - \phi^A \frac{\delta \hat{L}^M}{\delta \Phi^A} - \bar{L}^M. \quad (2.11)$$

Варьирование действия с лагранжианом  $\hat{L}^{dyn}$  по  $\hat{l}^{\mu\nu}$  и некоторые алгебраические преобразования приводят к полевым уравнениям в виде:

$$\hat{G}_{\mu\nu}^L + \hat{\Phi}_{\mu\nu}^L = \kappa (\hat{l}_{\mu\nu}^g + \hat{l}_{\mu\nu}^m) \equiv \kappa \hat{l}_{\mu\nu}^{(tot)}, \quad (2.12)$$

где левая сторона, линейная по  $\hat{l}^{\mu\nu}$  и  $\phi^A$ , состоит из чисто гравитационной и материальной частей:

$$\hat{G}_{\mu\nu}^L(\hat{l}) \equiv \frac{\delta}{\delta g^{\mu\nu}} \hat{l}^{\rho\sigma} \frac{\delta \bar{R}}{\delta \hat{g}^{\rho\sigma}} \equiv \frac{1}{2} (\bar{D}_\rho \bar{D}^\rho \hat{l}_{\mu\nu} + \bar{g}_{\mu\nu} \bar{D}_\rho \bar{D}^\rho \hat{l}^{\rho\sigma} - \bar{D}_\rho \bar{D}_\mu \hat{l}_\nu^\rho - \bar{D}_\rho \bar{D}_\nu \hat{l}_\mu^\rho), \quad (2.13)$$

$$\hat{\Phi}_{\mu\nu}^L(\hat{l}, \phi) \equiv -2\kappa \frac{\delta}{\delta g^{\mu\nu}} \left( \hat{l}^{\rho\sigma} \frac{\delta \bar{L}^M}{\delta \hat{g}^{\rho\sigma}} + \phi^A \frac{\delta \bar{L}^M}{\delta \Phi^A} \right). \quad (2.14)$$

Правая часть уравнений (2.12) – это плотность симметричного тензора энергии-импульса всех полей:

$$\hat{l}_{\mu\nu}^{(tot)} \equiv 2 \frac{\delta \hat{L}^{dyn}}{\delta g^{\mu\nu}} \equiv 2 \frac{\delta}{\delta g^{\mu\nu}} \left( -\frac{1}{2\kappa} \hat{L}^g + \hat{L}^m \right) \equiv \hat{l}_{\mu\nu}^g + \hat{l}_{\mu\nu}^m. \quad (2.15)$$

В разложениях не менее чем квадратичен по  $\hat{\gamma}^{\mu\nu}$  и  $\phi^A$ , точно также как лагранжиан  $\hat{L}^{\hat{\phi}^n}$ . Чисто гравитационная часть в (2.15) имеет вид:

$$\hat{t}_{\mu\nu}^g = \frac{1}{\kappa} \left[ \left( -\delta_{\mu}^{\rho} \delta_{\nu}^{\sigma} + \frac{1}{2} \bar{g}_{\mu\nu} \bar{g}^{\rho\sigma} \right) \left( \hat{\Delta}_{\rho\sigma}^{\alpha} \Delta_{\alpha\beta}^{\beta} - \hat{\Delta}_{\rho\beta}^{\alpha} \Delta_{\alpha\sigma}^{\beta} \right) + \bar{D}_{\tau} \hat{Q}_{\mu\nu}^{\tau} \right]; \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} 2\hat{Q}_{\mu\nu}^{\tau} \equiv & -\bar{g}_{\mu\nu} \hat{\gamma}^{\alpha\beta} \Delta_{\alpha\beta}^{\tau} + \hat{\gamma}_{\mu\nu} \Delta_{\alpha\beta}^{\tau} \bar{g}^{\alpha\beta} - \hat{\gamma}_{\mu}^{\tau} \Delta_{\nu\alpha}^{\alpha} - \hat{\gamma}_{\nu}^{\tau} \Delta_{\mu\alpha}^{\alpha} \\ & + \hat{\gamma}^{\beta\tau} \left( \Delta_{\mu\beta}^{\alpha} \bar{g}_{\alpha\nu} + \Delta_{\nu\beta}^{\alpha} \bar{g}_{\alpha\mu} \right) + \hat{\gamma}_{\mu}^{\beta} \left( \Delta_{\nu\beta}^{\tau} - \Delta_{\beta\rho}^{\alpha} \bar{g}^{\rho\tau} \bar{g}_{\alpha\nu} \right) \\ & + \hat{\gamma}_{\nu}^{\beta} \left( \Delta_{\mu\beta}^{\tau} - \Delta_{\beta\rho}^{\alpha} \bar{g}^{\rho\tau} \bar{g}_{\alpha\mu} \right). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Материальная часть (2.15) выражается через обычный тензор энергии-импульса материи  $T_{\mu\nu}$  Эйнштейновской теории как

$$\begin{aligned} \hat{t}_{\mu\nu}^m = & \sqrt{-\bar{g}} \left[ \left( \delta_{\mu}^{\rho} \delta_{\nu}^{\sigma} - \frac{1}{2} \bar{g}_{\mu\nu} \bar{g}^{\rho\sigma} \right) \left( T_{\rho\sigma} - \frac{1}{2} \bar{g}_{\rho\sigma} T_{\kappa\lambda} \bar{g}^{\kappa\lambda} \right) - \bar{T}_{\mu\nu} \right] \\ & - 2 \frac{\delta}{\delta g^{\mu\nu}} \left( \hat{\gamma}^{\alpha\sigma} \frac{\delta \bar{L}^M}{\delta \hat{g}^{\rho\sigma}} + \phi^A \frac{\delta \bar{L}^M}{\delta \Phi^A} \right), \end{aligned} \quad (2.18)$$

и тоже не менее чем квадратична по  $\hat{\gamma}^{\mu\nu}$  и  $\phi^A$ . В обычном описании ОТО определение тензора энергии-импульса в виде  $\delta \bar{L}^{\hat{E}} / \delta g^{\mu\nu}$  бессмысленно, потому что он исчезает на уравнениях (2.2), в то время как  $\hat{t}_{\mu\nu}^{(tot)}$  в (2.15) не исчезает на (2.12). Формальная причина в том, что в лагранжиане (2.7) вычтены линейные члены.

В силу определений (2.14) и (2.18), уравнения (2.12) переписываются как

$$\hat{G}_{\mu\nu}^L = \kappa \left( \hat{t}_{\mu\nu}^g + \delta t_{\mu\nu}^M \right) = \kappa \hat{t}_{\mu\nu}^{(eff)}, \quad (2.19)$$

где  $\delta t_{\mu\nu}^M \equiv \hat{t}_{\mu\nu}^M - \bar{t}_{\mu\nu}^M$  равен  $\hat{t}_{\mu\nu}^m$  в (2.18) без второй строки. Значит,  $\delta t_{\mu\nu}^M$  — это возмущение  $\hat{t}_{\mu\nu}^M = \bar{T}_{\mu\nu}^M$ , которое не квадратично по  $\hat{\gamma}^{\mu\nu}$  и  $\phi^A$  и не следует из лагранжиана (2.7).

Продемонстрируем эквивалентность уравнений (2.12) уравнениям Эйнштейна (2.2). Перенесем  $\hat{t}_{\mu\nu}^{(tot)}$  влево и используем определения (2.13), (2.14) и (2.15) с (2.7):

$$\begin{aligned} & \hat{G}_{\mu\nu}^L + \hat{\Phi}_{\mu\nu}^L - \kappa \hat{t}_{\mu\nu}^{(tot)} \\ \equiv & -2\kappa \frac{\delta \bar{g}^{\rho\sigma}}{\delta g^{\mu\nu}} \frac{\delta}{\delta \hat{\gamma}^{\rho\sigma}} \left[ -\frac{1}{2\kappa} \hat{R} \left( \hat{g}^{\alpha\beta} + \hat{\gamma}^{\alpha\beta} \right) + \hat{L}^M \left( \bar{\Phi}^A + \phi^A; \bar{g}^{\mu\nu} + \hat{\gamma}^{\mu\nu} \right) \right] \\ & + 2\kappa \frac{\delta}{\delta g^{\mu\nu}} \left( -\frac{1}{2\kappa} \bar{R} + \bar{L}^M \right). \end{aligned} \quad (2.20)$$

Поскольку третья строка пропорциональна оператору фоновых уравнений (2.6), ясно, что с учетом (2.6) уравнения (2.12) и (2.2) эквивалентны.

### 3. Законы сохранения

Сначала обсудим законы сохранения на Риччи-плоском фоне (включая плоский). При этом  $\hat{\Phi}^A = 0$ ,  $\hat{L}^M = 0$ ,  $\hat{\Phi}_{\mu\nu}^L = 0$  и используется  $\delta\hat{R}/\delta\hat{g}^{\mu\nu} = 0$  вместо фоновых уравнений (2.6). Тогда лагранжиан (2.7) упрощается:

$$\hat{L}^{abm} = -\frac{1}{2\kappa}\hat{L}^g + \hat{L}^m = -\frac{1}{2\kappa}\hat{L}^g + \hat{L}^M(\phi^A; \overline{\hat{g}}^{\mu\nu} + \hat{\gamma}^{\mu\nu}), \quad (3.1)$$

а полевые уравнения (2.12) преобразуются в форму уравнений (2.19):

$$\hat{G}_{\mu\nu}^L = \kappa(\hat{t}_{\mu\nu}^g + \hat{t}_{\mu\nu}^m) \equiv \kappa\hat{t}_{\mu\nu}^{(tot)}. \quad (3.2)$$

То есть на Риччи-плоском фоне  $\hat{t}_{\mu\nu}^{(eff)}$  и  $\hat{t}_{\mu\nu}^{(tot)}$  совпадают, а эвристическая модель возмущенных уравнений, представленная во Введении, как раз совпадает с формой полевых уравнений (2.19) и (3.2). Поскольку для уравнения (3.2)  $\overline{D}_\nu\hat{G}_\mu^{Lv} = 0$ , его дивергенция приводит к дифференциальному закону сохранения

$$\overline{D}_\nu\hat{t}_{\mu}^{(tot)\nu} = 0. \quad (3.3)$$

Свертка  $\hat{t}_{\mu}^{(tot)\nu}$  с фоновыми векторами Киллинга  $\lambda^\alpha$  дает ток:  $\hat{j}^V(\lambda) = \hat{t}_{\mu}^{(tot)\nu}\lambda^\mu$ , который также дифференциально сохраняется:

$$\overline{D}_\nu\hat{j}^V(\lambda) \equiv \partial_\nu\hat{j}^V(\lambda) = 0. \quad (3.4)$$

Интегрирование  $\hat{j}^V$  приводит к нелокальным сохраняющимся величинам. Рассмотрим фоновый 4-мерный объем  $V_4$ , граница которого состоит из времениподобной стенки  $S$  и двух пространственноподобных сечений  $\Sigma_0$  и  $\Sigma_1$ , определенных при  $t_0 = \text{const}$  и  $t_1 = \text{const}$ . Закон сохранения (3.4) выражается через скалярную плотность, интегрируем его по  $V_4$ :  $\int_{V_4}\partial_\mu\hat{j}^\mu(\lambda)d^4x = 0$ , и, применив обобщенную теорему Гаусса, получаем

$$\int_{\Sigma_1}\hat{j}^0(\lambda)d^3x - \int_{\Sigma_0}\hat{j}^0(\lambda)d^3x + \oint_S\hat{j}^\mu(\lambda)dS_\mu = 0, \quad (3.5)$$

где  $dS_\mu$  — элемент интегрирования на  $S$ . Если  $\oint_S\hat{j}^\mu(\lambda)dS_\mu = 0$ , тогда величина

$$P(\lambda) = \int_{\Sigma} \hat{J}^0(\lambda) d^3x \quad (3.6)$$

сохраняется на  $\Sigma$ , ограниченной  $\partial\Sigma$  – пересечением с  $S$ . В обратном случае уравнение (3.5) дает изменение величины (3.6), то есть ее поток через  $\partial\Sigma$ . Можно также предположить  $\partial\Sigma \rightarrow \infty$ .

Дифференциальный закон сохранения (3.3) также выполняется, если фон – это пространство Эйнштейна по Петрову [25]:  $\bar{R}_{\mu\nu} = \Lambda \bar{g}_{\mu\nu}$ , где  $\Lambda = \text{const}$  (см. [8, 26, 27]). Для произвольно искривленных фонов нет таких законов сохранения как (3.3), потому что  $\bar{D}_\nu (\hat{G}_\mu^{L\nu} + \hat{\Phi}_\mu^{L\nu}) \neq 0$  в (2.12), и  $\bar{D}_\nu \hat{G}_\mu^{L\nu} \neq 0$  в (2.19). Причина в том, что система (2.7) со сложной фоновой геометрией формально определяется фоновой материей  $\bar{\Phi}^A$ . Многие космологические решения – как раз такого типа.

Законы сохранения на произвольном фоне и с произвольными векторами смещений  $\xi^\alpha$  построены в [21]. С помощью канонической процедуры Нётер, техники, развитой в [28] и использованной в рамках системы (2.7), получено тождество:

$$\frac{1}{\kappa} \hat{G}_\nu^{L\mu} \xi^\nu + \frac{1}{\kappa} \hat{l}^{\mu\lambda} \bar{R}_{\lambda\nu} \xi^\nu + \hat{\xi}^\mu \equiv \bar{D}_\nu \hat{l}^{\mu\nu} \equiv \partial_\nu \hat{l}^{\mu\nu}. \quad (3.7)$$

Суперпотенциал имеет форму:

$$\hat{l}^{\mu\nu} \equiv \frac{1}{\kappa} \hat{l}^{\rho\lambda} \bar{D}_\rho \xi^\nu + \hat{p}^{\mu\nu} \xi^\lambda \equiv \frac{1}{\kappa} \left( \hat{l}^{\rho\lambda} \bar{D}_\rho \xi^\nu + \xi^{\lambda\mu} \bar{D}_\sigma \hat{l}^{\nu\sigma} - \bar{D}^{\lambda\mu} \hat{l}_\sigma^{\nu\sigma} \xi^\sigma \right) \quad (3.8)$$

и, таким образом,  $\partial_{\mu\nu} \hat{l}^{\mu\nu} \equiv 0$ . Для трансляций в пространстве Минковского  $\xi^\lambda = \delta_{(\rho)}^\lambda$ , и в лоренцевых координатах он переходит в суперпотенциал Папапетру [29]:

$$\hat{l}_{(\rho)}^{\mu\nu} = \hat{p}^{\mu\nu}{}_{\rho} = \frac{1}{2\kappa} \partial_\sigma \left( \delta_\rho^\mu \hat{l}^{\nu\sigma} - \delta_\rho^\nu \hat{l}^{\mu\sigma} - \bar{g}^{\sigma\mu} \bar{l}_\rho^\nu + \bar{g}^{\sigma\nu} \bar{l}_\rho^\mu \right). \quad (3.9)$$

Тот же самый суперпотенциал (3.8) построен нами в [20] с использованием симметризации Белинфанте канонической системы [28]. Последний член слева в (3.7)

$$2\kappa \hat{\xi}^\mu \equiv 2 \left( \bar{z}^{\rho\sigma} \bar{D}_\rho \hat{l}_\sigma^\mu - \hat{l}^{\rho\sigma} \bar{D}_\rho \bar{z}_\sigma^\mu \right) - \left( \bar{z}^{\rho\sigma} \bar{D}^\mu \hat{l}^{\rho\sigma} - \hat{l}^{\rho\sigma} \bar{D}^\mu \bar{z}^{\rho\sigma} \right) + \left( \hat{l}^{\mu\nu} \bar{D}_\nu \bar{z} - \bar{z} \bar{D}_\nu \hat{l}^{\mu\nu} \right), \quad (3.10)$$

где  $2\bar{z}^{\rho\sigma} \equiv -J_\xi \bar{g}^{\rho\sigma}$ , исчезает на фоновых векторах Киллинга. Чтобы получить законы сохранения, нужно в тождестве (3.7) использовать полевые уравнения; мы их выбираем в виде (2.19) и получаем

$$\hat{l}^\mu \equiv T_\nu^\mu \xi^\nu + \hat{\xi}^\mu = \bar{D}_\nu \hat{l}^{\mu\nu} = \partial_\nu \hat{l}^{\mu\nu}. \quad (3.11)$$

Обобщенная плотность полного тензора энергии-импульса есть

$$\hat{T}_\nu^\mu \equiv \hat{t}_\nu^{\mu g} + \delta \hat{t}_\nu^{M\mu} + \frac{1}{\kappa} \hat{I}^{\mu\lambda} \bar{R}_{\lambda\nu} = \hat{t}_{\mu\nu}^{(eff)} + \frac{1}{\kappa} \hat{I}^{\mu\lambda} \bar{R}_{\lambda\nu}, \quad (3.12)$$

где вместо  $\hat{t}_\mu^{(tot)\nu}$  используется  $\hat{t}_\mu^{(eff)\nu}$ , а взаимодействие с фоном выражается через  $\hat{I}^{\mu\lambda} \bar{R}_{\lambda\nu}$ . Итак, если существуют векторы Киллинга, то  $T_\nu^\mu$  играет ту же самую роль, что и  $\hat{t}_\mu^{(tot)\nu}$  в (3.4). Однако ток  $\hat{I}^\mu$  в (3.11) имеет больше возможностей для приложений, чем  $\hat{J}^\mu$  в (3.4), — он сохраняется —  $\bar{D}_\mu \hat{I}^\mu = \partial_\mu \hat{I}^\mu = 0$  — на произвольных фонах и для произвольных  $\xi^\alpha$ . Это важно для использования космологических фонов, когда также часто используются векторы, отличные от киллинговых (см., например, [30]).

Благодаря антисимметрии суперпотенциала (3.9) такие сохраняющиеся величины, как (3.6), выражаются через поверхностные интегралы

$$P(\xi) = \oint_{\partial\Sigma} \hat{I}^{0k}(\xi) ds_k, \quad (3.13)$$

где  $ds_k$  — элемент интегрирования на  $\partial\Sigma$ . Таким образом, величина  $P(\xi)$ , полученная интегрированием локальных плотностей, связана с поверхностным интегралом, играющим роль квазилокальной сохраняющейся величины (см. обсуждение во Введении).

#### 4. Различные определения возмущений

В ОТО компоненты любой из метрических переменных

$$g^a \in \{g^{\mu\nu}, g_{\mu\nu}, \sqrt{-g} g^{\mu\nu}, \sqrt{-g} g_{\mu\nu}, (-g)g^{\mu\nu}, \dots\} \quad (4.1)$$

могут быть выбраны в качестве независимых динамических переменных. В общем виде действие (2.1) переписывается в эквивалентной форме:

$$S = \frac{1}{c} \int d^4x \hat{L}^{E(a)} \equiv -\frac{1}{2\kappa c} \int d^4x \hat{R}(g^a) + \frac{1}{c} \int d^4x \hat{L}^M(\Phi^A, g^a). \quad (4.2)$$

Варьирование по  $g^a$  дает гравитационные уравнения в соответствующей форме вместо (2.2). Возмущения также могут быть определены независимо для каждой из метрических переменных в (4.1):

$$g_{\mu\nu} = \bar{g}_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad \hat{g}^{\mu\nu} = \bar{g}^{\mu\nu} + \hat{I}^{\mu\nu}, \quad g^{\mu\nu} = \bar{g}^{\mu\nu} + r^{\mu\nu}, \dots \quad g^a = \bar{g}^a + h^a. \quad (4.3)$$

Следуя правилам построения (2.7), для обобщенного разбиения (4.3) построим динамический лагранжиан:



$$\begin{aligned} \hat{L}_{(a)}^{\hat{a}b\mu} = & -\frac{1}{2\kappa} \hat{R} \left( \overline{g^a + h^a} \right) + \hat{L}^M \left( \overline{\Phi^A + \phi^A}; \overline{g^a + h^a} \right) \\ & - h^a \left( -\frac{1}{2\kappa} \frac{\delta \hat{R}}{\delta g^a} + \frac{\delta \hat{L}^M}{\delta g^a} \right) - \phi^A \frac{\delta \hat{L}^M}{\delta \Phi^A} - \overline{\hat{L}^{E(a)}} - \frac{1}{2\kappa} \partial_\nu \hat{k}^\nu. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Его варьирование по независимым  $h^a$  после алгебраических преобразований приводит к полевым уравнениям:

$$\hat{G}_{\mu\nu}^{L(a)} + \hat{\Phi}_{\mu\nu}^{L(a)} = \kappa \hat{t}_{\mu\nu}^{(tot a)}. \quad (4.5)$$

Плотность симметричного тензора энергии-импульса определяется как обычно:

$$\hat{t}_{\mu\nu}^{(tot a)} \equiv 2 \frac{\delta \hat{L}^{d_m(a)}}{\delta g^{\mu\nu}}. \quad (4.6)$$

Благодаря фоновым уравнениям, левая часть в (4.5) переписана в виде операторов (2.13) и (2.14), действующих на независимые переменные  $\hat{t}_{(a)}^{\mu\nu}$  (вместо  $h^a$ ):

$$\hat{t}_{(a)}^{\mu\nu} \equiv h^a \frac{\partial \hat{g}^{\mu\nu}}{\partial g^a}. \quad (4.7)$$

Для различных разбиений в (4.3):  $g_1^a = \overline{g}_1^a + h_1^a$  и  $g_2^a = \overline{g}_2^a + h_2^a$ , переменные (4.7) отличаются одна от другой во втором порядке:  $\hat{t}_{(a2)}^{\mu\nu} = \hat{t}_{(a1)}^{\mu\nu} + \hat{\beta}_{(a)}^{\mu\nu}$ . Это различие входит в линейную левую часть (4.5), а тем самым  $\hat{t}_{(a1)}^{\mu\nu}$  и  $\hat{t}_{(a2)}^{\mu\nu}$  также различаются. В случае плоского фона этот факт был отмечен Боульваром и Дезером [31].

