

# ЗАКОН ГРАВИТАЦИИ И МОДЕЛЬ ИСТОЧНИКА В АНИЗОТРОПНОЙ ГЕОМЕТРОДИНАМИКЕ

С. В. Сипаров

*Государственный Университет гражданской авиации, Санкт-Петербург,  
НИИ гиперкомплексных систем в геометрии и физике, Фрязино  
sergey@siparov.ru*

Построена модификация ОТО, учитывающая зависимость метрики от скоростей источников гравитации. Показано, что эта зависимость следует из принципа эквивалентности и взаимной обусловленности уравнений поля и уравнений геодезических. Последние, как известно, являются условием разрешимости уравнений поля, причем их вид приводит к уравнениям Ньютона только в низшем приближении. Построенная модификация естественным образом включает плоский характер кривых вращения спиральных галактик, закон Талли-Фишера, особенности поведения шаровых скоплений, существенное превышение наблюдаемого угла преломления света гравитационной линзой над расчетным значением и не требует привлечения понятия темной материи и произвольного изменения уравнений динамики. Имеются важные космологические следствия, связанные с интерпретацией наблюдений.

**Ключевые слова:** модифицированные теории гравитации, анизотропная метрика, кривые вращения, закон Талли-Фишера.

## 1 Введение

Плоские кривые вращения спиральных галактик представляют собой наиболее выраженную из известных проблем ОТО, проявляющихся на галактическом масштабе. Это простой, не малый и статистически достоверный эффект, не находящий объяснения ни в Ньютонской гравитации, ни в рамках представлений ОТО. Он состоит в том, что орбитальные скорости звезд в спиральных галактиках с увеличением расстояния от центра не стремятся к нулю, а выходят на константы порядка  $10^5$  м/с для всех галактик. В работах [1–3] были кратко перечислены и проанализированы известные попытки решения этой проблемы и предложен новый подход (анизотропная геометродинамика или АГД), позволяющий справиться не только с этой, но и с рядом других проблем, известных из наблюдений и перечисленных в [4] как необходимые условия для любой модификации теории гравитации. В разделах 2 и 3 будут более подробно обсуждаться идеи, лежащие в основе предложенного подхода.

В отличие от теории Ньютона, где в абсолютном и пустом Евклидовом пространстве находились массивные тела, мгновенно взаимодействующие на расстоянии, в ОТО ситуация радикально изменилась. Не только пространство и время стали неразделимым пространством-временем, а скорость передачи взаимодействия – конечной, но и тел в нем не оказалось. Вместо них рассматриваются особенности решений уравнений поля (уравнений Эйнштейна) в искривленном пространстве Римана, метрика которого зависит от всех четырех координат. Последнее означает, что пространственное положение особенностей меняется с течением времени. При интерпретации этих особенностей решений как физических тел, можно вслед за Эйнштейном повторить, что «пространство указывает массам, как двигаться, массы указывают пространству, как изгибаться». Эта взаимосвязь составляет фундаментальную основу ОТО. В работе [5] Фок подчеркнул, что для ОТО ключевым является то обстоятельство, что уравнение геодезической (или, что в данном случае то же, уравнение движения) не является независимым уравнением. Оно является

условием разрешимости уравнений поля. Поэтому если в теории Ньютона в случае затруднений можно было пытаться выдвинуть какие-то отдельные предположения о свойствах тел, о законе их взаимодействия, о пространстве или о времени, а уравнение динамики фактически, представляло собой определение силы и могло также подвергнуться независимому изменению, то в ОТО это невозможно – все эти понятия оказались связанными между собой в единое целое. Эта целостность является неоспоримым достижением ОТО, и любая последующая теория может отказаться от нее лишь при наличии достаточно веских оснований, более значительных, чем объяснение отдельных наблюдений.

## 2 Современные проблемы ОТО и попытки их решения

Для того, чтобы справиться с затруднениями, следующими из астрофизических наблюдений, в настоящее время используется несколько идей. Первая и наиболее популярная состоит в том, что надо наращивать правую часть известных уравнений поля, которые хорошо описывают ситуацию с одной точечной массой (Солнечная система), и наращивать до тех пор, пока получающееся решение не «накроет» наблюдаемый эффект. Это соответствует введению в рассмотрение «темной материи», масса которой оказывается в 3–4 раза большей, чем масса наблюдаемой барионной (или «светящейся») материи. Впервые эта мысль была предложена Ф. Цвики [6], она получила развитие в применении к плоским кривым вращения, и ряд современных астрономических наблюдений [7] также интерпретируют с ее помощью. Тем не менее, этой идее присущи определенные логические неувязки. Сам способ определения массы темной материи апостериорен, кроме того, он позволяет определить ее не для всех наблюдаемых систем, наконец, имеется экспериментально установленная связь между светящейся материей (светимостью галактики, связанной с ее светящейся массой) и наблюдаемым движением звезд (например, закон Талли-Фишера для их орбитальной скорости), не требующая существования темной материи.