Для системы (4.4) имеет место тождество

$$\frac{1}{\kappa} \hat{G}_\nu^{L(a)\mu} \xi^\nu + \frac{1}{\kappa} \hat{t}_{(a)}^{\mu\lambda} \overline{R}_{\lambda\nu} \xi^\nu + \hat{\xi}_{(a)}^\mu \equiv \partial_\nu \hat{t}_{(a)}^{\mu\nu}, \quad (4.8)$$

точно такое же как (3.7), лишь с заменой  $\hat{t}^{\mu\nu}$  на  $\hat{t}_{(a)}^{\mu\nu}$ . Подставляя уравнения (4.5) в тождество (4.8), получаем закон сохранения, аналогичный (3.11) и (3.12):

$$\hat{t}_{(a)}^\mu = \left( \hat{t}_\nu^{g(a)\mu} + \delta \hat{t}_\nu^{M(a)\mu} + \kappa^{-1} \hat{t}_{(a)}^{\mu\lambda} \overline{R}_{\lambda\nu} \right) \xi^\nu + \hat{\xi}_{(a)}^\mu = \hat{T}_{(a)\nu}^\mu \xi^\nu + \hat{\xi}_{(a)}^\mu = \partial_\nu \hat{t}_{(a)}^{\mu\nu}, \quad (4.9)$$

где  $\delta \hat{t}_\nu^{M(a)\mu}$  получен так же, как  $\delta \hat{t}_\nu^{M\mu}$  в (2.19). Таким образом, семейство уравнений (4.9) содержит набор суперпотенциалов вида:

$$\hat{t}_{(a)}^{\mu\nu} = \frac{1}{\kappa} \left( \hat{t}_{(a)}^{\rho\lambda} \overline{D}_\rho \xi^{\nu\lambda} + \xi^{[\mu} \overline{D}_\sigma \hat{t}_{(a)}^{\nu]\sigma} - \overline{D}^{[\mu} \hat{t}_{(a)}^{\nu]\sigma} \xi_\sigma \right), \quad (4.10)$$

которые имеет форму (3.8) (типа Абботта-Дезера [26]) с заменой  $\hat{t}^{\mu\nu}$  на  $\hat{t}_{(a)}^{\mu\nu}$ . Действительно, известный суперпотенциал Абботта-Дезера

также входит в это семейство с разбиением  $g_{\mu\nu} = \bar{g}_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$  через преобразование (4.7) и при (анти-) де ситтеровских фонах. Ясно, что суперпотенциалы семейства также отличаются один от другого во втором порядке. Неопределенность разрешается независимым анализом. В работе [20] обобщенная техника Белинфанте применена к каноническим величинам Каца-Бичака-Линден-Белла [28]. Этот метод не зависит от выбора переменных из набора (4.1), но приводит *единственно* к суперпотенциалу (3.8) [21], то есть к  $\hat{I}^{\mu\nu}$  из набора (4.3). А это разрешает упомянутую неопределенность [31].

## 5. Гравитационный тензор энергии-импульса

В этом разделе мы излагаем и обсуждаем интересные и важные результаты Бабака и Грищука [22]. Следуя им, как в этом разделе, так и в следующем в качестве фонового используем пространство Минковского с условием  $\bar{R}_{\alpha\rho\beta\sigma} = 0$ . Наше изложение несколько отличается от оригинального [22], хотя, конечно, эквивалентно ему. Мы основываемся на формулах (2.7–2.20), упрощенных до случая (3.1–3.3). В качестве независимых переменных мы используем  $\hat{I}^{\mu\nu}$ , в то время как в [22] используется  $I^{\mu\nu} = \hat{I}^{\mu\nu}/\sqrt{-g}$ . Полевые уравнения не изменяются. Выражения для тензоров энергии-импульса, полученные прямо из лагранжиана, различаются, но на полевых уравнениях также становятся одинаковыми, поэтому нет различия и в конечных выводах.

Итак, с использованием (2.4) представим выражение (2.9) через гравитационные переменные  $\hat{I}^{\mu\nu}$ :

$$\Delta_{\mu\nu}^{\lambda} \equiv \frac{1}{2\sqrt{-g}} \left[ g_{\mu\rho} \bar{D}_{\nu} \hat{I}^{\lambda\rho} + g_{\nu\rho} \bar{D}_{\mu} \hat{I}^{\lambda\rho} - g_{\mu\sigma} g_{\nu\rho} g^{\lambda\rho} \bar{D}_{\rho} \hat{I}^{\alpha\beta} + \frac{1}{2} \left( g_{\alpha\beta} \delta_{\mu}^{\lambda} \bar{D}_{\nu} \hat{I}^{\alpha\beta} + g_{\alpha\beta} \delta_{\nu}^{\lambda} \bar{D}_{\mu} \hat{I}^{\alpha\beta} - g_{\alpha\beta} g_{\mu\nu} g^{\lambda\rho} \bar{D}_{\rho} \hat{I}^{\alpha\beta} \right) \right], \quad (5.1)$$

где  $g_{\mu\nu}$ ,  $\hat{g}^{\mu\nu}$ ,  $\sqrt{-g}$  считаются зависимыми от разбиений (2.4). После подстановки (5.1) в (2.16) с учетом (2.17) становится ясно, что  $\hat{I}_{\mu\nu}^g$  зависит от вторых производных  $\hat{I}^{\mu\nu}$ . Использование полевых уравнений (3.2) не избавляет от вторых производных:

$$\hat{I}_g^{\mu\nu} = \hat{I}_{(g-red)}^{\mu\nu} + Q^{\alpha\beta\mu\nu} (\hat{I}_{\alpha\beta}^m - \frac{1}{2} \bar{g}_{\alpha\beta} \hat{I}_{\rho}^{m\rho}) + (2\sqrt{-g})^{-1} \bar{D}_{\alpha\beta} (\hat{I}^{\alpha(\mu} \hat{I}^{\nu)\beta} - \hat{I}^{\mu} \hat{I}^{\alpha\beta}); \quad (5.2)$$

$$(\sqrt{-g})^2 Q^{\alpha\beta\mu\nu} \equiv \hat{I}^{\alpha(\mu} \bar{g}^{\nu)\beta} + \hat{I}^{\beta(\mu} \bar{g}^{\nu)\alpha} + \hat{I}^{\alpha(\mu} \hat{I}^{\nu)\beta} - \frac{1}{2} \bar{g}^{\mu\nu} \hat{I}^{\alpha\beta} - \frac{1}{2} \hat{I}^{\mu\nu} (\bar{g}^{\alpha\beta} + \hat{I}^{\alpha\beta}). \quad (5.3)$$

Редуцированная часть только с первыми производными есть

$$\begin{aligned}
\hat{t}_{(g-red)}^{\mu\nu} = & \frac{1}{4\kappa\sqrt{-g}} \left[ 2\bar{D}_{\rho\lambda}\hat{l}^{\mu\nu}\bar{D}_{\sigma}\hat{l}^{\rho\sigma} - 2\bar{D}_{\alpha\lambda}\hat{l}^{\mu\alpha}\bar{D}_{\beta\lambda}\hat{l}^{\nu\beta} \right. \\
& + g_{\alpha\beta}(2g^{\rho\sigma}\bar{D}_{\rho}\hat{l}^{\mu\alpha}\bar{D}_{\sigma}\hat{l}^{\nu\beta} + g^{\mu\nu}\bar{D}_{\sigma}\hat{l}^{\alpha\rho}\bar{D}_{\rho}\hat{l}^{\beta\sigma}) \\
& \left. - 4g_{\beta\rho}g^{\alpha(\mu}\bar{D}_{\sigma}\hat{l}^{\nu)\beta}\bar{D}_{\sigma}\hat{l}^{\rho\sigma} \right. \\
& \left. + \frac{1}{4}(2g^{\mu\delta}g^{\nu\omega} - g^{\mu\nu}g^{\omega\delta})(2g_{\rho\alpha}g_{\sigma\beta} - g_{\sigma\beta}g_{\rho\alpha})\bar{D}_{\delta}\hat{l}^{\rho\sigma}\bar{D}_{\omega}\hat{l}^{\alpha\beta} \right]. \quad (5.4)
\end{aligned}$$

Материальная часть в (5.2) появилась после употребления полевых уравнений (3.2).

В работе [22] был предложен оригинальный способ исключить вторые производные из (5.2) без изменения полевых уравнений. Изменяется лагранжиан (2.10):

$$\hat{L}_{(mod)}^g = \hat{L}^g + \hat{\Lambda}^{\alpha\beta\rho\sigma}\bar{R}_{\alpha\beta\rho\sigma}. \quad (5.5)$$

Это известный способ ввести связи (т.к.  $\bar{R}_{\alpha\beta\rho\sigma} = 0$ ) в действие с помощью неопределенных лагранжевых множителей  $\hat{\Lambda}^{\alpha\beta\rho\sigma}$ , которые здесь формируют тензорную плотность, зависящую от  $\bar{g}^{\mu\nu}$  и  $\hat{l}^{\mu\nu}$  (без производных) и удовлетворяющую  $\hat{\Lambda}^{\alpha\beta\rho\sigma} = -\hat{\Lambda}^{\rho\beta\sigma\alpha} = -\hat{\Lambda}^{\alpha\sigma\rho\beta} = \hat{\Lambda}^{\beta\alpha\sigma\rho}$ . Тогда уравнения (3.2) не изменяются, а плотность тензора энергии-импульса, соответствующая лагранжиану (5.5), вместо (2.16) есть

$$\kappa\hat{t}_{(mod)}^{g\mu\nu} = \kappa\hat{t}^{g\mu\nu} - \bar{D}_{\alpha\beta}(\hat{\Lambda}^{\mu\nu\alpha\beta} + \hat{\Lambda}^{\nu\mu\alpha\beta}). \quad (5.6)$$

Теперь компоненты  $\hat{\Lambda}^{\mu\nu\alpha\beta}$  могут быть определены. Единственный выбор, компенсирующий вторые производные в (5.2), — это  $\hat{\Lambda}^{\mu\nu\alpha\beta} = (\hat{l}^{\alpha\nu}\hat{l}^{\beta\mu} - \hat{l}^{\alpha\beta}\hat{l}^{\mu\nu})/4\sqrt{-g}$ . Уравнения (3.2) не изменяются, но переписываются в виде:

$$\begin{aligned}
\hat{G}_{l(mod)}^{\mu\nu} & \equiv \hat{G}_l^{\mu\nu} - 2\bar{D}_{\alpha\beta}\hat{\Lambda}^{(\mu\nu)\alpha\beta} \\
& \equiv \frac{1}{2}(\sqrt{-g})^{-1}\bar{D}_{\alpha\beta}\left[(\hat{g}^{\mu\nu} + \hat{l}^{\mu\nu})(\hat{g}^{\alpha\beta} + \hat{l}^{\alpha\beta}) - (\hat{g}^{\mu\alpha} + \hat{l}^{\mu\alpha})(\hat{g}^{\nu\beta} + \hat{l}^{\nu\beta})\right] \\
& \equiv \kappa(\hat{t}_{g(mod)}^{\mu\nu} + \hat{t}_m^{\mu\nu}) \equiv \kappa\hat{t}_{(mod-tot)}^{\mu\nu}, \quad (5.7)
\end{aligned}$$

Правая часть — это тензор энергии-импульса системы (5.5) и источник обобщенного оператора Даламбера. Таким образом, левая часть больше не линейна по  $\hat{l}^{\mu\nu}$ , но ее дивергенция все также тождественно исчезает, а поэтому  $\bar{D}_\nu\hat{t}_{(mod-tot)}^{\mu\nu} = 0$ . В правой части уравнений (5.7) снова используются полевые уравнения, и они преобразуются к виду:

$$\hat{G}_{l,(mod)}^{\mu\nu} = \kappa \left[ \hat{t}_{(g-red)}^{\mu\nu} + Q^{\alpha\beta\mu\nu} (\hat{t}_{\alpha\beta}^m - \frac{1}{2} \bar{g}_{\alpha\beta}^{\mu\rho} \hat{t}_{\rho}^m) + \hat{t}^{m\mu\nu} \right] \equiv \kappa \hat{t}_{(mod-tot-red)}^{\mu\nu}. \quad (5.8)$$

Теперь в источнике остались только первые производные. Конечно, снова выполняется закон сохранения  $\bar{D}_\nu \hat{t}_{(mod-tot-red)}^{\mu\nu} = 0$ . Покажем, что уравнения (5.8) эквивалентны эйнштейновским. Домножим их на  $\sqrt{-g}$ , используем отождествление (2.4), определение (2.18), упрощенное на случай плоского фона, а также (5.3) и лоренцевы координаты, и получим  $\frac{1}{2} \partial_{\alpha\beta} [(-g)(g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} - g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta})] = \kappa(-g)(t_{LL}^{\mu\nu} + T^{\mu\nu})$ . В этом выражении  $(-g)t_{LL}^{\mu\nu}$  оказывается псевдотензором Ландау-Лифшица [1], а после подстановки из уравнений ОТО  $\kappa T^{\mu\nu} = G^{\mu\nu}$  оно обращается в тождество. Значит, уравнения (5.8) действительно эквивалентны уравнениям Эйнштейна.

## 6. Свойства калибровочной инвариантности

Калибровочные свойства полевой формулировки ОТО следуют из ковариантности обычной геометрической формулировки. Не вдаваясь в детали, продемонстрируем это. Рассмотрим одно и то же решение ОТО  $\hat{g}^{\mu\nu}(x)$  и  $\hat{g}'^{\mu\nu}(x')$  в двух разных координатных системах  $x$  и  $x'$ , связанных преобразованием  $x' = x'(x)$ . Сделаем разбиение (2.4) в обоих случаях:  $\hat{g}^{\mu\nu}(x) = \bar{g}^{\mu\nu}(x) + \hat{\gamma}^{\mu\nu}(x)$  и  $\hat{g}'^{\mu\nu}(x') = \bar{g}'^{\mu\nu}(x') + \hat{\gamma}'^{\mu\nu}(x')$  с одинаковой формой фоновой метрики  $\bar{g}^{\mu\nu}$ . Теперь для решения в штрихованных координатах от точек со значениями  $x'$  перейдем к точкам со значениями  $x$  и сравним его с оригинальным. Аналогичную процедуру сделаем для материальных переменных. Предполагая преобразование для координат в виде

$$x'^{\alpha} = x^{\alpha} + \xi^{\alpha} + \frac{1}{2!} \xi^{\beta} \xi^{\alpha}_{,\beta} + \frac{1}{3!} \xi^{\rho} (\xi^{\beta} \xi^{\alpha}_{,\beta})_{,\rho} + \dots,$$

где считается, что  $\xi^{\alpha}$  достаточно гладкие, получаем соотношения [8, 19]:

$$\hat{\gamma}'^{\mu\nu} = \hat{\gamma}^{\mu\nu} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k!} J_{\xi}^k (\bar{g}^{\mu\nu} + \hat{\gamma}^{\mu\nu}), \quad \phi'^A = \phi^A + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k!} J_{\xi}^k (\bar{\Phi}^A + \phi^A), \quad (6.1)$$

которые и называются калибровочными (внутренними) преобразованиями в полевой формулировке ОТО. Действительно, при их действии не меняются ни координаты, ни фоновые величины.

Сначала рассмотрим полевую формулировку раздела 2. Нетрудно видеть, что лагранжиан (2.7) инвариантен относительно преобразований (6.1) с точностью до дивергенции на фоновых уравнениях (2.6). Выражение (2.20) дает возможность понять, что уравнения (2.12) калибровочно инвариантны на самих себе и тех же фоновых уравнениях. Но плотность тензора энергии-импульса (2.15) (или для (2.19)) калибровочно неинвариантна. Даже на полевых уравнениях:

$$\kappa \hat{t}_{\mu\nu}^{(tot)} = \kappa \hat{t}_{\mu\nu}^{(tot)} + \hat{G}_{\mu\nu}^L(l' - l) + \hat{\Phi}_{\mu\nu}^L(l' - l, \phi' - \phi), \quad \kappa \hat{t}_{\mu\nu}^{(eff)} = \kappa \hat{t}_{\mu\nu}^{(eff)} + \hat{G}_{\mu\nu}^L(l' - l). \quad (6.2)$$

Преобразования (6.1) для  $\bar{\Phi}^A \equiv 0$ , как требуют условия  $\bar{R}_{\mu\nu\alpha\beta} = 0$ , остаются калибровочными и для полевой формулировки в разделе 5. Лагранжиан Бабака-Грищука также калибровочно инвариантен с точностью до дивергенции, а уравнения (5.8) инвариантны на самих себе. Что касается тензора энергии-импульса, то на полевых уравнениях

$$\kappa \hat{\gamma}_{\mu\nu}^{(mod-tot-red)} = \kappa \hat{t}_{\mu\nu}^{(mod-tot-red)} + \hat{G}_{\mu\nu}^{L(mod)}(l' - l). \quad (6.3)$$

Проблема нелокализуемости энергии и других величин в ОТО стала очевидной с момента построения ОТО, начиная с работ самого Эйнштейна. Математически она иллюстрировалась долгое время нековариантностью псевдотензоров. Введение вспомогательного фонового пространства-времени позволило использовать ковариантные величины, а нелокализуемость стала объясняться неопределенностью в выборе фона. Однако, вообще говоря, не предлагалось конкретного и удобного для приложений описания этой неопределенности. Как следует из обсуждения в начале этого раздела, калибровочные преобразования в полевой формулировке ОТО как раз выражают связь между различными вариантами выбора фонового пространства-времени, причем в точной (без приближений) и явной математической форме. А калибровочная неинвариантность в тензорах энергии-импульса (6.2) и (6.3) как раз выражает нелокализуемость энергии, импульса и т.д. в ОТО, и снова в очевидных математических выражениях. В этом одно из преимуществ использования полевого описания эйнштейновского гравитационного поля.

## 7. Гравитация с ненулевой массой гравитонов

Техника [22] позволила Бабаку и Грищуку построить вариант теории гравитации с ненулевой массой гравитонов, имеющей интересные следствия [23], который мы и представляем здесь. Следуя [23], используем независимые переменные  $l^{\mu\nu} = \hat{\gamma}^{\mu\nu}/\sqrt{-g}$ . Естественно предположить, что лагранжиан можно дополнить членом, близким к добавке в (0.4), но с тем, что величина  $\tilde{R}_{\alpha\beta\gamma\delta}$  является тензором Римана абстрактного пространства-времени постоянной кривизны:  $\tilde{R}_{\alpha\beta\gamma\delta} = K(\tilde{g}_{\alpha\beta}\tilde{g}_{\gamma\delta} - \tilde{g}_{\alpha\gamma}\tilde{g}_{\beta\delta})$ , где  $K$  имеет размерность обратного квадрата длины. Итак, к лагранжиану (5.5) можно добавить  $\hat{\Lambda}^{\alpha\beta\gamma\delta}\tilde{R}_{\alpha\beta\gamma\delta}$  с  $\hat{\Lambda}^{\mu\nu\alpha\beta} = (\hat{\gamma}^{\alpha\nu}\hat{\gamma}^{\beta\mu} - \hat{\gamma}^{\alpha\beta}\hat{\gamma}^{\mu\nu})/4\sqrt{-g}$ , с последующей заменой, то есть. Измененная теория не будет эквивалентной ОТО, а добавочный член — это массовый член Фирца-Паули [32]. С учетом того, что сущест-

вуют две независимых квадратичных комбинации  $l^{\mu\nu}$ , в конечном варианте получают новый гравитационный лагранжиан

$$\hat{L}_{(mass)}^g = \hat{L}_{(mod)}^g + \sqrt{-g} \left[ k_1 I^{\alpha\beta} l_{\alpha\beta} + k_2 (l^\sigma{}_\sigma)^2 \right], \quad (7.1)$$

где  $k_1$  и  $k_2$  также имеют размерность обратного квадрата длины.

Ясно, что добавленные члены в (7.1) дадут вклад как левую, так и в правую части уравнений (5.8), и уравнения новой теории символически могут быть записаны в виде:

$$\hat{G}_{L(mass)}^{\mu\nu} = \kappa \hat{t}_{(tot-mass)}^{\mu\nu}. \quad (7.2)$$

Конечно, они ковариантны, но, в отличие от уравнений (3.2) и (5.8), не имеют калибровочных свобод. Но тогда и нет проблемы калибровочной неинвариантности  $\hat{t}_{(tot-mass)}^{\mu\nu}$  в (7.2), такой как в (6.2) и (6.3). Таким образом, в новой теории энергия, импульс и т.д. локализуются!

Чтобы сравнение с ОТО было очевидным, удобно уравнения (7.2) переписать в эквивалентной квазигеометрической форме:

$$G_{\mu\nu} + M_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}. \quad (7.3)$$

с массовым членом  $M_{\mu\nu} \equiv (2\delta_\mu^\alpha \delta_\nu^\beta - g^{\alpha\beta} g_{\mu\nu}) (k_1 l_{\alpha\beta} + k_2 \bar{g}_{\alpha\beta} l^\rho{}_\rho)$ . Отметим, что в эффективном пространстве-времени все так же выполняется тождество Бианки  $D_\nu G_\mu{}^\nu = 0$  и что с учетом фоновых материальных уравнений (2.3), как обычно,  $D_\nu T_\mu{}^\nu = 0$ . Таким образом, после дифференцирования (7.3) получают  $D^\nu M_{\mu\nu} = 0$ . Эти уравнения – просто следствия (7.3) и не несут новой информации. Однако их использование вместо некоторых уравнений полной системы (7.3) может оказаться полезным.

Для физической интерпретации  $k_1$  и  $k_2$  рассматриваются линеаризованные уравнения (7.3):

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left( \bar{D}_\rho \bar{D}^\rho l_{\mu\nu} + \bar{g}_{\mu\nu} \bar{D}_\rho \bar{D}^\rho l^\sigma{}_\sigma - \bar{D}_\rho \bar{D}_\nu l_\mu{}^\rho - \bar{D}_\rho \bar{D}_\mu l_\nu{}^\rho \right) \\ + 2k_1 l_{\mu\nu} - (k_1 + 2k_2) \bar{g}_{\mu\nu} l^\alpha{}_\alpha = 0. \end{aligned} \quad (7.4)$$

а сам анализ использует подход, развитый в работах [33, 34]. Равенство для дивергенции уравнений (7.4):

$$\bar{D}_\nu \left[ 2k_1 l^{\mu\nu} - (k_1 + 2k_2) \bar{g}^{\mu\nu} l^\alpha{}_\alpha \right] = 0 \quad (7.5)$$

является их следствием, и линеаризованной версией уравнения  $D^\nu M_{\mu\nu} = 0$ .

Рассмотрим случай  $k_1 \neq k_2$ . Полная система (7.4) эквивалентна системе

$$\bar{D}^\alpha H^{\mu\nu} + \alpha^2 H^{\mu\nu} = 0, \quad (7.6)$$

$$\bar{D}^\beta_\beta I^\alpha_\alpha + \beta^2 I^\alpha_\alpha = 0, \quad (7.7)$$

вместе (7.5). Здесь  $\bar{D}^\alpha_\alpha \equiv \bar{g}^{-\alpha\beta} \bar{D}_\alpha \bar{D}_\beta$ ,

$$H^{\mu\nu} \equiv h^{\mu\nu} - \frac{k_1 + k_2}{3k_1} \bar{g}^{-\mu\nu} I^\alpha_\alpha - \frac{k_1 + k_2}{6k_1^2} \bar{D}^{\mu\nu} I^\alpha_\alpha + \frac{k_1 + k_2}{12k_1^2} \bar{g}^{-\mu\nu} \bar{D}^\beta_\beta I^\alpha_\alpha \quad (7.8)$$

с  $\bar{g}_{\mu\nu} H^{\mu\nu} = 0$  и  $\bar{D}_\nu H^{\mu\nu} = 0$ . Параметры в волновых уравнениях (7.6) и (7.7):

$$\alpha^2 = 4k_1, \quad \beta^2 = -2k_1(k_1 + 4k_2)/(k_1 + k_2) \quad (7.9)$$

можно считать обратными комптоновским длинам волн гравитона спина 2 с массой  $m_2 = \alpha\hbar/c$ , ассоциированного с полем  $H^{\mu\nu}$ , и гравитона спина 0 с массой  $m_0 = \beta\hbar/c$ , ассоциированного с полем  $I^\alpha_\alpha$ .

При изучении слабых гравитационных волн в новой теории гравитации с ненулевой массой гравитонов обнаруживаются определенные отличия в сравнении с ОТО. Гравитационные волны, представленные как 4-мерным следом  $I^{\mu\nu}\eta_{\mu\nu}$  (гравитон спина 0), так и поляризацией гравитона спина 2, определенной пространственным следом  $H^{ik}\eta_{ik}$ , в отличие от ОТО, становятся существенными. Энергия и импульс, которые переносятся гравитационными волнами, получают добавочный вклад, кроме того, появляются дополнительные особенности в движении пробных частиц. Однако гравитационно-волновые решения, их энергетические характеристики и наблюдаемые предсказания ОТО полностью эквивалентны безмассовому пределу  $\alpha \rightarrow 0$ ,  $\beta \rightarrow 0$ .

Модификации типа Фирца-Паули [32] соответствует соотношение  $k_1 + k_2 = 0$ , для которого  $\beta^2 \rightarrow \infty$  (см. (7.9)), а полная система (7.4) в этом случае эквивалентна

$$I^\alpha_\alpha = 0, \quad \bar{D}^\alpha_\alpha I^{\mu\nu} + 4k_1 I^{\mu\nu} = 0, \quad \bar{D}_\nu I^{\mu\nu} = 0.$$

Даже в пределе  $\alpha \rightarrow 0$  остаются неисчезающие «сопутствующие моды» движения пробных частиц в плоскости волнового фронта. Дополнительная компонента движения дает добавочный поток энергии от источника того же порядка, что и поток энергии в ОТО. Как минимум, это противоречит гравитационно-волновым наблюдениям за

двойными пульсарами, которые считаются достоверными [35]. Поэтому, видимо, такие теории должны быть отвергнуты [23].

В [23] полные нелинейные уравнения (7.3) были проанализированы с точки зрения решений для черных дыр и космологических решений. Для статически симметричных решений в вакууме существуют три независимых уравнения из (7.3), в отличие от ОТО, где их два. Рассмотрение упрощается, если предположить  $\alpha = \beta$ , однако все качественные выводы сохраняются для  $\alpha \neq \beta$ . Комбинируя аналитическую и численную технику, Бабак и Гришук показали, что решение новой теории с ненулевой массой гравитонов практически неотлично от решения ОТО для всех  $2M \ll R \ll 1/\alpha$ , где  $R$  и  $M$  – параметры радиуса и массы в решении Шварцшильда. Для  $R$  больших чем  $1/\alpha$ , решение приобретает форму юкавского потенциала. Поэтому авторы [23] квалифицируют гравитационное действие в своей теории как ограниченное по дальности (*finite-range gravity*). Решение новой теории также сильно отличается от решения ОТО вблизи  $R = 2M$ . В отличие от ОТО, в которой при  $R = 2M$  формируется горизонт событий шварцшильдовской черной дыры, в этой модели гравитации он не возникает совсем, а решение гладко уходит в область  $R < 2M$  и продолжается вплоть до истинной сингулярности при  $R = 0$ . Так как  $\alpha M$  может быть как угодно малым, красное смещение при  $R = 2M$  может быть сколь угодно большим, но будет оставаться конечным в отличие от решения в ОТО. Бесконечное красное смещение достигается лишь на сингулярности  $R = 0$ . Касаясь астрофизических предсказаний новой теории, отметим прежде всего, что все выводы, относящиеся к существованию горизонтов черных дыр, должны быть пересмотрены. Удивительно, что само существование черных дыр оказалось нестабильным при введении сколь угодно малого массового параметра, комптоновская длина волны которого может в принципе превышать современный хаббловский радиус.

В рамках теории с ненулевой массой гравитонов были найдены и проанализированы также однородные и изотропные решения [23]. Материальные источники взяты в виде идеальной жидкости с заданными уравнениями состояния. Существует два независимых полевых уравнения из набора (7.3), в отличие от ОТО, где такое уравнение всего лишь одно. Если масса гравитона со спином 0 исчезает:  $\beta^2 = 0$ , то космологическое решение совпадает с решением ОТО, независимо от  $\alpha$ , то есть от массы гравитона со спином 2. Это не удивительно в силу максимальной пространственной симметрии задачи. Затем для  $\beta^2 \neq 0$  был рассмотрен технически более простой случай:  $4\beta^2 = \alpha^2$ , который изучен в деталях [23]. Качественные результаты не изменяются для  $4\beta^2 \neq \alpha^2$ . Используя совместно аналитические и численные методы, авторы продемонстрировали, что массивное решение имеет



длительный интервал эволюции, практически совпадающий с решением Фридмана в ОТО. Отклонения становятся чрезвычайными в очень ранние и очень поздние эпохи. Так, неограниченное расширение заменяется регулярными максимумами масштабного фактора, а начальная сингулярность заменяется регулярными минимумами. Чем меньше  $\beta$ , тем выше максимум и глубже минимум, то есть сколь угодно малый массовый член в (7.1) вызывает осцилляции масштабного фактора.

В общем случае структура лагранжиана (7.1) не предполагает «массовой» интерпретации. Тогда, если предположить, что  $\alpha^2$  и  $\beta^2$  отрицательны, то введенные члены будут имитировать действие положительного космологического  $\Lambda$ -члена и вызовут ускоренное расширение вселенной. Это может оказаться полезным в свете современных наблюдений [36].

## 8. Замечания

Из множества подходов в исследовании сохраняющихся величин в ОТО, в силу сложности задачи, не следует безоговорочно отдавать предпочтение какому-либо *единственному* методу. Но, разумеется, выбранный метод должен удовлетворять существующим общепринятым тестам для получаемых выражений. Как правило, в приложениях требуются а) положительность плотности энергии слабых гравитационных волн [1]; б) нормальное отношение полной массы и углового момента в решении Керра [28]; в) стандартные сохраняющиеся величины [2] для изолированной системы как на пространственной, так и на изотропной бесконечности. Полевая формулировка разделов 2 и 3, назовем ее обычной – ОПФ, и модификация Бабака и Грищука в разделе 5 – обе удовлетворяют этим очевидным ограничениям. Поэтому на таком основании нельзя сделать выбора в пользу одного из подходов.

Во Введении изложены причины, почему важно изучать возмущения на произвольных фонах, а законы сохранения выражать через сохраняющиеся токи – дивергенции от суперпотенциалов. ОПФ была разработана исходя из этих требований. Отличное мнение Бабака и Грищука состоит в том, что достаточно использовать фоновое пространство Минковского. Это имеет свои весомые объяснения. Все современные «прямые» эксперименты, а также упомянутые выше теоретические ограничения а) – в), используют как основу плоский фон. Кроме того, полевая формулировка в состоянии описать произвольно искривленные и топологически нетривиальные решения ОТО в виде полевых конфигураций на плоском фоне (см. [9–10]). Отдавая должное позиции этих авторов, отметим, что нет принципиальных доводов

и против дальнейшей разработки модифицированной формулировки Бабака и Грищука на произвольно искривленных фонах, с построением законов сохранения с помощью суперпотенциалов.

Коснемся также требования иметь только первые производные в тензоре энергии-импульса, из которого следует модификация [22]. Одно из его главных оснований – необходимость корректной постановки начальной задачи. Оказывается, что как минимум с этой точки зрения,  $\hat{i}_{\mu\nu}^s$  в (2.10) и ток  $\hat{j}^\mu$  в (3.11) с (3.12) в рамках ОПФ не вызывают критики. Действительно, использование динамических и фоновых уравнений в нулевой компоненте  $\hat{j}^0$  приводит к ее зависимости лишь от *первых временных* производных  $\hat{j}^{\mu\nu}$  [20, 21]. То есть для корректного определения на начальной гиперповерхности интегралов типа (3.6) достаточно начальных координат и скоростей, как и должно быть для физической системы с уравнениями второго порядка.

Бабак и Грищук приводят довольно обширную библиографию работ, в которых изучается возможность рассматривать гравитоны с ненулевой массой покоя, и обсуждение этих работ [23]. Упомянем здесь статью Виссера [37]. Ясно, что включение ненулевой массы гравитонов должно приводить к неэйнштейновской теории. Виссер, анализируя основания ОТО, констатирует, что самым «безболезненным» их нарушением оказывается включение фоновой метрики, и реализует эту возможность. Таким образом, философия работ [23] и [37] совпадает. Преимущество подхода [23] в том, что, используя полевую формулировку ОТО, он позволяет подойти к проблеме с более общих позиций. Так, линейные уравнения Виссера являются частным случаем линейных уравнений Бабака и Грищука для  $\alpha = \beta$ . Но начиная со второго порядка, уравнения в [23] и в [37] даже для  $\alpha = \beta$  расходятся. Причина в том, что в качестве исходных возмущений Виссер использует возмущения  $\hat{h}_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \bar{g}_{\mu\nu}$ , в то время как Бабак и Грищук используют  $I^{\mu\nu}$ , как это определено выше. Интересно, что эта же причина ведет к отличиям в определении тензора энергии-импульса (см. раздел 4). Несмотря на эти различия, качественно предсказания обоих вариантов [23] и [37] совпадают.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория поля* (М.: Наука, 1988).
- [2] Ч. Мизнер, К. Торн, Дж. Уилер, *Гравитация*, (М.: Мир., 1977).
- [3] Б.С. Девитт, *Динамическая теория групп и полей* (М.: Наука, 1987).
- [4] R. Schoen & S.-T. Yau, *Commun. Math. Phys.*, 65, 45 (1979); 79, 231 (1981).

- [5] L.B. Szabados, *Living Reviews in Relativity*, 7, 4 (2004) ([www.livingreviews.org/](http://www.livingreviews.org/)).
- [6] L.P. Grishchuk, in: *Carrent Topics in Astrofundamental Physics*, Eds : Sanches N. and Zichichi A. (World Scientific, 1992) pp 435–462.
- [7] S. Deser, *Gen. Relat. Grav.* 1, 9 (1970).
- [8] L.P. Grishchuk, A.N. Petrov & A.D. Popova, *Commun. Math. Phys.* 94, 379 (1984).
- [9] Л.П. Грищук, А.Н. Петров, *Письма АЖ*, 12, 429 (1986).
- [10] A.N. Petrov, *Astron. Astrophys. Trans.*, 1, 195 (1992).
- [11] A.D. Popova & A.N. Petrov, *Int. J. Mod. Phys. A*, 8, 2683 (1993); 8, 2709 (1993).
- [12] A.N. Petrov & A.D. Popova, *Int. J. Mod. Phys. D*, 3, 461 (1994); *Gen. Relat. Grav.* 26, 1153 (1994).
- [13] A.N. Petrov & J.V. Narlikar, *Found. Phys.* 26, 1201 (1996); Erratum, *Found. Phys.* 28, 1023 (1998).
- [14] A.N. Petrov, *Int. J. Mod. Phys. D*, 4, 451 (1995); 6, 239 (1997).
- [15] Я.Б. Зельдович, Л.П. Грищук, *УФН*, 149, 695 (1986); 155, 517 (1988).
- [16] Л.П. Грищук, *УФН*, 160, 147 (1990).
- [17] J.B. Pitts & W.C. Schieve, a) *Gen. Relat. Grav.* 33, 1319 (2001); b) “Null cones in Lorentz-covariant general relativity”, arXiv: gr-qc/0111004.
- [18] A.N. Petrov, *Class. Quantum Grav.*, 10, 2663 (1993).
- [19] A.D. Popova & A.N. Petrov, *Int. J. Mod. Phys. A*, 3, 2651 (1988).
- [20] A.N. Petrov & J. Katz, *Proc. R. Soc. London A*, 458, 319 (2002).
- [21] А.Н. Петров, *Вестник Моск. Унив. Физ. Астрон.*, No. 1, 18 (2004).
- [22] S.V. Babak & L.P. Grishchuk, *Phys. Rev. D*, 61, 24038 (2000).
- [23] S.V. Babak & L.P. Grishchuk, *Int. J. Mod. Phys. D* 12, 1905 (2003).
- [24] N. Rosen, *Phys. Rev.*, 57, 147, 150 (1940).
- [25] А.З. Петров, *Новые методы в общей теории относительности* (М.: Наука, 1966).
- [26] L.F. Abbott & S. Deser, *Nuclear Phys.* B195, 76 (1982).
- [27] S. Deser, *Class. Quantum Grav.*, 4, 99 (1987).
- [28] J. Katz, J. Bičák & D. Lynden-Bell, *Phys. Rev. D*, 55, 5759 (1997).

- [29] A. Papapetrou, *Proc. R. Irish Ac.* 52, 11 (1948).
- [30] J. Traschen & D.M. Eardley, *Phys. Rev. D*, 34, 1665 (1986); J.-P. Uzan, N. Deruelle & N. Turok, *Phys. Rev. D*, 57, 7192 (1998);
- [31] D.C. Boulware & S. Deser, *Ann. Phys.*, 89, 193 (1975).
- [32] M. Fierz & W. Pauli, *Proc. R. Soc. A*, 173, 211 (1939).
- [33] V.I. Ogievetsky & I.V. Polubarinov, *Ann. Phys.*, 35, 167 (1965).
- [34] H. van Dam & M. Veltman, *Nucl. Phys. B*, 22, 397 (1970).
- [35] J.H. Taylor, *Rev. Mod. Phys.*, 66, 711 (1994).
- [36] А.Д. Чернин, *УФН*, 171, 1153 (2001).
- [37] M. Visser, *Gen. Relat. Grav.*, 30, 1717 (1998).

# ВОЗМОЖНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ФОНА ГРАВИТОНОВ<sup>1</sup>

Михаил Анисимович Иванов

*Кафедра физики Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники, у. П. Бровка 6, 220027, Минск, Беларусь.*

*E-mail: ivanovma@gw.bsuir.unibel.by*

Рассмотрены возможные эффекты, которые могли бы быть обусловлены гипотетическим сверхсильным взаимодействием фотонов или массивных тел с отдельными гравитонами фона гравитонов. Если полные величины космологических красных смещений обусловлены таким взаимодействием, то дальность по светимости в плоской нерасширяющейся вселенной как функция красного смещения очень похожа на специфическую функцию, соответствующую данным Риса и др. по космологии сверхновых. С другой стороны, в этом случае каждое массивное тело, медленно движущееся относительно фона, испытывало бы постоянное ускорение, пропорциональное постоянной Хаббла, того же порядка, что и малое дополнительное ускорение зондов «Пионер» 10, 11.

PACS: 98.70.Vc, 98.60.Eg, 04.60.+n, 95.55.Pe

## 1. Введение

В стандартной космологической модели [1], как и в инфляционных космологических моделях [2], красные смещения удаленных объектов объясняются расширением вселенной. Модель расширения дает точную зависимость расстояния  $r$  от наблюдателя до источника от красного смещения  $z$ . Имеется известная неопределенность оценок постоянной Хаббла  $H$  из-за трудностей установления шкалы космологических расстояний, независимой от красных смещений [3, 4]. В настоящее время, как многие считают, нет очевидных наблюдательных фактов, требующих некой альтернативной модели для интерпретации природы красных смещений. Но нельзя исключить, что эффект может иметь недоплеровскую природу.

В альтернативных космологических моделях, известных как модели «уставшего света», космологические красные смещения рассматриваются именно как недоплеровский эффект. Предложено несколько механизмов потерь энергии фотонами [5, 6]. Существуют различные мнения, какая космологическая модель наилучшим обра-

---

<sup>1</sup>Перевод статьи: M.A. Ivanov, *General Relativity and Gravitation*, **33**, 479-490 (2001); Erratum: **35**, 939 (2003); [astro-ph/0005084 v2]. В настоящем переводе ошибки исправлены.

зом соответствует существующим астрофизическим данным по некоторым видам космологических тестов (сравните, например [7, 8] с [6]).

В этой статье рассматриваются возможные проявления фона гравитонов в случае гипотетического сверхсильного гравитационного квантового взаимодействия. С одной стороны, автор приводит доводы, что квантовое взаимодействие фотонов с фоном гравитонов также могло бы приводить к красным смещениям удаленных объектов. Гипотеза о существовании фона гравитонов рассматривается автором как независимая от стандартной космологической модели. Нельзя утверждать, что такое взаимодействие является единственной причиной красных смещений. Возможно, оно дает только малый вклад в величину эффекта. Но нельзя исключить возможности, что такое взаимодействие с фоном гравитонов может быть достаточным для объяснения эффекта без привлечения гипотезы большого взрыва. Сравнивая предсказания своей модели с данными по космологии сверхновых Риса и др. [9], автор находит здесь хорошее согласие между моделью красного смещения и наблюдениями.

С другой стороны, здесь показано, что любое массивное тело с ненулевой скоростью  $v$  относительно изотропного фона гравитонов должно испытывать постоянное ускорение. Если предположить, что полная амплитуда красного смещения обусловлена таким квантовым взаимодействием с одиночными гравитонами, то это ускорение будет иметь тот же порядок величины, что и малое дополнительное ускорение космических зондов НАСА («Пионер» 10/11, «Галилео», «Улисс»), о котором сообщила группа Андерсона [10].

Известно, что гравитационное взаимодействие между двумя частицами на большом расстоянии является очень слабым. Можно ожидать, что его безразмерная «постоянная» связи, которая могла бы быть аналогом постоянной связи КЭД  $\alpha = 1/137$ , может быть пропорциональна  $E_1 E_2 / E_{pl}^2$ , где  $E_1$  и  $E_2$  – энергии частиц,  $E_{pl} = 10^{19}$  ГэВ – планковская энергия (т.е. упомянутая «постоянная» есть билинейная функция энергий частиц). Может ли такое взаимодействием с гравитонами затормозить большой космический зонд или хотя бы дать наблюдаемое красное смещение? Мы должны учесть, что мы мало знаем о квантовой гравитации (смотрите, например, [11]). В настоящее время ее полной теории не существует. Предел слабого поля успешно исследован в контексте линеаризованной гравитации [12]. В этом приближении гравитоны рассматривают без самодействия, сравнивая их энергии с планковской шкалой. Объединенные теории, включающие гравитацию, содержат, как правило, большой спектр ненаблюдаемых частиц [13, 14].

Ньютоновская гравитационная постоянная  $G$  характеризует взаимодействие на макроуровне. Но на этом уровне – с квантовой точки

зрения – взаимодействие может быть сверхсильным. Например, если мы рассмотрим две звезды с массами Солнца как «частицы», то для этого случая безразмерная «постоянная» будет равна  $10^{72}$ . Конечно, это означает всего лишь, что взаимодействие между такими «частицами» нельзя рассматривать как результат обмена одиночными гравитонами. Из-за самодействия гравитонов возможные фейнмановские диаграммы должны быть сложными и должны содержать массу пересекающихся цепочек вершин. Из-за этого ньютоновская постоянная  $G$ , возможно, может быть много меньше неизвестной постоянной, характеризующей отдельный акт взаимодействия.

Все рассмотренные эффекты зависят от эквивалентной температуры  $T$  фона гравитонов, которая неизвестна вне стандартных космологических моделей, основанных на гипотезе большого взрыва. Но нужно учитывать, что известные оценки интенсивности фона классических гравитационных волн совместны со значениями этой эквивалентной температуры, которые не превышают нескольких градусов Кельвина [15, 16, 17]. Вероятно, будущие детекторы гравитационных волн (для низких частот  $\sim 10^{-3} \Gamma_H$ ) дадут более точные оценки [18]–[21].

## 2. Потери энергии фотонов из-за взаимодействия с фоном гравитонов

Введем гипотезу, которую будем рассматривать здесь как независимую от стандартной космологической модели: существует изотропный фон гравитонов. Тогда возможно рассеяние фотонов на гравитонах  $\gamma + h \rightarrow \gamma + h$ , где  $\gamma$  – фотон и  $h$  – гравитон, если один из гравитонов является виртуальным. Закон сохранения энергии-импульса запрещает передачу энергии свободным гравитонам.

Средние потери энергии фотоном с энергией  $E$  на пути  $dr$  будут равны

$$dE = -aE dr, \quad (1)$$

где  $a$  – некоторая постоянная. Здесь принято во внимание, что гравитационный «заряд» фотона должен быть пропорциональным  $E$  (это дает множитель  $E^2$  в сечении) и что нормировка фотонной волновой функции дает множитель  $E^{-1}$  в сечении. Мы предположили также, что средняя потеря энергии фотоном  $\bar{\omega}$  в одном акте взаимодействия мала по сравнению с энергией фотона  $E$ . Следует отождествить  $a = H/c$ , где  $c$  есть скорость света, чтобы иметь закон Хаббла для малых расстояний [22].

Энергия фотона  $E$  должна зависеть от расстояния от источника  $r$  как

$$E(r) = E_0 \exp(-ar), \quad (2)$$

где  $E_0$  – начальное значение энергии.

Выражение (2) имеет такой вид только при выполнении условия  $\bar{\omega} \ll E(r)$ . Фотоны с очень малой энергией могут терять или приобретать энергию, изменяя свое направление распространения после рассеяния. Рано или поздно такие фотоны должны прийти в термодинамическое равновесие с фоном гравитонов, вливаясь в свой собственный фон. Возможно, мы знаем последний как фон реликтового излучения [23, 24].

Из выражения (2) следует, что точная зависимость  $r(z)$  имеет вид:

$$r(z) = \ln(1+z)/a, \quad (3)$$

если взаимодействие с фоном гравитонов является единственной причиной красного смещения. Видим, что это красное смещение не зависит от частоты света. Для малых  $z$  зависимость  $r(z)$  будет линейной.

Выражения (1)–(3) появляются и в других моделях «уставшего света» (сравните с [6]). В нашем случае они следуют из возможного существования изотропного фона гравитонов, квантовой электродинамики и того факта, что гравитационный «заряд» фотона должен быть пропорциональным  $E$ .

### 3. Дополнительное ослабление потока фотонов за счет нелобовых столкновений с гравитонами

Взаимодействие фотонов с фоном гравитонов будет приводить к дополнительному ослаблению потока фотонов, обусловленному передачей поперечной компоненты импульса некоторым фотонам. Средние потери энергии потока фотонов на пути  $dr$  должны быть пропорциональны  $badr$ , где  $b$  есть постоянная порядка 1. Эти потери связаны с выбыванием части фотонов с направления источник-наблюдатель. Такое ослабление совместно с красным смещением будет давать связь между видимым диаметром объекта и его светимостью (т.е. отношение видимого углового диаметра объекта к корню квадратному из видимой светимости), отличающуюся от такой связи в стандартной космологической модели.

Будем считать, что в случае нелобового столкновения гравитона с фотоном последний выбывает из потока фотонов, регистрируемого



удаленным наблюдателем (предположение узкого пучка лучей). Тогда мы получим следующую оценку множителя  $b$ :

$$b = 3/2 + 2/\pi = 2,137. \quad (4)$$

Здесь предполагается, что сечение взаимодействия модифицируется множителем  $|\cos \alpha|$ , где  $\alpha$  – угол между волновыми векторами фотона и гравитона, налетающего на него из передней или задней полусферы. Чтобы усреднить по углу  $\alpha$ , нужно учесть зависимость потока гравитонов, падающего на выделенную площадку (сечение), от угла  $\alpha$ . Таким образом, в простейшем случае однородной нерасширяющейся вселенной с евклидовым пространством мы будем иметь величину

$$(1+z)^{(1+b)/2} \equiv (1+z)^{1,57}$$

в связи видимый диаметр объекта – светимость, если все красное смещение обусловлено таким взаимодействием с фоном (вместо  $(1+z)^2$  для однородной расширяющейся вселенной). Конечно, эта величина может быть модифицирована эволюционными эффектами. Для близких источников оценка множителя  $b$  будет больше приведенной.

#### 4. Сравнение модели красного смещения с данными по космологии сверхновых

В случае плоской нерасширяющейся вселенной ослабление потока фотонов можно охарактеризовать множителем  $b$ , так что дальность по светимости  $D_L$  [9] в нашей модели будет равна:

$$D_L = a^{-1} \ln(1+z) \cdot (1+z)^{(1+b)/2} \equiv a^{-1} f_1(z; b), \quad (5)$$

где  $z$  – красное смещение. Теоретическая оценка  $b$  дает:  $b = 3/2 + 2/\pi = 2,137$ . Таким образом, красное смещение

$$z = \exp(ar) - 1 \quad (6)$$

дальность по светимости  $D_L$  в этой модели характеризуются двумя параметрами:  $H$  и  $b$  ( $r$  – геометрическое расстояние). Можно ввести эффективную постоянную Хаббла

$$H_{\text{eff}} \equiv cdz/dr. \quad (7)$$

В нашей модели

$$H_{\text{eff}} = H \cdot (z+1); \quad (8)$$

на языке расширения это можно интерпретировать как «текущее торможение расширения».

Данные по космологии сверхновых с большими  $z$  [9] дают нам возможность оценить  $H$  в нашей модели. Вместо прямой обработки данных, мы можем использовать одну из лучших подгонок данных по сверхновым с помощью функции  $D_L(z; H_0, \Omega_M, \Omega_\Lambda)$  из [9] (см. формулу (2) в [9]) с  $\Omega_M = -0.5$  и  $\Omega_\Lambda = 0$ , причем в оригинальной работе подгонка с таким набором параметров является нефизической. Для  $1 - \Omega_M > 0$  и  $1 + \Omega_M z > 0$  функция  $D_L(z; H_0, \Omega_M, \Omega_\Lambda)$  будет равна (см. интеграл в [25]):

$$D_L = a^{-1}(1+z)m^{-1} \sinh(\ln|(k-m)/(k+m)| - \ln|(1-m)/(1+m)|) \equiv \\ \equiv a^{-1} f_2(z; \Omega_M, \Omega_\Lambda), \quad (9)$$

где  $m \equiv (1 - \Omega_M)^{1/2}$ ,  $k \equiv (1 + \Omega_M z)^{1/2}$ . Принимая  $b = 2,137$ , мы можем найти  $H$  из соотношения:

$$HD_L/H_0 D_L = f_1(z; b)/f_2(z; \Omega_M, \Omega_\Lambda), \quad (10)$$

где  $H_0$  есть оценка постоянной Хаббла из [9] (смотрите Табл. 1). Видим, что  $H/H_0 \approx const$ , отклонение  $(H - \langle H \rangle) / \langle H \rangle$  от среднего значения  $\langle H \rangle = 1,09H_0$  меньше чем  $\pm 5\%$ .

Таблица 1

## Сравнение с данными по сверхновым

Z	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$f_1$	0,11	0,24	0,39	0,57	0,76	0,98	1,22	1,48	1,75	2,05
	0	2	6	0	5	3	2	0	9	8
$f_2$	0,10	0,21	0,35	0,51	0,67	0,86	1,07	1,30	1,56	1,85
	3	9	9	1	7	3	4	1	5	4
$H/H_0$	1,06	1,10	1,10	1,11	1,13	1,13	1,13	1,13	1,12	1,11
	8	5	3	5	0	9	8	8	4	0

Это значит, что модель хорошо согласуется с данными по космологии сверхновых. Это согласие не станет хуже, если мы будем оценивать оба параметра, напрямую подгоняя нашу двухпараметрическую функцию  $D_L(z; H, b)$  к этим данным.

Если допустить, что  $f_1(z; b)$  описывает результаты наблюдений в расширяющейся вселенной, то можно было бы заключить, что она является «ускоряющейся». Но правильное заключение может оказаться странным: наша вселенная не расширяется, а красные смещения имеют описанную недоплеровскую природу.

## 5. Другие возможности проверить предположение о локальной природе красных смещений

Если бы красные смещения удаленных объектов вызывались такой локальной причиной как взаимодействие фотонов с фоном гравитонов, то спектр излучения сверхстабильного лазера после линии задержки также имел бы небольшое красное смещение. Это дает нам надежду провести прямую проверку предположения о локальной природе красных смещений на Земле после создания сверхстабильных лазеров с нестабильностью  $\sim 10^{-17}$  [26], а также оптических линий задержки с задержкой  $\sim 10$  с [27].

Дискретный характер потерь энергии фотоном при взаимодействии с гравитонами может вызвать специфическую деформацию спектра излучения сверхстабильного лазера в линии задержки: возле спектральной линии может появиться ступенька со стороны низких частот [28]. Такие ступеньки могут также появляться рядом с узкими спектральными линиями удаленных объектов. Ширина ступеньки должна линейно расти с ростом  $z$ . Для удаленных объектов этот дополнительный эффект вызывался бы многократными взаимодействиями малой части фотонов с фоном гравитонов. Этот эффект будет наблюдаемым, если  $\bar{\omega}$  будет сравнима с шириной спектральной линии, красное смещение которой измеряется.

Установление космологической шкалы расстояний, независимой от красных смещений, позволило бы проверить выражение (3) или его следствие:

$$r_1/r_2 = \ln(1+z_1)/\ln(1+z_2), \quad (11)$$

где  $r_1$  and  $r_2$  – расстояния до источников 1 и 2,  $z_1$  и  $z_2$  – их красные смещения.

Из (6) при малых  $ar$  следует, что

$$z = ar + (ar)^2/2 + (ar)^3/6 + \dots, \quad (12)$$

где  $a = H/c$ . Оценки коэффициентов при  $r^2, r^3, \dots$ , которые можно было бы получить из анализа астрофизических данных для малых  $z$ , можно будет сравнить с их значениями из (12) (см. [29]). Канадско-французский обзор красных смещений [30] может служить примером большой статистики, которая могла бы сделать реальным такое сравнение.

Можно проверить пропорциональность отношения видимого углового диаметра объекта к корню квадратному из видимой светимости величине  $(1+z)^{1.57}$ , что имело бы место для однородной нерасширяющейся вселенной с квазиевклидовым пространством. Следует

помнить, что эволюционные эффекты могли бы изменить значение этого отношения.

Для проверки такой локальной природы красных смещений были бы полезны также перспективные программы накопления большой статистики по красным смещениям квазаров на основе эффекта микролинзирования [31].

## 6. Торможение массивных тел фоном гравитонов

Как сообщила группа Андерсона [10], зонды глубокого космоса НАСА («Пионер» 10/11, «Галилео» и «Улисс») испытывают малое дополнительное постоянное ускорение, направленное к Солнцу. В настоящее время возможная природа эффекта неизвестна. Здесь нужно отметить, что сообщаемое направление дополнительного ускорения может быть результатом простейшего предположения, принятого авторами для обеспечения хорошей подгонки для всех зондов. Нужно сравнить различные гипотезы, чтобы выбрать дающую наилучшую подгонку.

Здесь мы рассмотрим торможение массивных тел, которое могло бы давать похожую деформацию траекторий космических зондов. Это торможение могло бы быть результатом взаимодействия массивных тел с фоном гравитонов, но такое дополнительное ускорение будет направлено против скорости тела.

Из универсальности гравитационного взаимодействия следует, что не только фотоны, но и все другие объекты, движущиеся относительно фона, также должны терять свою энергию из-за такого квантового взаимодействия с гравитонами. Если  $a = H/c$ , то оказывается, что массивные тела должны чувствовать постоянное ускорение того же порядка по величине, что и малое дополнительное ускорение космических зондов.

Пусть теперь  $E$  обозначает полную энергию движущегося тела, которое имеет скорость  $v$  относительно фона. Тогда потери энергии тела при взаимодействии с фоном гравитонов (за счет лобовых столкновений с гравитонами) на пути  $dr$  могут быть выражены той же формулой (1):

$$dE = -aE dr,$$

где  $a = H/c$ . Если  $dr = v dt$ , где  $t$  — время, и  $E = mc^2/\sqrt{1-v^2/c^2}$ , мы получим для ускорения тела  $w \equiv dv/dt$  при ненулевой скорости:

$$w = -ac^2(1-v^2/c^2). \quad (13)$$

Мы предполагаем здесь, что нелобовые столкновения с гравитонами вызывают только случайные флуктуации направления скорости массивного тела, которыми можно пренебречь. Для малых скоростей:

$$w = -Hc. \quad (14)$$

Если постоянная Хаббла  $H$  равна  $1,6 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ , это ускорение будет равно

$$w = -4,8 \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2, \quad (15)$$

что соответствует примерно половине наблюдаемого дополнительного ускорения зондов НАСА.

Здесь следует подчеркнуть, что ускорение  $w$  направлено против скорости тела только в специальной системе отсчета (в которой фон гравитонов изотропен). В других системах отсчета его направление найдем, используя формулы преобразования для ускорения (см. [29]). Можно принять, что фон гравитонов и фон реликтового излучения изотропны в одной системе отсчета (скорость Земли относительно фона реликтового излучения была определена в [32]).

Чтобы проверить нашу гипотезу о природе дополнительного ускорения зондов, можно было бы повторно проанализировать данные доплеровского радиослежения за зондами. Необходимо найти скорость специальной системы отсчета и постоянное ускорение  $w$  в этой системе, которое должно быть отрицательным, как описано выше. Эти два параметра должны обеспечивать наилучшую подгонку для всех зондов, если наша гипотеза верна. В таком случае можно получить независимую оценку постоянной Хаббла, основанную на измеренном значении дополнительного ускорения зондов:  $H = |w|/c$ .

Под влиянием такого малого дополнительного ускорения  $w$  зонд должен двигаться по деформированной траектории. Ее вид будет определяться малым кажущимся отклонением от точных законов сохранения энергии и момента импульса не полностью замкнутой системы тел, которую мы будем иметь, если пренебрежем фоном гравитонов. Например, «Улисс» должен проходить немного ближе к Солнцу, когда он огибает его. Это может быть интерпретировано как дополнительное ускорение, направленное к Солнцу, если мы будем думать, что имеем дело с замкнутой системой тел.

Очень важно понять, почему такое ускорение не наблюдается для планет. Это ускорение будет иметь разные направления при движении тела по замкнутой орбите. В результате орбита должна деформироваться. Возможно, что эффект смещения перигелия общей теории относительности [33] мог бы приводить к частичной компенсации среднего влияния рассмотренного ускорения за большое время. Этот вопрос требует дальнейшего изучения.

## 7. Оценки сечения и новых постоянных, которые характеризовали бы взаимодействие с одиночными гравитонами

Допустим, что полная амплитуда красного смещения обусловлена взаимодействием с одиночными гравитонами. Если  $\sigma(E, \omega)$  – сечение взаимодействия при лобовых столкновениях фотона с энергией  $E$  с гравитоном, имеющим энергию  $\omega$ , то мы фактически считали (см. (1)), что

$$\frac{d\sigma(E, \omega)}{E d\Omega} = \text{const}(E),$$

где  $d\Omega$  есть элемент телесного угла, а функция  $\text{const}(x)$  имеет постоянное значение для любых  $x$ . Если  $f(\omega, T) d\Omega/2\pi$  есть спектральная плотность потока гравитонов в пределах  $d\Omega$  в любом направлении, т.е. интенсивность потока гравитонов равна интегралу  $(d\Omega/2\pi) \int_0^\infty f(\omega, T) d\omega$ ,  $T$  – эквивалентная температура фона гравитонов, то мы можем записать для постоянной Хаббла  $H = ac$ , введенной в выражении (1):

$$H = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\sigma(E, \omega)}{E} f(\omega, T) d\omega.$$

Если  $f(\omega, T)$  может быть описана формулой Планка для равновесного излучения, то

$$\int_0^\infty f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4,$$

где  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана [34]. Как носители гравитационного «заряда» (без рассмотрения спиновых свойств) гравитоны должны описываться точно так же, как и фотоны (сравните с [12]), т.е. для них можно записать:

$$\frac{d\sigma(E, \omega)}{\omega d\Omega} = \text{const}(\omega).$$

Введем теперь такую новую размерную постоянную  $D$ , что для лобовых столкновений:

$$\sigma(E, \omega) = D \cdot E \cdot \omega.$$

Тогда

$$H = \frac{1}{2\pi} D \cdot \bar{\omega} \cdot (\sigma T^4), \quad (16)$$

где  $\bar{\omega}$  – средняя энергия гравитонов.<sup>2</sup>

<sup>2</sup>Конец этого раздела в опубликованной в GRG версии статьи содержит грубые вычислительные ошибки автора. Здесь этот фрагмент заменен исправленным из Eprintum (см. также gr-qc/0207006 v2).

Принимая  $T \sim 3K, \bar{\omega} \sim 10^{-4}$  эВ, и  $H = 1,6 \cdot 10^{-18}$  с<sup>-1</sup>, мы получим следующую оценку для  $D$ :  $D \sim 10^{-27}$  м<sup>2</sup>/эВ<sup>2</sup>, что дает нам феноменологическую оценку сечения при равных энергиях  $E = \bar{\omega}$ :  $\sigma(E, \bar{\omega}) \sim 10^{-35}$  м<sup>2</sup>. Можно сравнить это значение с сечением квазиупругого рассеяния нейтрино на электронах [35], имеющего, например, порядок  $\sim 10^{-44}$  м<sup>2</sup> при энергии нейтрино около 6 ГэВ.

Введем новые постоянные:  $G_0, l_0, E_0$ , которые являются на этой новой шкале аналогами классических постоянных: постоянной Ньютона  $G$ , планковской длины  $l_{Pl}$  и планковской энергии  $E_{Pl}$  соответственно. Пусть

$$D \equiv (l_0/E_0)^2 = (G_0/c^4)^2,$$

где  $l_0 = \sqrt{G_0 \hbar / c^3}, E_0 = \sqrt{\hbar c^5 / G_0}$ .

Тогда для этих новых постоянных имеем:

$$G_0 \sim 1,6 \cdot 10^{39} \text{ м}^3/\text{кг с}^2, l_0 \sim 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ м}, E_0 \sim 1,6 \text{ кэВ}.$$

Если бы мы заменили  $G$  на  $G_0$ , то электростатическая сила, действующая между двумя протонами, была бы в  $\sim 2 \cdot 10^{13}$  раз меньше силы гравитационной при том же расстоянии.

Используя  $E_0$  вместо  $E_{Pl}$ , мы можем оценить новую безразмерную «постоянную» (билинейную функцию  $F$  и  $\omega$ )  $k$ , которая характеризовала бы один акт взаимодействия:  $k \equiv F \cdot \omega / E_0^2$ . Здесь следует вспомнить, что универсальность гравитационного взаимодействия позволяет ожидать, что эта плавающая «постоянная»  $k$  должна характеризовать взаимодействия любых частиц с энергией  $E$ , включая гравитоны, с одиночными гравитонами. Для  $E \sim 1$  эВ и  $\omega \sim 10^{-4}$  эВ мы имеем  $k \sim 4 \cdot 10^{-9}$ . Но при  $E \sim 25$  МэВ и  $\omega \sim 10^{-3}$  эВ мы будем иметь  $k \sim 10^{-2}$ , т.е.  $k$  будет сравнима с постоянной КЭД  $\alpha$ . Уже при  $E \sim \omega \sim 5$  кэВ такое взаимодействие имело бы ту же интенсивность, что и сильное взаимодействие ( $k \sim 10$ ).

## 8. Заключение

Независимо от описанной гипотезы можно ожидать, что прямая проверка природы красного смещения на Земле должна стать одной из главных работ для будущих сверхстабильных лазеров. В случае доплеровской природы красных смещений мы получим отрицательный результат для смещения частоты лазерного пучка после линии задержки. Такой отрицательный результат был бы важным экспериментальным непрямым подтверждением гипотезы большого взрыва. Для большинства людей в настоящее время положительный результат кажется невозможным. Но в случае такого неожиданного положитель-

ного результата лазерный эксперимент по красному смещению стал бы ключевым для космологии.

Можно ожидать, что объединение гравитации с физикой частиц потребует нестандартных решений, например введения многомерных пространств, в которых модель гравитации имеет основные симметрии стандартной модели [36]. С другой стороны, автор чувствует необходимость включения гравитации в модель составных фермионов для описания набора поколений и решения проблемы масс частиц [37].

Если дальнейшие исследования покажут, что аномальное ускорение зондов НАСА не может быть объяснено какими-нибудь техническими причинами, неучтенными в настоящее время, это даст большой толчок дальнейшему развитию физики частиц. Как данные по космологии сверхновых, так и открытие группы Андерсона могут изменить положение гравитации в иерархии известных взаимодействий и, возможно, дают нам новый шанс объединения их описания.<sup>3</sup>

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Weinberg S. *Gravitation and Cosmology*. John Wiley and Sons, 1972.
- [2] Линдэ А.Д. Успехи физических наук, **144**, 177 (1984).
- [3] Vaucouleurs G. De. ApJ, **159**, 435 (1970).
- [4] Bergh S. van der. Nature, **225**, 503 (1970).
- [5] Zwicky F. Proc. Nat. Acad. Sci., **15**, 773 (1929).
- [6] LaViolette P.A. ApJ, **301**, 544 (1986).
- [7] Pahre M.A. et al. ApJ, **456**, L79 (1996).
- [8] Phillips S. ApJ, **22**, No.4, 153 (1982).
- [9] Riess A.G. et al. AJ, **116**, 1009 (1998).
- [10] Anderson J.D. et al. Phys. Rev. Lett., **81**, 2858 (1998).
- [11] *Canonical gravity - from classical to quantum*. Eds. Ehlers, J., and Fridrich, H. Berlin, 1994.
- [12] Choi S.Y. et al. Phys. Rev. D, **48**, 2953; **48**, R5465 (1993); **51**, 2751 (1995).
- [13] Nieuwenhuizen, van P. Phys. Rep., **68**, 189 (1981).

<sup>3</sup> Одностраничное резюме более ранней версии этой статьи было представлено на Международной конференции по частицам и ядрам (PANIC'99), 10–16 июня 1999, Утсала, Швеция.



- [14] Green M.B., Schwarz J.H., Witten E. *Superstring Theory*.
- [15] Cambridge University Press, Cambridge, England, 1987. Mauceli E. et al. Phys. Rev. D, **54**, 1264 (1996).
- [16] Vinet, J.-Y. Phys. Rev. D, **54**, 1276 (1996).
- [17] McHugh M.P. et al. Phys. Rev. D, **54**, 5991 (1996).
- [18] Bradaschia C. et al. Nucl. Instrum. Methods, **A289**, 518 (1990).
- [19] Abramovici A. et al. Science, **256**, 325 (1992).
- [20] Danzmann K. et al. Internal Report MPQ, **190**, (1994).
- [21] Tinto M. Phys. Rev. D, **53**, 5354 (1996).
- [22] Hubble E.P., and Humason. ApJ, **74**, 43 (1931).
- [23] Penzias A.A., Wilson, R.W. ApJ, **142**, 419 (1965).
- [24] Smoot G.F. ApJ, **396**, L1 (1992).
- [25] Dwight H.B. *Tables of Integrals and Other Mathematical Data*. New York, The Macmillan Company, 1961.
- [26] Dehmelt H., and Nagorney W. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **85**, 7426 (1988).
- [27] Ivanov M.A. Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS'95), May 21–26, 1995, Baltimore, USA; paper number: QThG1.
- [28] Ivanov M.A. European Quantum Electronics Conference (EQEC'96), Sept. 8–13, 1996, Hamburg, Germany; paper number: QWD1.
- [29] Tolman R.C. *Relativity, Thermodynamics and Cosmology*. Oxford, Clarendon Press, 1969.
- [30] Crampton D. et al. ApJ, **455**, 96 (1995).
- [31] Gould A. ApJ, **455**, 37 (1995).
- [32] Conklin E.K. Nature, **222**, 971 (1969).
- [33] Misner C.W., Thorne K.S., Wheeler J.A. *Gravitation*. Freeman, San-Francisco, 1973.
- [34] Савельев И.В. *Курс общей физики*. Москва, Наука, 1987.
- [35] Окунь Л.Б. *Лептоны и кварки*. Москва, Наука, 1989, с.155.
- [36] Ivanov M.A. General Relativity and Gravitation, **31**, 1431 (1999); [gr-qc/0207017].
- [37] Ivanov M.A. Nuovo Cimento, **A105**, 77 (1992); [hep-th/0207210].

# КОСМОЛОГИЧЕСКОЕ КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ КАК КВАНТОВЫЙ ГРАВИТАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ <sup>1</sup>

Михаил Анисимович Иванов

*Кафедра физики Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники, у. П. Бровка 6, 220027, Минск, Беларусь.*

*E-mail: ivanovma@gw.bsuir.unibel.by.*

Космологическое красное смещение рассматривается как результат взаимодействия фотонов с фоном гравитонов, причем величина смещения определяется лобовыми столкновениями частиц, а нелобовые столкновения вызывают дополнительное ослабление светового потока. В статье приведены детали вычисления фактора такого дополнительного ослабления, обсуждается зависимость геометрической дальности и дальности по светимости от величины смещения. Приводится сравнение модели с последними наблюдательными данными по сверхновым.

## 1. Введение

Смещение спектров удаленных объектов в красную сторону было впервые обнаружено Слайфером в 1922 г. [1]. Хаббл установил линейную зависимость красного смещения от расстояния до объекта при небольших смещениях (закон Хаббла) [2]. В рамках нестатических моделей вселенной этот эффект интерпретируется как эффект Доплера, обусловленный разбеганием удаленных объектов от наблюдателя. Необходимые скорости разбегания впечатляют – например, квазар с красным смещением  $z = 3,74$  должен удаляться от нас со скоростью  $v = 0,94c$ , где  $c$  – скорость света.

В статье автора [3] (см. предыдущую статью в этом сборнике) показано, что фон гравитонов с невысокой эффективной температурой мог бы вызывать красное смещение наблюдаемой величины при условии, что гравитоны являются сверхсильно взаимодействующими частицами. Дополнительным эффектом при таком механизме смещения является специфическое ослабление светового потока от удаленного объекта, обусловленное нелобовыми столкновениями фотонов с гравитонами фона. Величина этого ослабления характеризуется фактором ослабления  $b$ . В этой статье приведены детали его вычисления.

---

<sup>1</sup>Статья принята к публикации в сборнике 31 мая 2004 г.

Обсуждается также, как выглядит вселенная для любого наблюдателя в результате двух эффектов – красного смещения, определяющего зависящий от фиолетовой границы спектра удаленных источников предельный радиус наблюдаемой области во вселенной, и ослабления световых потоков, определяющего зависящую от светимости источников границу еще меньшей доступной для наблюдений области. Проведено также сравнение модели с наблюдательными данными по сверхновым, включающими сравнительно большие красные смещения до  $z \sim 1,8$  из работы Риса и др. [4].

## 2. Как вычислить фактор ослабления $b$

В статье [3] детали вычисления множителя  $b$  были опущены, но они описаны в более позднем препринте [5].

Предположим, что при нелобовом столкновении гравитона с фотоном последний выбывает из потока фотонов, регистрируемого удаленным наблюдателем. Так как обе частицы имеют скорости, равные  $c$ , то сечение взаимодействия, «видимое» под углом  $\theta$  (см. Рис. 1), будет равно  $\sigma_0 |\cos\theta|$  если  $\sigma_0$  – сечение при лобовых столкновениях. Функция  $|\cos\theta|$  позволяет учесть и переднюю и заднюю полусферы, из которых налетают гравитоны. Кроме того, падающий на выделенную площадку (сечение) поток гравитонов зависит от угла  $\theta$ . Для отношения потоков имеем:

$$\Phi(\theta)/\Phi_0 = S_s/\sigma_0,$$

где  $\Phi(\theta)$  и  $\Phi_0$  – потоки, падающие на  $\sigma_0$  под углом  $\theta$  и нормально,  $S_s$  – площадь боковой поверхности усеченного конуса с основанием  $\sigma_0$ , показанного на рис. 1.

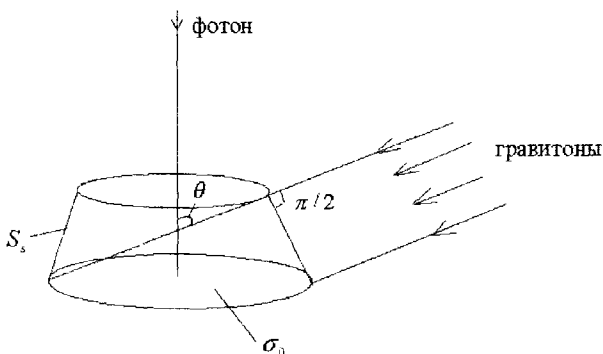


Рис. 1. При нелобовых столкновениях гравитонов с фотоном нужно вычислять площадь боковой поверхности конуса  $S_s$ .

В итоге для для множителя  $b$  получим выражение:

$$b = 2 \int_0^{\pi/2} \cos \theta \cdot (S_s / \sigma_0) \frac{d\theta}{\pi/2}. \quad (1)$$

При  $0 < \theta < \pi/4$  образующийся конус содержит самопересечения, так что  $S_s = 2\sigma_0 \cdot \cos \theta$ . Для  $\pi/4 \leq \theta \leq \pi/2$  имеем  $S_s = 4\sigma_0 \cdot \sin^2 \theta \cos \theta$ .

Вычисляя простые интегралы, получим значение фактора ослабления:

$$b = \frac{4}{\pi} \left( \int_0^{\pi/4} 2 \cos^2 \theta d\theta + \int_{\pi/4}^{\pi/2} \sin^2 2\theta d\theta \right) = \frac{3}{2} + \frac{2}{\pi} \approx 2,137, \quad (2)$$

которое было использовано в работе [3].

### 3. Пределы видимой части вселенной

Геометрическая дальность  $r(z)$  и дальность по светимости  $D_L(z)$  как функции красного смещения  $z$  описываются в этой модели формулами (3) и (5) из [3]:

$$r(z) = \ln(1+z)/a,$$

где  $a = H/c$ ,  $H$  – постоянная Хаббла, и

$$D_L(z) = a^{-1} \ln(1+z) \cdot (1+z)^{(1+b)/2} \equiv a^{-1} f_1(z).$$

Как показано в работе [6] (ее краткой версией является следующая статья автора в этом сборнике), в этой модели постоянные Ньютона и Хаббла связаны между собой, что дает для последней оценку:  $H = 3,026 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1} = 94,576 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$  при эффективной температуре фона гравитонов  $T = 2,7 \text{ К}$ . Ниже мы сравним последнюю функцию с наблюдательными данными по сверхновым из работы Риса и др. [4].

При таком значении  $H$  (естественная единица расстояний тогда равна  $1/H \approx 10,5$  миллиардов световых лет) на рис. 2, 3 показаны графики двух теоретических функций  $z$  в этой модели – геометрической дальности и дальности по светимости. Из рис. 2 видим, что для объектов с  $z \sim 10$ , которые в настоящее время уже наблюдаемы, в рамках этой модели следует ожидать геометрических дальностей порядка 25 миллиардов световых лет и дальностей по светимости порядка 1100 миллиардов световых лет.

Можно ожидать, что фон гравитонов находится в состоянии термодинамического равновесия с космическим микроволновым фоном и имеет такую же температуру. Сам микроволновой фон может возникать как результат охлаждения любого светового излучения при взаимодействии с фоном гравитонов до достижения этого равновесия. То-

гда для достижения самого края нашей космической «эйкумены» понадобится  $z \sim 1000$  (см. рис. 3).

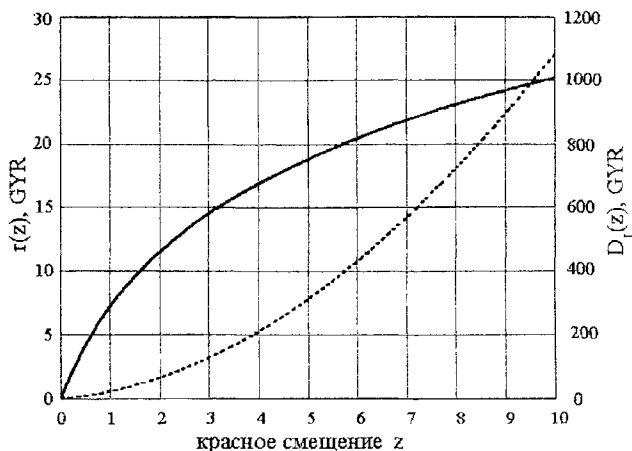


Рис. 2. Геометрическая дальность  $r(z)$  (сплошная линия) и дальность по светимости  $D_L(z)$  (пунктирная линия) – обе в миллиардах световых лет (GYR) – в этой модели как функции красного смещения  $z$ . Для постоянной Хаббла принята оценка:  $H = 3,026 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$

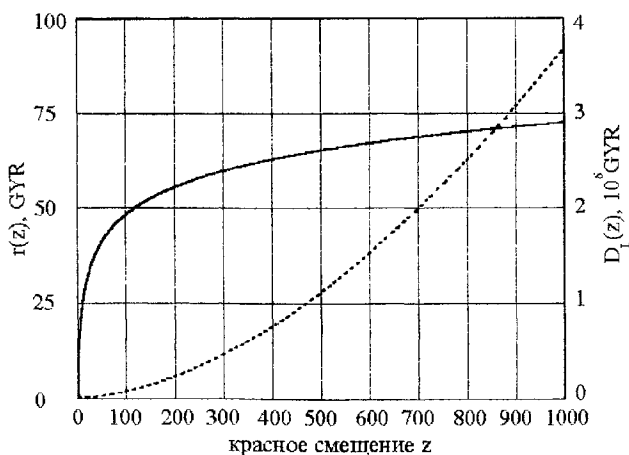


Рис. 3. Те же функции, что и на рис. 2 (все обозначения сохранены), но для огромного диапазона  $z$

В рамках этой модели всякий наблюдатель имеет в качестве границ своего локального мира две сферы, ограничивающих доступные для его наблюдений части вселенной, причем вселенная вне большей из этих сфер может быть и бесконечной – наблюдатель никогда этого не узнает. Радиус одной из этих сфер – внешней границы доступного наблюдению мира – определяется максимальными существующими температурами удаленных источников, или в более общем случае – фиолетовой границей их спектров излучения. При достаточно больших дальностях все источники будут маскироваться микроволновым фоновым излучением. Радиус меньшей сферы зависит от максимальных светимостей удаленных объектов, так как дальность по светимости растет с ростом красного смещения много быстрее, чем геометрическая дальность (см. рис. 3). Находящаяся за меньшей сферой часть вселенной будет для наблюдателя тонуть во тьме, пронизываемой только микроволновым фоном и фоном гравитонов. Повышая чувствительность своих приборов, наблюдатель может отодвигать эту ближнюю границу своего мира, но – в принципе – не дальше внешней сферы. Дальность по светимости в диапазоне от  $z=10$  до  $z=1000$  увеличивается более чем в 1000 раз, т. е. световой поток от объектов с одинаковой светимостью должен уменьшиться более чем в миллион раз. Поэтому возможности расширения пределов видимого мира за счет повышения чувствительности аппаратуры крайне малы. Характерной деталью этой картины является то, что каждый наблюдатель находится в центре видимой ему части вселенной. Из-за универсальности гравитационного взаимодействия эти ограничения касаются всех видов излучения, в том числе и гравитационного.

#### 4. Сравнение модели с данными по сверхновым типа Ia

В этой модели фон гравитонов рассматривается в плоском пространстве-времени, вселенная принимается нерасширяющейся, постоянная Хаббла не имеет отношения к скорости расширения или возрасту вселенной. В статье [3] проведено сравнение этой модели с подгонкой к наблюдательным данным по сверхновым типа Ia. В недавней важной статье Риса и др. [4] приведены данные наблюдений за такими сверхновыми, включающие и последние данные для объектов с  $z \sim 1,8$ . Сравним предсказания рассматриваемой модели с результатами этих наблюдений (см. [7]).

Принимаем  $b = 2,137$ . Считая постоянной, но неизвестной величину  $H$ , введем удобную при таком условии функцию  $\mu_0(z)$ , названную в [4] модулем дальности:

$$\mu_0(z) = 5 \log D_L(z) + 25.$$

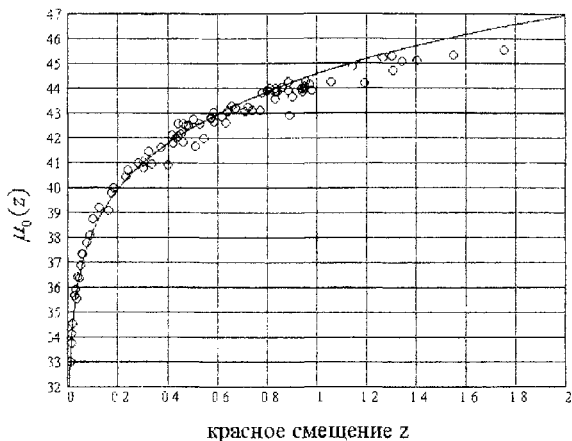


Рис. 4. Сравнение теоретических значений модуля дальности  $\mu_0(z)$  (сплошная линия) с наблюдениями (точки) из работы [4]

В нашей модели эта функция имеет вид:  $\mu_0(z) = 5 \log f_1(z) + c_1$ , где  $c_1$  — неизвестная постоянная, являющаяся единственным свободным параметром для подгонки к данным наблюдений; функция  $f_1(z)$  — это дальность по светимости в единицах  $c/H$ . На рис. 4 показан график функции  $\mu_0(z)$  при выборе  $c_1 = 43$  для наилучшей подгонки к наблюдениям при малых красных смещениях. Наблюдательные данные (82 точки) взяты из табл. 5 статьи [4]. Результаты наблюдений хорошо ложатся на модельную кривую при  $z < 0,5$ . С учетом этого согласия теории без какой-либо кинематики и наблюдений при малых красных смещениях, можно думать, что нет нужды ни в каком расширении вселенной — ни в ускоренном, ни в заторможенном — для интерпретации наблюдений и при больших красных смещениях.

Видны расхождения между предсказываемыми и наблюдаемыми значениями  $\mu_0(z)$  при  $z > 0,5$ , причем различие нарастает с ростом  $z$ . Эти расхождения лучше видны на рис. 5, на котором в линейном масштабе показан график  $f_1(z)$ , а результаты наблюдений соответственно преобразованы как  $\mu_0 \rightarrow 10^{(\mu_0 - c_1)/5}$  с тем же значением постоянной  $c_1 = 43$ . Заметно возрастание разброса результатов наблюдений с ростом  $z$ ; это может быть частично обусловлено быстрым нарастанием вклада дисперсии измеряемого светового потока, которая должна быть пропорциональна  $f_1^6(z)$ .

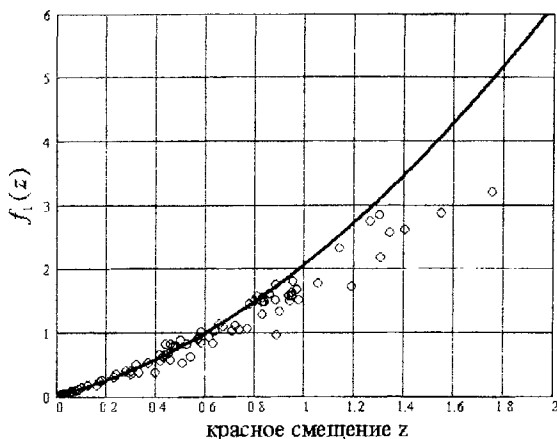


Рис. 5. Предсказываемые значения функции  $f_1(z)$  (сплошная линия) и наблюдения (точки) из статьи [4], преобразованные к линейному масштабу

Расхождения между теорией и наблюдениями могут быть вызваны деформацией спектров удаленных объектов при таком механизме красного смещения, обусловленной квантовым характером потерь энергии фотонами. Спектр почти не деформируется только при условии, что средняя энергия гравитонов (при  $T = 2,7K$  эта энергия составляет около  $10^{-3}$  эВ) много меньше энергий фотонов. Если это условие не выполнено, то дискретность потерь энергии приведет к тому, что при малом среднем красном смещении только часть фотонов успеет передать часть своей энергии фону гравитонов. В итоге с красной стороны любой узкой спектральной линии будет формироваться ступенька. В выражении для дальности по светимости  $D_L(z)$  этот эффект не учтен. Точной теории этого дополнительного эффекта пока не существует.

## 5. Заключение

В рассмотренной модели красных смещений спектров удаленных объектов предполагается, что локальный квантовый процесс передачи энергии фотонов фону гравитонов ведет к наблюдаемому только на огромных расстояниях эффекту. Вместе с дополнительным ослаблением светового потока за счет нелобовых столкновений частиц это ведет к предсказаниям, хорошо согласующимся с наблюдениями по крайней мере при малых смещениях – без привлечения каких-либо



кинематических аргументов. Описанные в статье ограничения на наблюдаемость только некоторой части вселенной, в центре которой всегда находится наблюдатель, в принципе также согласуются с современными наблюдениями.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Р. Толмен. Относительность, термодинамика и космология. М.: Наука, 1974, с. 468.
- [2] E.P. Hubble. Proc. Nat. Acad. **15** (1929) 168.
- [3] M.A. Ivanov, *General Relativity and Gravitation*, **33**, 479 (2001); Erratum: **35**, 939 (2003); [astro-ph/0005084 v2].
- [4] A.G. Riess et al. Type Ia Supernova Discoveries at  $z > 1$  From the Hubble Space Telescope ..., [astro-ph/0402512] (to appear in ApJ, 2004).
- [5] M.A. Ivanov. Another origin of cosmological redshifts. [astro-ph/0405083].
- [6] M.A. Ivanov. Screening the graviton background, graviton pairing, and Newtonian gravity. [gr-qc/0207006]
- [7] M.A. Ivanov. Another possible interpretation of SN Ia data – without kinematics: Comments on the paper astro-ph/0402512 by A. Riess et al. [astro-ph/0403130].

# ТОНКИЙ КВАНТОВЫЙ МЕХАНИЗМ КЛАССИЧЕСКОЙ ГРАВИТАЦИИ<sup>1</sup>

Михаил Анисимович Иванов

*Кафедра физики Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники, у. П. Бровка 6, 220027, Минск, Беларусь.*

*E-mail: ivanovma@gw.bsuir.unibel.by*

Показано, что экранирование фона сверхсильно взаимодействующих гравитонов обеспечивает ньютоновское притяжение, если часть одиночных гравитонов спаривается и пары гравитонов разрушаются при взаимодействии с телом. Если такой квантовый механизм классической гравитации реализуется в природе, то существование черных дыр противоречит принципу эквивалентности. В такой модели постоянная Ньютона пропорциональна  $H^2/T^4$ , где  $H$  – постоянная Хаббла,  $T$  – эквивалентная температура фона гравитонов. Для ньютоновского предела получена оценка постоянной Хаббла:  $H = 3,026 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$  (или  $94,576 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ ). Эта статья – краткая версия оригинальной статьи автора gr-qc/0207006.

PACS 04.60.-m, 98.70.Vc

## 1. Введение

В предыдущей работе [1, 2] автором было показано, что возможно альтернативное объяснение красного смещения как результата взаимодействия фотонов с фоном гравитонов. В этом случае наблюдаемое потемнение сверхновых Ia [3] и аномальное ускорение «Пионера» 10 [4] могут быть объяснены с единой точки зрения как дополнительные проявления взаимодействия с фоном гравитонов. Некоторые основные черты космологической модели, основанной на таком подходе, описаны в препринте автора [5].

Здесь (см. также полный текст [6]) рассмотрены силы давления гравитационного излучения, которые действуют на тела в присутствии такого фона. Показано, что давление одиночных гравитонов фона, налетающих на пару тел с бесконечности, приводит к взаимному притяжению тел, которое примерно в 1000 раз превышает ньютоновское притяжение. Но давление рассеянных телами гравитонов дает силу отталкивания того же порядка, и последняя почти точно компенсирует

---

<sup>1</sup>M.A. Ivanov. Contribution to the TENTH MARCEL GROSSMANN MEETING on General Relativity (MG10), 20–26 July 2003, Rio de Janeiro, Brazil. [gr-qc/0307093]

указанное притяжение. Чтобы получить закон тяготения Ньютона, нужно допустить, что гравитоны образуют коррелированные пары. При столкновении с телом такая пара должна распадаться на одиночные гравитоны. Разлетание гравитонов пары должно происходить в независимых направлениях, что уменьшает полное сечение взаимодействия с рассеянными гравитонами. В результате сила притяжения будет превышать соответствующую силу отталкивания, действующую между телами. В такой модели постоянная Ньютона связана с постоянной Хаббла, что дает возможность получить теоретическую оценку последней. Здесь мы имеем дело с плоской нерасширяющейся вселенной, заполненной сверхсильно взаимодействующими гравитонами; это меняет смысл постоянной Хаббла, которая описывает теперь величину трех малых эффектов квантовой гравитации, но не расширение вселенной.

## 2. Экранирование фона гравитонов

Если гравитоны фона налетают на пару тел с массами  $m_1$  и  $m_2$  (и энергиями  $E_1$  и  $E_2$ ) из бесконечности, то часть гравитонов экранируется. Пусть  $\sigma(E_1, \varepsilon)$  есть сечение взаимодействия тела 1 с гравитоном с энергией  $\varepsilon = \hbar\omega$ , где  $\omega$  – частота гравитона,  $\sigma(E_2, \varepsilon)$  – такое же сечение для тела 2. В отсутствие тела 2 полный модуль силы давления гравитонов, действующей на тело 1 был бы равен:

$$4\sigma(E_1, \langle \varepsilon \rangle) \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{4f(\omega, T)}{c}, \quad (1)$$

где  $f(\omega, T)$  есть спектр гравитонов с температурой  $T$  (предполагается планковским), множитель 4 перед  $\sigma(E_1, \langle \varepsilon \rangle)$  введен, чтобы учесть все возможные направления налета гравитонов,  $\langle \varepsilon \rangle$  – другое среднее значение энергии налетающих гравитонов с частотой  $\omega$ , учитывающее вероятность того, что в реализации плоской волны количество гравитонов может быть равно нулю и что не все гравитоны реализации налетают на тело.

Тело 2, помещенное на расстоянии  $r$  от тела 1, будет экранировать долю налетающих на тело 1 гравитонов, которая для больших расстояний между телами (т.е. при  $\sigma(E_2, \langle \varepsilon \rangle) \ll 4\pi r^2$ ) будет равна:

$$\frac{\sigma(E_2, \langle \varepsilon \rangle)}{4\pi r^2}. \quad (2)$$

С учетом всех частот  $\omega$  между телами 1 и 2 будет действовать сила притяжения:

$$F_1 = \int_0^\infty \frac{\sigma(E_2, \langle \varepsilon \rangle)}{4\pi r^2} \cdot 4\sigma(E_1, \langle \varepsilon \rangle) \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{4f(\omega, T)}{c} d\omega. \quad (3)$$

Пусть  $f(\omega, T)$  описывается формулой Планка,  $x \equiv \hbar\omega/kT$ , и

$$\bar{n} \equiv 1/(\exp(x) - 1)$$

есть среднее число гравитонов в плоской волне с частотой  $\omega$  (на одну моду из двух, различающихся проекцией спина частицы). Пусть  $P(n, x)$  есть вероятность того, что в реализации плоской волны имеется  $n$  гравитонов, например  $P(0, x) = \exp(-\bar{n})$ .

Если  $P_1$  есть вероятность того, что одиночный гравитон налетит именно на тело, и мы примем, что  $P_1 = P(1, x)$ , где  $P(1, x) = \bar{n} \exp(-\bar{n})$ , (ниже для спаренных гравитонов принято:  $P_1 = P(1, 2x)$  – см. раздел 4), то величина  $\langle \varepsilon \rangle$  будет равна:  $\langle \varepsilon \rangle = \hbar\omega(1 - P(0, x))\bar{n}^2 \exp(-\bar{n})$ . Тогда мы получим для силы притяжения  $F_1$ :  $F_1 \equiv G_1 \cdot m_1 m_2 / r^2$ , где постоянная  $G_1$  при  $T = 2,7K$  равна [6]  $G_1 = 1215,4 \cdot G$ , что на три порядка больше постоянной Ньютона  $G$ .

Но если гравитоны упруго рассеиваются телом 1, то наше рассуждение можно обратить: та же доля (2) рассеянных гравитонов будет создавать отталкивающую силу  $F_1'$ , действующую на тело 2 и равную  $F_1' = F_1$ , если пренебречь малыми добавками, которые пропорциональны  $D^3/r^4$  (см. раздел 5).

Таким образом, экранирование потока одиночных гравитонов не обеспечивает ньютоновского притяжения для тел, которые упруго рассеивают гравитоны. Но для черных дыр, которые поглощают любые частицы и не переиспускают их, мы будем иметь  $F_1' = 0$ . Это значит, что такой объект притягивал бы другие тела с силой, пропорциональной  $G_1$ , а не  $G$ , т.е. эйнштейновский принцип эквивалентности для такого тела нарушался бы. Это заключение, как мы увидим ниже, остается в силе также и для случая спаривания гравитонов.

### 3. Спаривание гравитонов

Чтобы обеспечить силу притяжения, не равную силе отталкивания, должны различаться корреляции частиц в *in* и *out* потоках. Например, одиночные гравитоны налетающего потока могут объединяться в пары. Если такие пары разрушаются при столкновении с телом, то величины  $\langle \varepsilon \rangle$  будут отличаться для налетающих и рассеянных частиц. Спаривание гравитонов может быть обусловлено собственным гравитационным притяжением гравитонов или спин-спиновым взаимодействием.

Чтобы найти среднее число пар  $\bar{n}_2$  в волне с частотой  $\omega$  для состояния термодинамического равновесия, можно заменить  $\hbar \rightarrow 2\hbar$  при выводе формулы Планка. Тогда среднее число пар будет равно:  $\bar{n}_2 = 1/(\exp(2x) - 1)$ , а энергия одной пары будет равна  $2\hbar\omega$ . Важно, что спаривание гравитонов не изменяет числа стоячих волн, так как пары

возникают из существующих гравитонов. Возникает вопрос: сколько различных мод, т.е. проекций спина, могут иметь пары гравитонов? Из закона сохранения энергии следует, что составные гравитоны должны быть распределены только по двум модам [6]. Спектр составных гравитонов пропорционален планковскому; эквивалентная температура этой подсистемы равна  $T_2 \equiv (1/8)^{1/4} T = 0,5946T$ . Важно, что эффект спаривания гравитонов не изменяет вычисленных значений постоянной Хаббла и аномального ускорения массивных тел [1]: уменьшение в два раза числа частиц подсистемы из-за эффекта спаривания компенсируется увеличением в два раза сечения взаимодействия фотона или любого тела с такими составными гравитонами.

#### 4. Вычисление постоянной Ньютона

Если налетающие пары гравитонов обеспечивают для двух тел силу притяжения  $F_2$ , то сила отталкивания за счет переиспускания гравитонов пары поодиночке будет равна  $F_2' = F_2/2$ . Это следует из того, что сечение  $\sigma(E_2, < \varepsilon >) = \frac{1}{2} \cdot \sigma(E_2, < \varepsilon_2 >)$ , где  $< \varepsilon_2 >$  есть средняя энергия пары с учетом вероятности того, что в реализации плоской волны число пар гравитонов может быть равно нулю, и что не все пары гравитонов налетают на тело ( $< \varepsilon_2 >$  является аналогом  $< \varepsilon >$ ). Для пар гравитонов получим:

$$< \varepsilon_2 > = 2\hbar\omega(1 - P(0, 2x))\bar{n}_2^2 \exp(-\bar{n}_2) \cdot P(0, x). \quad (4)$$

Тогда сила притяжения двух тел за счет давления пар гравитонов  $F_2$  будет равна:

$$F_2 = \frac{4}{3} \cdot \frac{D^2 c (kT)^6 m_1 m_2}{\pi^3 \hbar^3 r^2} \cdot I_2, \quad (5)$$

где  $I_2 = 2,3184 \cdot 10^{-6}$ . Разница  $F$  между силами притяжения и отталкивания будет равна:

$$F \equiv F_2 - F_2' = \frac{1}{2} F_2 \equiv G_2 \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (6)$$

где постоянная  $G_2$  есть:

$$G_2 \equiv \frac{2}{3} \cdot \frac{D^2 c (kT)^6}{\pi^3 \hbar^3} \cdot I_2. \quad (7)$$

И  $G_1$  и  $G_2$  пропорциональны  $T^6$  (тогда как  $H \sim T^5$ ).

Если допустить, что  $G_2 = G$ , тогда при  $T = 2,7K$  постоянная  $D$  должна иметь значение:  $D = 1,124 \cdot 10^{-27} \text{ м}^2/\text{эВ}^2$ . Мы можем установить связь между двумя фундаментальными постоянными  $G$  и  $H$  (и оценить последнюю) при условии, что  $G_2 = G$ :

$$H = \left( G \frac{45}{32\pi^5} \frac{\sigma T^4 I_4^2}{c^3 I_2} \right)^{1/2} = 3.026 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}, \quad (8)$$

или в единицах, более привычных для многих из нас:  $H = 94,576 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ .

Это значение  $H$  значительно больше того, что дает большинство современных астрофизических оценок [3, 7], но оно хорошо согласуется с некоторыми из них [8] и с наблюдаемым значением аномального ускорения «Пионера» 10 [4]:  $w = (8,4 \pm 1,33) \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2$ . Любое массивное тело, движущееся относительно фона, должно испытывать ускорение  $w \approx Hc$  [1,2]; при  $H = 3,026 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$  имеем  $Hc = 9,078 \cdot 10^{-10} \text{ м/с}^2$ .

## 5. Почему и когда гравитация есть геометрия

Описанный квантовый механизм классической гравитации дает закон Ньютона со значением (7) постоянной  $G_2$  и связью (8) для постоянных  $G_2$  и  $H$ . Мы получили разумное значение  $H$  при  $G_2 = G$ , если выполняется условие больших расстояний:

$$\sigma(E_2, < \varepsilon >) \ll 4\pi r^2. \quad (9)$$

Поскольку из опыта известно, что для больших тел солнечной системы закон Ньютона является очень хорошим приближением, можно было бы ожидать, что условие (9) выполнено, например, для пары Солнце-Земля. Но принимая  $r = 1AU$  и  $E_2 = m_\odot c^2$ , мы получим, приняв для грубой оценки  $< \varepsilon > \rightarrow \bar{\varepsilon}$ :  $\sigma(E_2, < \varepsilon >)/4\pi r^2 \sim 4 \cdot 10^{12}$ . Это значит, что в случае взаимодействия гравитонов или пар гравитонов с Солнцем в целом рассмотренный квантовый механизм классической гравитации не мог бы приводить к закону Ньютона как хорошему приближению. Это «противоречие» с опытом исключается, если принять, что гравитоны взаимодействуют с «малыми частицами» материи – например, с атомами. Если Солнце состоит из  $N$  атомов, тогда  $\sigma(E_2, < \varepsilon >) = N\sigma(E_a, < \varepsilon >)$ , где  $E_a$  – средняя энергия одного атома. Примем здесь для грубой оценки, что  $E_a = E_p$ , где  $E_p$  – энергия покоя протона; тогда  $N \sim 10^{57}$ , т.е.  $\sigma(E_a, < \varepsilon >)/4\pi r^2 \sim 10^{-45} \ll 1$ .

Эта необходимость «атомной структуры» материи для срабатывания описанного квантового механизма естественна по отношению к обычным телам. Но можно ли ожидать, что черные дыры имеют по-

добную структуру? Если никакое излучение не может быть испущено черной дырой, то черная дыра должна взаимодействовать с гравитонами как неделимый объект, т.е. условие (9) для черной дыры солнечной массы не выполняется даже на расстояниях  $\sim 10^6 AU$ .

Добавки, пропорциональные  $D^3/r^4$  и обусловленные уменьшением гравитонного потока за счет эффекта экранирования, для тел без атомной структуры будут иметь множитель  $m_1^2 m_2$  или  $m_1 m_2^2$ . Эти добавки нарушают принцип эквивалентности для таких тел.

Для тел с атомной структурой сила взаимодействия складывается из малых сил взаимодействия их «атомов»:

$$F \sim N_1 N_2 m_a^2 / r^2 = m_1 m_2 / r^2,$$

где  $N_1$  и  $N_2$  – количества атомов в телах 1 и 2. Добавки к полным силам за счет эффекта экранирования будут пропорциональны величине:  $N_1 N_2 m_a^3 / r^4$ , которую можно выразить через полные массы тел как  $m_1^2 m_2 / r^4 N_1$  или  $m_1 m_2^2 / r^4 N_2$ . При больших числах  $N_1$  и  $N_2$  эти добавки будут малы. Добавка к силе  $F$ , действующей на тело 2, будет равна:

$$\Delta F = \frac{1}{3N_2} \cdot \frac{D^3 c^3 (kT)^7 m_1 m_2^2}{\pi^4 \hbar^3 r^4} \cdot I_3, \quad (10)$$

(для тела 1 мы будем иметь похожее выражение, если заменим  $N_2 \rightarrow N_1, m_1 m_2^2 \rightarrow m_1^2 m_2$ ), где  $I_3 = 1,0988 \cdot 10^{-7}$ .

Найдем отношение:

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{DE_2 kT}{N_2 2\pi r^2} \cdot \frac{I_3}{I_2}. \quad (11)$$

Используя эту формулу, мы можем найти при  $E_2 = E_\odot, r = 1AU$ :  $\Delta F/F \sim 10^{-46}$ .

Аналогичная добавка к силе  $F_1$  имеет порядок  $\sim 10^{-48} F_1$ , или  $\sim 10^{-45} F$ . Мы видим, что для тел с атомной структурой рассмотренный механизм приводит к очень малым отклонениям от принципа эквивалентности, если условие (9) выполнено для микрочастиц, которые прямо взаимодействуют с гравитонами.

Для малых расстояний будем иметь:

$$\sigma(E_2, < \varepsilon >) \sim 4\pi r^2. \quad (12)$$

При  $E_a = E_p, < \varepsilon > \sim 10^{-3}$  эВ это имеет место для  $r \sim 10^{-11}$  м. Эта величина на много порядков больше планковской длины. На таких расстояниях принцип эквивалентности должен нарушаться.

## 6. Заключение

Известно, что огромные интеллектуальные усилия по построению квантовой теории метрического поля, основанные на общей теории относительности, на сегодняшний день далеки от успеха (см. [9]). С точки зрения, основанной на рассмотренном подходе, это можно объяснить тем фактом, что на малых расстояниях  $\sim 10^{-11}$  м гравитация не есть геометрия. Фактически это означает, что на таких расстояниях квантовая гравитация не может быть описана как изолированная теория.

Из настоящего исследования следует, что геометрическое описание гравитации должно быть хорошей идеализацией на больших расстояниях при условии «атомной структуры» материи. Такое условие не может быть принято только для черных дыр, которые должны взаимодействовать с гравитонами как неделимые объекты. К тому же, если в природе реализуется рассмотренный квантовый механизм классической гравитации, то для черных дыр грубо нарушается принцип эквивалентности.

Другими важными чертами этого механизма являются следующие черты.

- Притягивающиеся тела не являются начальными источниками гравитонов. В этом смысле будущая теория должна быть нелокальной, чтобы описывать налетающие из бесконечности гравитоны.
- Закон Ньютона имеет место, если гравитоны спариваются; чтобы притяжение превышало отталкивание, пары гравитонов должны разрушаться при взаимодействии с частицами материи.
- Описанный квантовый механизм классической гравитации очевидно асимметричен относительно обращения времени. При обращении времени отдельные гравитоны налетали бы на тела, образуя затем пары. Это приводило бы к замене притяжения тел их отталкиванием. Но такая замена приведет к невозможности спаривания гравитонов.
- В такой модели две фундаментальные постоянные – Ньютона и Хаббла – связаны друг с другом. Оценка постоянной Хаббла получена здесь с использованием дополнительного постулата:  $P_1 = P(1, 2x)$  для спаренных гравитонов.
- Доказано, что пары гравитонов должны быть распределены по двум модам с разными проекциями спина.

Будущая теория, обращающаяся с гравитонами как с обычными частицами, имеющими энергию, импульс и т.д., чтобы отобразить перечисленные выше черты возможного квантового механизма гравитации, должна обладать рядом черт, не характерных ни для одной из существующих моделей.



## ЛИТЕРАТУРА

- [1] M.A. Ivanov. *General Relativity and Gravitation*, **33** (2001) 479, Erratum **35** (2003) 939, [astro-ph/0005084 v2].
- [2] M.A. Ivanov, [gr-qc/0009043]; Proc of the Int Symp "Frontiers of Fundamental Physics 4" (9–13 Dec 2000, Hyderabad, India), Eds B.G. Sidharth and M.V. Altaisky, Kluwer Academic/Plenum Publishers, August 2001; Proc of the 4th Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Waves (Perth, Western Australia, 8–13 July 2001) *Class Quantum Grav*, **19** (2002) 1351
- [3] A.G. Riess et al. *AJ*, **116** (1998) 1009.
- [4] J.D. Anderson, et al *Phys Rev Lett.*, **81** (1998) 2858, *Phys. Rev.*, **D65** (2002) 082004 [gr-qc/0104064 v4]
- [5] M.A. Ivanov. Model of graviton-dusty universe. [gr-qc/0107047]
- [6] M.A. Ivanov. Screening the graviton background, graviton pairing, and Newtonian gravity. [gr-qc/0207006]
- [7] W. L. Freedman et al. *ApJ*, **553** (2001) 47.
- [8] J.A. Willick, Puneet Batra. *ApJ*, **548** (2001) 564
- [9] S. Carlip Quantum gravity: a progress report [gr-qc/0108040]

# СУПЕРСТРУНЫ<sup>1</sup>

Леонард Саскинд

*Кафедра физики, Стэнфордский университет, Виа Пуэбло Молл 382,*

*Стэнфорд, СА 94305-4060, США.*

*E-mail: [susskind@stanford.edu](mailto:susskind@stanford.edu)*

Теория струн – это или теория всего, которая автоматически объединяет гравитацию с другими тремя силами природы, или теория ничего, но нахождение правильной формы этой теории похоже на поиск иголки в огромном стоге сена.

Когда я сел писать эту статью, я почувствовал, что взялся за работу, скорее похожую на попытку подытожить историю мира на 10 страницах. Это точно такой же огромный предмет, с огромным числом направлений мысли и множеством переплетающихся их связующих нитей. За те 34 года, что прошли с момента ее появления, теория струн превратилась в огромную совокупность знаний, затрагивающих каждый аспект теоретической физики.



## Струнное пространство

Теория струн – это теория составных адронов, честолюбивая теория элементарных частиц, квантовая теория гравитации и основа для

---

<sup>1</sup> Перевод статьи: Leonard Susskind, “Superstrings” *Physics World*, November 2003, pp 29—35; <http://www.physicsweb.org/toc/world.16.11/8/>

понимания черных дыр. Это также мощный технический инструмент для укрощения теорий сильно взаимодействующих квантовых полей и, возможно, основа для формулировки фундаментальной теории вселенной. Она затрагивает даже проблемы физики конденсированного состояния материи, а также породила целый новый мир математических задач и инструментов.

Все, что я могу сделать с гигантским собранием материала – это высказать мои собственные предположения о том, какие аспекты теории струн скорее всего сформируют ядро будущей физической теории, может быть через сотню лет. Для моих друзей не будет сюрпризом, что мой выбор связан с теми вещами, которые больше всего интересовали меня несколько последних лет. Не сомневаюсь, что многие из них будут не согласны с моими суждениями. Пусть они напишут свои собственные статьи.

Теория струн рассматривается как ветвь физики высоких энергий или элементарных частиц. Но физик, работавший в этой области в 1950-х, 1960-х или 1970-х годах, был бы удивлен, читая свежую статью по теории струн и не находя в ней ни одной фейнмановской диаграммы, ни сечения или скорости распада частицы. Не найти в большинстве свежих статей и каких-либо упоминаний о протонах, нейтронах или хиггсовских бозонах. Что мог бы найти читатель, так это метрики черных дыр, теории Калуцы-Клейна и множество прихотливых геометрий и топологий. Диапазон представляющих интерес энергий – не мега-, гига- и даже не тераэлектронвольты, а энергии на планковской шкале, на той шкале, где нарушаются классические концепции пространства и времени. Энергия Планка равна  $(\hbar c^5 / G)^{1/2}$ , где  $\hbar$  – постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ,  $c$  – скорость света,  $G$  – гравитационная постоянная; она соответствует массам примерно на 19 порядков большим, чем масса протона. Это энергия вселенной, когда ее возраст составлял  $10^{-43}$  с, и скорее всего она останется недостижимой для любых ускорителей частиц. Чтобы понять физику на планковской шкале, нам нужна квантовая теория гравитации.

В то время когда начиналась моя карьера, типичный семинар по физике высоких энергий часто мог начаться с утверждения, что в природе существуют четыре силы – электромагнитная, слабая, сильная и гравитационная, – продолжаемого заявлением, что гравитационная сила слишком слаба, чтобы иметь какое-либо значение в физике частиц, и потому далее мы ее будем игнорировать. Сейчас все изменилось. Теперь три другие силы описывают калибровочными теориями – квантовой хромодинамикой (КХД) и квантовой электродинамикой (КЭД), которые вместе составляют Стандартную Модель физики частиц. Эти теории квантованных полей описывают действующие между частицами силы как результат обмена квантами поля – фотонами в

случае электромагнитных сил,  $W$  и  $Z$  бозонами для слабых сил и глюонами в случае сильного взаимодействия. Но в теории струн обычно рассматривают электромагнитную, сильную и слабую силы как проявления определенной «компактификации» пространства 10 или 11 измерений в четыре привычных измерения пространства-времени. Перед тем как рассказывать о статусе теории струн, я хочу пояснить, почему так получилось, что занимавшиеся совсем другим физики-теоретики заинтересовались квантовой гравитацией.

### Почему именно квантовая гравитация?

У элементарных частиц слишком много свойств, – таких как спин, заряд, цветовой заряд, четность и гиперзаряд, – чтобы они были на самом деле элементарными. Очевидно, что частицы имеют какое-то внутреннее устройство с неким масштабом. Протоны и мезоны показывают свои «части» на умеренно малых расстояниях порядка  $10^{-15}$  м, но кварки, лептоны и фотоны скрывают свою структуру намного более эффективно. Ни в одном эксперименте еще не получено прямых свидетельств наличия размеров или структуры ни у одной из этих частиц.

Первое указание на то, что истинный масштаб элементарных частиц может быть близок к планковскому, было получено в 1970-х годах. Работавшие тогда в Гарвардском университете Говард Джорджи и Шелдон Глэшоу показали, что очень успешная, но имеющая некоторые натяжки Стандартная Модель может быть изящно объединена в единую теорию путем увеличения ее группы симметрии. Эта новая конструкция была удивительно компактной, и большинство теоретиков допускали, что какая-то правда в этом должна быть. Но ее предсказания для констант связи, описывающих интенсивность сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий, были неверны.

Там же в Гарварде Джорджи вместе с Хелен Квинн и Стивеном Вайнбергом вскоре решили эту задачу, когда поняли, что константы связи в действительности совсем не являются постоянными – они изменяются с энергией. Если значения известных постоянных связи экстраполировать, то все они достигают предсказаний объединенной теории примерно на одном и том же масштабе. Более того – этот масштаб близок к планковскому. Ясно было, что это значит: масштаб внутреннего устройства элементарных частиц есть планковский масштаб. А так как гравитационная постоянная  $G$  появляется в определении планковской энергии, то для многих из нас это с неизбежностью означало, что гравитация должна играть существенную роль в определении свойств элементарных частиц.

Самые ранние попытки объединения гравитации и квантовой механики – особенно заметными были попытки Ричарда Фейнмана, Поля Дирака и Брайса Де Витта, работающего теперь в Техасском университете в Остине, – были основаны на желании построить некую квантовую теорию поля исходя из общей теории относительности Эйнштейна, подобно крайне успешной КЭД. Ставилась цель найти набор правил для вычисления амплитуд рассеяния, в которых фотоны КЭД были бы заменены гравитонами – квантами гравитационного поля. Но гравитационные силы становятся все сильнее с ростом энергии участвующих квантов, и было доказано, что теория является совершенно неуправляемой. Попытка трактовать гравитоны как точечные частицы привела просто к слишком быстрому росту числа степеней свободы на малых расстояниях.

В некотором смысле провал этой «квантовой гравитации» был добрым знаком. Эта теория не позволяла заглянуть на внутреннее устройство элементарных частиц и не предлагала никаких объяснений для других сил природы. В лучшем случае это было почти то же, что и раньше, – эффективное (но не очень) описание гравитации без более глубокого взгляда на происхождение свойств частиц. В худшем случае это был математический нонсенс.

## Струны как адроны

Все мы знаем, что в науке много удивительных поворотов, но открытие теории струн было особенно счастливым случаем. Теория выросла из предпринятых в 1960-х годах попыток описать взаимодействия адронов – содержащих кварки частиц, таких как протон и нейтрон. Эта задача не имела ничего общего с гравитацией. Габриеле Венициано, работающий теперь в ЦЕРНе, и другие написали простое математическое выражение для амплитуд рассеяния, имевшее определенные свойства, модные в то время. Вскоре Юширо Намбу из Чикагского университета и я, а также Хольгер Нильсен из Института им. Нильса Бора (в слегка отличной форме), открыли, что эти амплитуды – это решение для определенной физической системы, состоящей из натянутых одномерных упругих струн.

Последующие два года теория струн была теорией адронов. Одним из захватывающих открытий, сделанных в этот ранний период, было полное отсутствие в теории струн тех математических бесконечностей, которые имелись в квантовой теории поля. Однако с самого начала было очень трудно интерпретировать адроны как струны. Например, самая ранняя версия теории могла включать только бозоны, тогда как многие адроны, включая протон и нейтрон, являются фермионами.

Различие между бозонами и фермионами – одно из важнейших в физике. Бозоны – это частицы с целыми спинами, такими как 0,  $\hbar$ ,  $2\hbar$ , тогда как фермионы имеют полуцелые спины  $\hbar/2$ ,  $3\hbar/2$  и т.д. Все фундаментальные частицы материи, такие как кварки и лептоны, являются фермионами, а все переносчики фундаментальных сил – фотон, W и Z бозоны и другие – бозонами.

Вскоре были открыты фермионные версии теории струн, причем оказалось, что они обладают удивительной симметрией, названной суперсимметрией, которая теперь пронизывает всю физику высоких энергий. Все бозоны в суперсимметричных теориях имеют фермионного суперпартнера, и наоборот. Первые разработки теории «суперструн» связаны с пионерской работой Джона Шварца из Калтеха, Андре Невью из университета Монпелье II, Майкла Грина из Кембриджа и Пьера Реймонда из университета Флориды, а заметная часть последующей технической работы была проделана в известной серии статей Грина и Шварца в 1980-х годах.

Другая несомненно важная задача струнной теории адронов связана с числом измерений. Хотя начальные посыпки теории струн были достаточно простыми, математика показывала внутреннюю несовместимость, по крайней мере если пространство-время было четырехмерным. Источник этой трудности лежал достаточно глубоко, но, как ни странно, в случае 10 измерений пространства-времени он ухитрялся исчезнуть. Причины этого было очень нелегко понять, но сверхобычная математическая совместимость теории суперструн в 10 измерениях была неотразимой. Однако было очевидно и то, что у пространства-времени 4 измерения, а не 10.

Таким образом, около 1972 г. теоретики начали интересоваться уместностью струнной теории для адронов. В действительности, были и другие серьезные физические изъяны вдобавок к странной потребности в 10 измерениях. Математическая струна может вибрировать разными способами, представляющими различные типы частиц, и некоторые из этих способов представляют безмассовые частицы. Но самыми опасными из всех были безмассовые частицы с двумя единицами спинового момента импульса (со спином 2). Конечно, адроны со спином 2 есть, но нет таких, у которых масса была бы близка к нулю. Несмотря на все усилия, нельзя было убрать безмассовые частицы со спином 2 или сделать их массивными.

В итоге математическая теория струн открыла дорогу КХД как теории адронов, имеющей свое собственное объяснение струно-подобного поведения этих частиц без неприятных эффектов. Для большинства теоретиков в физике высоких энергий теория струн потеряла основание для своего существования. Но несколько смельчаков увидели перспективу в этом поражении. Безмассовые поля со спином 2

могли быть нехороши для адронной физики, но это было как раз то, что нужно для квантовой гравитации, пусть и в десятимерии. Как фотон является квантом электромагнитного поля, точно так же гравитон служит квантом поля гравитационного. Но гравитационное поле описывается симметричным тензором, а не вектором, и потому гравитон должен иметь спин 2, а не 1, как у фотона. Это различие в спине является принципиальной причиной того, что ранние попытки проквантовать гравитацию, основанные на КЭД, не работали.

## Теория всего

Появление безмассового гравитона со спином 2 радикально изменило перспективу для теоретиков. Фокус основной тенденции в физике высоких энергий того времени падал на где-то между адронной шкалой энергий в несколько ГэВ и шкалой слабых взаимодействий в несколько сотен ГэВ. Но чтобы изучить возможность включения гравитации в теорию струн, энергетическая шкала возбуждений струны должна была скакнуть с адронного масштаба на планковский. Другими словами, занимавшиеся струнами теоретики должны были в мгновение ока перескочить через 19 порядков величины и совсем отказаться от идеи о постепенном прогрессе в физике. Быстрый рывок — но еще и источник раздражения для оставшейся части физического сообщества.

Другой причиной раздражения была чья-то идея начать упоминать теорию струн как «теорию всего». Даже работавшие в этой области находили ее раздражающей, хотя в действительности есть некий технический смысл считать теорию струн либо теорией всего, либо теорией ничего. Одной из проблем в использовании струн для описания адронов был запрет на взаимодействие адронов с другими полями, например электромагнитным, что противоречило эксперименту. Это было убийственным изъяном для теории адронов, но не для теории, в которой все частицы вещества, включая фотоны, являются струнами. Это было одной из наиболее волнующих черт этой теории.

Но как быть с числом измерений? Здесь снова пришлось заглянуть в копилку прошлого. Основная идея восходит к работе Теодора Калуцы, который в 1919 г. попытался объединить теорию гравитации Эйнштейна с электродинамикой, введя компактное пятое пространственноподобное измерение. Калуца открыл замечательный факт — дополнительные компоненты тензора гравитационного поля в 5 измерениях вели себя точно как электромагнитное поле плюс одно дополнительное скалярное поле. Позже, в 1938 г., Оскар Клейн и потом Вольфганг Паули обобщили работу Калуцы, заменив одно компактное измерение двумерным пространством. Если это двумерное простран-

ство является поверхностью сферы, то следуя процедуре Калуцы, обнаруживается замечательная вещь. Вместо электродинамики Клейн и Паули открыли первую неабелеву калибровочную теорию, которую позже вновь открыли Чен Нинг Янг и Роберт Миллс. Это тот самый класс теорий, которые так успешны в описании сильных и слабых взаимодействий в Стандартной Модели.

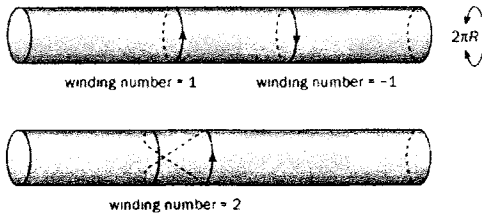


Рис 1

Можно спросить, движутся ли частицы в дополнительных измерениях. Например, может ли частица, которая кажется покоящейся в нашем обычном трехмерном пространстве, иметь скорость или компоненты импульса в компактных измерениях. Ответ будет положительным, и соответствующие компоненты импульса определяют новые сохраняющиеся величины (Рис. 1). Более того, эти величины квантованы в дискретных единицах. Если говорить коротко, то они представляют собой «заряды», подобные электрическому заряду, изоспину и всем другим внутренним квантовым числам элементарных частиц. Становится ясным решение проблемы измерений в теории струн: шесть из 10 измерений должны быть свернуты в очень малом компактном пространстве, а соответствующие квантованные компоненты импульса становятся частью внутреннего устройства элементарных частиц, которое определяет их квантовые числа.

### Жизнь в шести измерениях

Именно поэтому многое в разработке теории струн связано с 6-мерными пространствами. Эти пространства можно считать обобщенными компактифицированными пространствами Калуцы-Клецна, первоначально они были изучены математиками и известны как пространства Калаби-Яо. Они чрезвычайно сложны и полностью еще не поняты. Но изучение физиками движения струн в них вызвало неожиданную революцию в изучении пространств Калаби-Яо.



В частности, было открыто, что с точки зрения теории струн пространство с радиусом компактификации величиной  $R$  полностью эквивалентно пространству с размером  $1/R$ . Это соотношение, известное как Т-двойственность, имеет математически глубокое обобщение, названное зеркальной симметрией, утверждающее, что имеется эквивалентность между большими и малыми пространствами. Зеркальная симметрия пространств Калаби-Яо, имеющих не только разные размеры, но и совершенно разные топологии, была совершенно непредвиденной, пока физики не начали изучать движущиеся в них квантовые струны.

Я хотел бы нарисовать какое-нибудь пространство Калаби-Яо, но они очень сложны. Они шестимерны, что втрое больше, чем я могу изобразить, и имеют очень сложные топологии, включающие дырки, туннели и ручки. Кроме того, их тысячи – каждое со своей топологией. И даже когда их топология фиксирована, имеются сотни параметров, называемых модулями, которые определяют форму и размер разных измерений. Именно эта сложность геометрии Калаби-Яо так пугает слабых. Но мы можем выделить несколько полезных вещей, и одной из них является идея модулей.

В случае одного компактного измерения, простейшим примером модуля является сам радиус компактификации  $R$ . В более сложных случаях модули определяют размеры и формы разных геометрических элементов. Эти модули не являются постоянными, но зависят от геометрии самого пространства, точно так же, как радиус вселенной изменяется со временем, будучи управляем динамическими уравнениями движения. Поскольку компактные измерения не наблюдаемы из-за своей малости, мы можем представлять себе модули просто как поля в пространстве, которые задают локальные условия. Примерами таких полей являются электрическое и магнитное поля, но модули даже проще: они не векторные, а скалярные поля, т.е. имеют только одну компоненту. В теории струн всегда имелась масса скалярных полей – модулей, и они играют потенциально важные роли в физике частиц и космологии.

Из всего этого возникает интересный вопрос: что в реальном мире определяет модули компактификации? Существует ли некий принцип, который отбирает специальные значения модулей конкретного пространства Калаби-Яо и тем определяет параметры теории, такие как массы частиц, константы связи для сил и т.д.? Ответ скорее всего отрицательный – видимо, все значения модулей приводят к математически состоятельным теориям. Хорошо это или плохо? – но наверняка удивительно.

Обычно мы ожидаем, что вакуумное или основное состояние мира есть состояние с наименьшей энергией. Кроме того, при отсут-

ствии очень специфических симметрий энергия области пространства будет нетривиально зависеть от значений полей в этой области. Тогда для нахождения истинного вакуума нужно просто вычислить энергию данной конфигурации поля и минимизировать ее. Конечно, это трудное дело, но в принципе возможное. Но в теории струн мы заранее знаем, что запасенная в данной конфигурации потенциальная энергия не зависит от полей-модулей. Причиной того, что потенциал поля в точности нулевой для каждого набора значений модулей, является суперсимметричный характер теории струн. Суперсимметрия имеет и желательные и нежелательные следствия. Ее наиболее очевидный изъян – требование существования для каждого фермиона его суперпартнера с точно такой же массой, что явно не является свойством нашего мира.

Более тонкая трудность связана с упомянутым фактом независимости вакуумной энергии от значений модулей. Говоря нам о том, что нельзя определить модули путем минимизации энергии, суперсимметрия говорит также, что кванты этих модульных полей имеют точно нулевую массу. Такие безмассовые поля в природе неизвестны, и к тому же такие поля очень опасны. Действительно, безмассовые модули приводили бы к дальнедействующим силам, конкурирующим с гравитацией и нарушающим принцип эквивалентности – краеугольный камень ОТО – на наблюдаемом уровне.

Положительным является то, что исчезающая вакуумная энергия, требуемая суперсимметрией, обеспечивает исчезновение космологической постоянной. Без суперсимметрии вакуум имел бы огромную плотность энергии, что делало бы радиус кривизны пространства-времени ненамного больше планковского масштаба – наиболее нежелательная ситуация. Суперсимметрия также стабилизирует вакуум по отношению к разным гипотетическим нестабильностям, что позволяет нам делать точные математические заключения. Примерами таких точных заключений являются Т-двойственность и зеркальная симметрия.

## Черные дыры

В период 1980-х и ранних 1990-х годов основные усилия в теории струн были направлены на разработку детальных правил теории возмущений для пяти известных тогда версий теории, которые позволили бы теоретикам получить реальные решения (рис. 2). Эти правила были обобщением фейнмановских диаграмм КЭД и КХД, в которых «мировые линии» точечных частиц заменялись на «мировые листы», заметаемые движущимися струнами. Изучение физики мировых листов привело к накоплению знаний о двумерной квантовой теории

поля, но не дало возможности поглубже заглянуть на внутренние детали работы квантовой гравитации. В лучшем случае теория струн давала возможность ввести непротиворечивым образом шкалу очень малых расстояний и тем самым контролировать расходимости, которые мешали старым попыткам квантования гравитации.

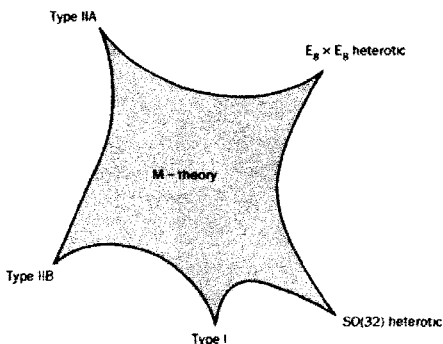


Рис. 2

Мне лично все это казалось сухим, совершенно техническим и, сверх всего, разочаровывающим. Я чувствовал, что квантовая теория гравитации должна серьезно воздействовать на наши представления о пространстве-времени, квантовой механике, происхождении вселенной и загадках черных дыр. Но теория струн почти ничего не говорила обо всем этом. Только в 1993 г. все это начало меняться, и катализатором послужил оживляющий интерес к ранним рассуждениям Стивена Хокинга о черных дырах.

Начальной точкой рассуждений Хокинга было тепловое поведение черных дыр, рассматривавшееся на основе более ранней работы Якоба Бекенштейна из университета Хебрева в Израиле. Вместо холодных и мертвых объектов, которыми сначала считали черные дыры, они оказались резервуарами тепла и источниками излучения, подобно черным телам. Из-за излучения они теряют энергию и испаряются, и поскольку они имеют температуру и энергию, то они имеют и энтропию. Эта энтропия  $S$  определяется уравнением Бекенштейна-Хокинга:  $S = Ak_{\text{B}}^3/4\hbar G$ , где  $A$  – площадь поверхности горизонта,  $k_{\text{B}}$  – постоянная Больцмана.

После того как Хокинг понял, что черные дыры должны испаряться за счет испускания теплового излучения, он поставил очень важный вопрос: что происходит со всей детальной информацией, которая падает в черную дыру? Так как она падает через горизонт, то

следовательно она не может снова появиться вовне без нарушения причинности. В этом смысл горизонта. Но в конечном счете черная дыра испарится, оставляя в качестве продуктов распада только фотоны, гравитоны и другие элементарные частицы. Хокинг сделал вывод, что в итоге эта информация будет потеряна для нашего мира. Но один из фундаментальных принципов квантовой механики утверждает, что информация никогда не теряется, так как информация о начальном состоянии квантовой системы постоянно запечатлевается в ее последующих квантовых состояниях.

По мнению Хокинга, обычная квантовая механика должна нарушаться при образовании и испарении черной дыры. Он правильно понял, что если это так, то правила квантовой механики должны быть существенно изменены при приближении к планковскому масштабу. Должна быть понятна важность этого для физики частиц, особенно для единых теорий. Но сначала идея Хокинга слабо заинтересовала теоретиков, работавших в физике высоких энергий, за исключением меня и Джерарда т'Хоофта из университета Утрехта. Мы были уверены, что модификация правил квантовой механики в предложенном Хокингом направлении выпустит всех чертей, таких как разогрев пустого пространства до огромных температур и плотностей энергии. Мы были уверены, что Хокинг ошибается. Но в начале 1990-х эта проблема становится критической, особенно для занимавшихся струнами. По самому своему определению теория струн основывалась на обычных правилах квантовой механики, и если бы Хокинг был прав, то было бы разрушено все основание теории.

За последние десять лет это кажущееся столкновение принципов стандартной квантовой механики и испарения черных дыр было устранено, с предпочтением, хочу добавить, представлений т'Хоофта и моих. Образование и испарение черных дыр похоже на многие другие процессы в природе, в которых столкновение между частицами вызывает очень богатый и хаотичный спектр промежуточных состояний. В случае черной дыры, столкновения происходят между начальными протонами, нейтронами и электронами коллапсирующей звезды. Грубо говоря, черная дыра есть не что иное как сильно возбужденная струна с полной длиной, пропорциональной площади ее горизонта. Во время столкновения или процесса коллапса вся энергия начального состояния идет на формирование одной длинной запутанной струны, и энтропия конфигурации равна логарифму числа конфигураций случайно блуждающей квантовой струны.

Это соответствие между конфигурациями струны и энтропией черной дыры для всех разных видов заряженных и нейтральных черных дыр, появляющихся в компактификациях теории струн. В большинстве случаев может быть вычислена энтропия струнной конфигу-

рации, и она согласуется с энтропией Бекенштейна-Хокинга с точностью до множителя порядка единицы.

Но теоретики хотят достичь большего. Формула Бекенштейна-Хокинга для энтропии очень точна: энтропия равна четверти площади горизонта в планковских единицах для черной дыры любого типа, будь она статическая, вращающаяся, заряженная или даже имеющей большую размерность. Обязательно ли универсальный множитель  $\frac{1}{4}$  должен быть вычисляемым в теории струн? Ключ к точному вычислению был ясен. Определенные черные дыры, называемые экстремальными – они являются основными состояниями заряженных черных дыр, несущих электрический и магнитный заряды, – особенно податливы в суперсимметричной теории. Единственной проблемой было то, что в 1993 г. Никто не знал, как построить экстремальную черную дыру нужного типа из струн. Пришлось подождать пару лет до открытия объектов, названных D-бранами (многомерными мембранами).

## Мембранный мир

В 1995 г. Джой Полчински из Калифорнийского университета в Санта Барбаре электризовал все струнное сообщество крупным открытием, которое затем оказало воздействие на все области физики. Как мы видели, T-двойственность – это странная симметрия, связанная с взаимными заменами импульсов Калуцы-Клейна на числа витков замкнутой струны (см. рис. 1). Но что будет с открытой струной? Понятно, что идея о числе витков для такой струны не имеет смысла. То, что в действительности происходит с открытыми струнами при преобразованиях T-двойственности – это фиксация свободных концов на поверхностях, названных D-бранами (многомерными мембранами).

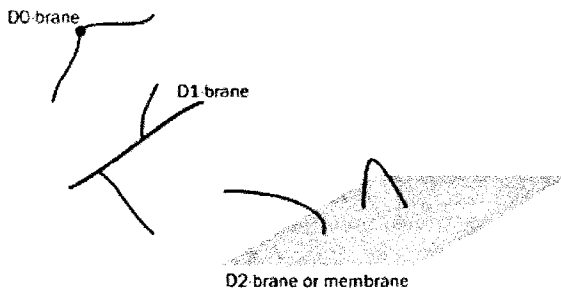


Рис 3

D-браны появляются в разных измерениях: 2D браны, например, можно назвать просто мембранами (рис. 3). Они обладают энергией или массой на единицу площади поверхности и в определенном смысле являются локализованными физическими объектами. В некотором смысле они кажутся не менее фундаментальными, чем сами струны. Неграмотному D-браны могут показаться произвольными дополнениями к теории, но это не так. Их существование имеет важнейшее значение для математической состоятельности теории. В дополнение к тому, что они позволяют преобразованиям T-двойственности действовать на открытые струны в теории струн типа I, они также необходимы для обеспечения глубоких связей, имеющихся между всеми пятью разными типами теории струн.

Но с точки зрения теории черных дыр значение D-бран состоит в том, что из них можно построить экстремальные черные дыры. Чтобы построить экстремальную суперсимметричную черную дыру, нужно разместить большое число D-бран в одном и том же месте. В силу особых свойств суперсимметричных систем, можно точно вычислить статистическую энтропию такой черной дыры. Результат, впервые полученный в 1996 г. в Гарварде Эндрью Стромингером и Камраном Вафой, дает для энтропии как раз одну четверть от площади горизонта в планковских единицах! Это означало, что микроскопические степени свободы, подразумеваемые энтропией Бекенштейна-Хокинга, являются степенями свободы, описывающими струны, что стало большой поддержкой для суперструнного сообщества.

Примерно в то же время, когда были открыты D-браны, произошло и другое важное событие. Как я упоминал, константа связи в теории струн на самом деле вовсе не постоянная, и во многих отношениях она похожа на модули компактификации. Теоретикам, занимавшимся струнами, понадобилось удивительно много времени, чтобы установить эту связь, но в итоге оказалось, что теория струн в 10 измерениях представляет собой компактификацию Калуцы-Клейна теории в 11 измерениях, что теперь известно как «M-теория».

Вероятно, M-теория лежит в основе всех струнных теорий (рис. 2) Все пять разных версий теории струн – это в точности разные пути компактификации ее 11 измерений. Но сама M-теория не является теорией струн. В ней есть мембраны, но не струны, а струны появляются только при компактификации одиннадцатого измерения. Кроме того, импульс в 11-ом компактном направлении (импульс Калуцы-Клейна) идентифицируется как число D0-бран, т.е. бран нулевой размерности или точек, для частного типа теории струн.

Эта связь между импульсом Калуцы-Клейна и D0-бранами привела к другому открытию. В 1996 г. я, Том Бэнкс и Стив Шенкер (из университета Рутгерса) вместе с Уилли Фишлером (из Техасского

университета) показали, что М-теория может быть сведена к форме не более сложной, чем квантовая механика системы нерелятивистских частиц, т.е. D0-бран. Результирующая теория, названная Матричной теорией, является точной и полной теорией, описывающей микроскопические степени свободы М-теории. Как таковая, она является первой точной формулировкой квантовой теории гравитации.

## Двойственность

Матричная теория – это только один пример использования D-бран для формулировки теории квантовой гравитации. Вскоре после ее открытия Хуан Малдасена, работающий теперь в Институте перспективных исследований (ИПИ) в Принстоне, наметил новое направление исследований. Ранее Эд Виттен из ИПИ и другие показали, что D-браны имеют свою собственную динамику. Но оказалось, что флуктуации и движения D-браны могут быть квантованы в форме калибровочной теории, ограниченной на самой D-бране. Например, теория, существующая на совпадающем наборе D3-бран, представляет собой суперсимметричную неабелеву калибровочную теорию. Другими словами, это суперсимметричная версия КХД – теории, описывающей кварки и глюоны. В некотором смысле теория струн возвращается к своим корням как возможное описание адронов (см. *Physics World*, May 2003, pp 35–38).

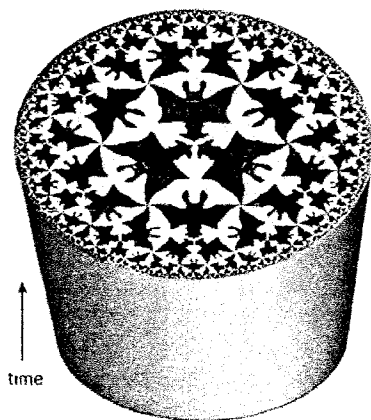


Рис. 4

Малдасена показал, что в соответствующем пределе эта теория D3-бран должна полностью описывать теорию струн – не только на

бранах, но и в полной геометрии, в которую браны вложены. Поэтому калибровочная теория должна бы также описывать квантовую гравитацию в определенном фоновом пространстве-времени. Это пространство-время называют пространством анти-де Ситтера, грубо говоря, это вселенная внутри полости. Стенки этой полости ведут себя как отражающие поверхности, так что ничто за них не выходит (рис. 4).

Эта «двойственность» между квантовой теорией поля и гравитацией – точная реализация того, что называют голографическим принципом. Этот странный принцип, сформулированный т'Хоофтом и мной, вырос из наших дебатов с Хокингом относительно применимости квантовой механики к формированию и испарению черных дыр.

Согласно голографическому принципу, все, что когда-либо упало в черную дыру, может быть описано степенями свободы, относящимися к тонкому слою сразу над горизонтом. Другими словами, полный трехмерный мир внутри горизонта может быть описан двумерными степенями свободы на его поверхности. Даже больше того – физику любой области пространства должно быть возможным описать на языке голографических степеней свободы, относящихся к границе этой области. Это приводит к радикальному уменьшению числа степеней свободы в теории поля, и до появления работы Малдасены большинство теоретиков не могли в это поверить. Двойственность Малдасены заменяет совершенно определенным способом гравитационную теорию в пространстве анти-де Ситтера на теорию поля, определенную на его границе. Другими словами,  $(3 + 1)$ -мерная граничная теория поля – это голографическое описание внутреннего строения  $(4 + 1)$ -мерного пространства анти-де Ситтера.

D-бранная революция произошла очень быстро. Матричная теория и двойственность Малдасены – это две формулировки квантовой гравитации, подчиняющиеся стандартным правилам квантовой механики, и потому дальнейшие вопросы о черных дырах, нарушающих эти правила, не должны возникать.

## Бездна возможностей

Я хочу закончить обсуждением будущего теории струн, не как математического предмета, но как основы для физики частиц и космологии. Конечная эволюция теории струн будет опираться на ее способность объяснять явления природы, а не на ее собственную внутреннюю прелесть и состоятельность. Теория струн хорошо держится уже четвертое десятилетие, но все же она не дала детальной модели элементарных частиц или убедительного объяснения любых космологических наблюдений. Многие из моделей, основанных на специфических методах компактификации как 10-мерной, так и 11-мерной М-



теории, в целом хорошо согласуются с реальным миром. Например, они содержат бозоны и фермионы вместе с калибровочными теориями, подобными на то, что имеется в Стандартной Модели. Более того, в отличие от любой другой теории они неминуемо включают гравитацию. Но дьявол в деталях, а как раз детали и ускользают от теоретиков.

Конечно, возможно, что теория струн неверна, но я верю, что такое суждение слишком поспешно и скорее всего некорректно. Проблема не в отсутствии изобилия, а скорее в обратном. Теория струн допускает слишком много возможностей. Для большинства физиков идеальная физическая теория должна быть уникальной и совершенной, в том смысле, что она должна определять все, что может быть определено, и что этого логически нельзя сделать никаким другим образом. Другими словами, она не только должна быть теорией всего, но еще и *единственной* теорией всего. Целью для ортодоксальных теоретиков является открытие одной верной и состоятельной версии теории струн и демонстрация того, что ее решения соответствуют известным законам природы, таким как Стандартная Модель физики частиц с ее эмпирическим набором параметров.

Но чем больше мы изучаем теорию струн, тем более она кажется не единственной. Вероятно, имеются миллионы пространств Калаби-Яо, на которых компактифицируется теория струн. Каждое пространство имеет сотни модулей и сотни подпространств, на которые могут быть навиты мембраны, наложены потоки и т.д. Умеренная оценка числа разных вакуумов теории исчисляется безднами – она превышает  $10^{100}$ . Это пространство возможностей называют Ландшафт, и оно огромно. Если искать метафору, то это огромный стог сена с бездной соломинок и только одной иголкой. Что еще хуже, сама теория не дает никаких намеков, как выбирать среди этих возможностей.

Однако это огромное разнообразие может оказаться как раз тем, что ищет космология. Среди космологов популярно предположение, что наблюдаемая вселенная – это только маленькая часть несоизмеримо большей вселенной, содержащей много локальных окружений, которые Алан Гут из МИТ называет «карманными вселенными». Согласно этой точке зрения, в раннюю инфляционную эпоху образовалось так много карманных вселенных, и каждая из них со своей собственной структурой вакуума, что представлен полный ландшафт возможностей. Основы для этой точки зрения не просто в пустой спекуляции, но они уходят своими корнями в те многие дополнительные тонкие настройки, которые необходимы для вселенной, допускающей жизнь. Так что может быть, что огромное множество допустимых вакуумных решений, которое является ядом для физики частиц, – это как раз то, что доктор прописал космологии.

## Дальнейшая информация

### *T-двойственность*

В единственном компактном измерении есть два вида квантовых чисел: импульс в этом измерении и количество витков. Оба они квантуются в целых числах основной единицы, и каждое имеет ассоциированную с ним определенную энергию. Например, в случае импульса эта энергия есть в точности кинетическая энергия движения в данном компактном направлении. Энергия частицы с импульсом в  $n$  единиц равна  $to n/R$ , где  $R$  – радиус кривизны этого компактного измерения. Заметим, что энергия растет с уменьшением компактного пространства. С другой стороны, моды скручивания также имеют энергию, которая является потенциальной энергией, нужной для натягивания струны вокруг компактной координаты. Если обозначить число, то энергия накручивания будет равна  $mR$ . В этом случае энергия уменьшается с уменьшением размера компактного измерения.

Удивительным является то, что спектр энергий не меняется при замене радиуса компактификации  $R$  на  $1/R$ , если при этом поменять местами импульс Калуцы-Клейна и моды скручивания. Другими словами, глядя только на спектр энергий, вы не смогли бы заметить разницу между теориями, компактифицированными на пространстве с размером  $R$  или на пространстве с размером  $1/R$ . Если попытаться сделать масштаб компактификации меньше естественного масштаба струны, т.е. размера колеблющейся струны, то теория ведет себя так, как будто бы радиус компактификации становится больше. Физически, наименьшее значение радиуса компактификации – это масштаб струны. Но с математической точки зрения два разных пространства – одно большое, другое малое – полностью эквивалентны. Эту эквивалентность называют  $T$ -двойственностью.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] J Maldacena 1999 The large  $N$  limit of superconformal field theories and supergravity *Int. J. Theor. Phys.* 38 1113–1133
- [2] J Polchinski 1995 Dirichlet-branes and Ramond-Ramond charges *Phys. Rev. Lett.* 75 4724–4727
- [3] J Polchinski 1998 *String Theory (volume 2): Superstring Theory and Beyond* (Cambridge University Press)
- [4] J H Schwarz *et al.* 1981 *Superstring Theory (volume 1): Introduction* (Cambridge University Press)

- [5] A Strominger and C Vafa 1996 Microscopic origin of the Bekenstein-Hawking entropy *Phys. Lett. B* 379 99–104  
Официальный сайт теории струн: [superstringtheory.com/](http://superstringtheory.com/)

ПРЕДИСЛОВИЕ .....	5
<b>I. ГРАВИТАЦИЯ ЗА СЧЕТ ОТТАЛКИВАНИЯ: ПОДХОД ЛЕСАЖА</b>	
<i>Джеймс Эванс</i> ГРАВИТАЦИЯ В ВЕК СВЕТА .....	9
<i>Ф. ван Люнтерен</i> НИКОЛЯ ФАТИО ДЕ ДУЙЕ О МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРИЧИНЕ ВСЕМИРНОГО ТЯГОТЕНИЯ .....	30
<i>М. Р. Эдвардс</i> ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ ЛЕСАЖА: ЕЁ ВОЗРОЖДЕНИЕ КЕЛЬВИНОМ И НЕКОТОРЫЕ ПОЗДНЕЙШИЕ РАЗРАБОТКИ .....	52
<i>В. Дж. Слабински</i> СИЛА, ТЕПЛОТА И ТОРМОЖЕНИЕ В ГРАВИТОННОЙ МОДЕЛИ .....	68
<b>II. ПОГЛОЩАЕТСЯ ЛИ ГРАВИТАЦИЯ?</b>	
<i>Р. де Андраде Мартинс</i> ОПЫТЫ МАЙОРАНЫ ПО ПОГЛОЩЕНИЮ ГРАВИТАЦИИ .....	76
<i>В.В. Радзиевский, И.И. Кагальникова</i> К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ ГРАВИТАЦИИ .....	100
<i>В.В. Радзиевский.</i> О ГРАВИТАЦИОННОМ ЭФФЕКТЕ СОЛНЕЧНЫХ ЗАТМЕНИЙ И ЕГО ИЗМЕРЕНИИ....	116
<i>Л.А. Савров</i> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПОИСКИ ПОГЛОЩЕНИЯ ГРАВИТАЦИИ И ПЯТОЙ СИЛЫ .	121
<i>Л.А. Савров</i> ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПАРАКОНИЧЕСКИМИ МАЯТНИКАМИ .....	133
<i>Ю.К. Сарычева, В.Ю. Тимофеев и С.Ю. Хомутов</i> ГРАВИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ НА ДВУХ ПРИЛИВНЫХ СТАНЦИЯХ В СИБИРИ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 9 МАРТА 1997 г. ....	159

<i>К.С. Унникришнан и Дж.Т. Джиллис</i> ОГРАНИЧЕНИЯ НА ЭКРАНИРОВАНИЕ ГРАВИТАЦИИ.....	170
--	-----

### III. ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ ИЛИ МОДИФИКАЦИЯ ЗАКОНА ТЯГОТЕНИЯ НА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ?

<i>Е.А. Евстигнеева</i> НАБЛЮДАЕМЫЕ КРИВЫЕ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИК И ИХ ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ.....	180
--	-----

<i>М. Милгрэм</i> МОДИФИЦИРОВАННАЯ ДИНАМИКА – ДОКЛАД О СТАТУСЕ .....	197
--	-----

<i>А. Агуирре, Л.П. Бургес, Ф. Фридланд и Д. Нолте</i> АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА МОДИФИКАЦИЮ ГРАВИТАЦИИ НА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ.....	215
---	-----

### IV. НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ГРАВИТАЦИИ И ИХ СЛЕДСТВИЯ

<i>А.Н. Петров</i> ТЕОРЕТИКО-ПОЛЕВАЯ ФОРМУЛИРОВКА ОТО И ГРАВИТАЦИЯ ПРИ НЕНУЛЕВОЙ МАССЕ ГРАВИТОНОВ .....	230
--	-----

<i>М.А. Иванов</i> ВОЗМОЖНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ФОНА ГРАВИТОНОВ.....	253
--	-----

<i>М.А. Иванов</i> КОСМОЛОГИЧЕСКОЕ КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ КАК КВАНТОВЫЙ ГРАВИТАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ .....	266
--	-----

<i>М.А. Иванов</i> ТОНКИЙ КВАНТОВЫЙ МЕХАНИЗМ КЛАССИЧЕСКОЙ ГРАВИТАЦИИ .....	274
--	-----

<i>Леонард Саскинд</i> СУПЕРСТРУНЫ.....	282
--	-----

Научное издание

**ПОИСКИ МЕХАНИЗМА ГРАВИТАЦИИ**  
*Сборник статей*

Книга печатается в авторской редакции

Ответственный редактор *М.А. Иванов*

Техническое редактирование, верстка *Ю.А. Николаев*

Издатель Ю.А.Николаев

603073, Нижний Новгород, ул. Таганская, 6–29

тел.: (8312) 50-47-17, e-mail: [nyapub@sandy.ru](mailto:nyapub@sandy.ru)

Подписано в печать 12.07.2004. Формат 80×64/16. Бумага офсетная.  
Печать трафаретная. Гарнитура Таймс. Усл. п. л. 19. Тираж 990 экз.

Отпечатано издателем Ю.А.Николаевым