Второй идеей, выдвинутой именно в связи с потребностью объяснения плоских кривых вращения, является модификация уравнений динамики или эквивалентная модификация закона тяготения Ньютона – так называемая теория МОНД Мильгрема [8]. Поскольку эта модификация имела своей заявленной задачей описание эксперимента, с помощью МОНД удается правильно описать многие, хотя и не все [4] наблюдательные данные. Однако произвольный выбор как вида поправочного члена в уравнениях, так и введение новой эмпирической мировой константы с размерностью ускорения, делают эту теорию скорее прикладной, чем естественнонаучной. Выделение уравнения движения в качестве независимого и произвольное его изменение нарушают отмеченную выше самосогласованность, характерную для ОТО, об опасности чего предупреждал еще Фок [5]. Попытка [9] придать теории МОНД ковариантный характер привела лишь к введению дополнительного скалярного поля, что ставит ее в один ряд с теориями типа Бранса-Дике [10], но не делает предпочтительной.

Обсудим физический смысл этих двух идей. На рис. 1а представлены кривые вращения спиральных галактик разных типов, полученные из наблюдений. На рис. 1б представлена зависимость напряженности поля однородного шара радиуса  $R$ , пропорциональная квадрату орбитальной скорости спутника, – кривая ОАВ (материал шара считается разреженным, а спутник малым). Связь между рис. 1а и рис. 1б ясна. Поскольку вместо кривой ОАВ в эксперименте наблюдаются ОАС и ОС, понятно, что модель однородного шара непригодна, причем сразу по нескольким причинам. Неоднородность распределения материи в спиральной галактике поддается расчету и измерению, таким образом, зависимость напряженности от расстояния можно уточнить. Тем не менее, она по-прежнему соответствует выбранным граничным условиям, т. е. напряженность стремится к нулю с удалением от центра. Следующее уточнение – найти такие параметры полученного рас-

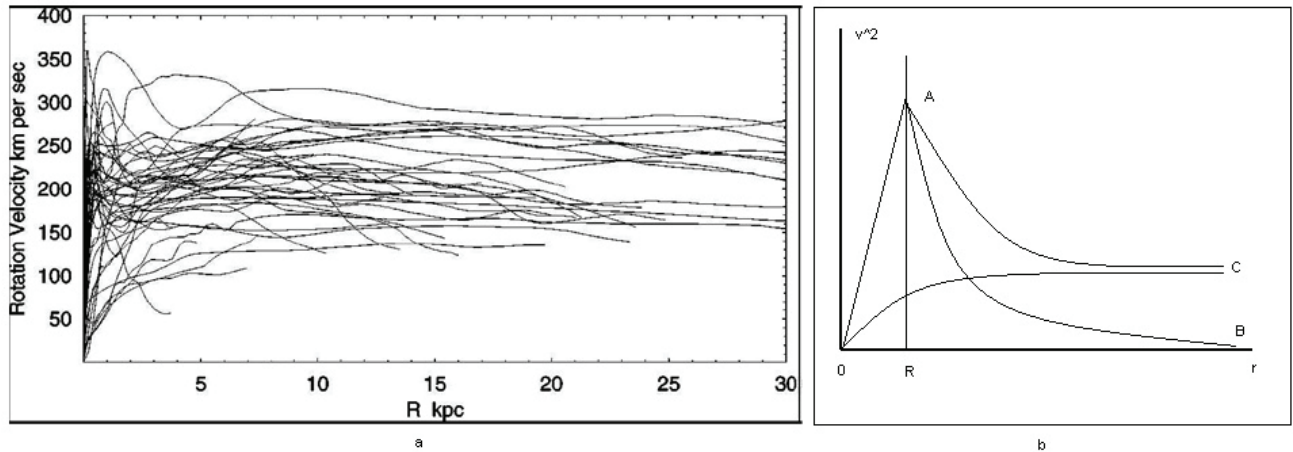


Рис. 1: а) кривые вращения для различных спиральных галактик, полученные из наблюдений (взято из [9], где дана ссылка на [Sofue, Y. & Rubin, V, 2001, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 31, 137]); б) зависимость квадрата орбитальной скорости спутника от расстояния до центра однородного шара

четного распределения масс, чтобы экспериментальные точки, полученные из наблюдений (рис. 1а), оказались на теоретической кривой вида ОАС. Оказалось, что для этого нужны втрое большие полные массы, и впятеро большие эффективные радиусы, чем те, что соответствуют распределениям видимых звезд галактик, так что большая часть требуемого распределения масс по каким-то причинам не проявляет себя никак иначе и представляет собой *темную* материю, (имеющую, таким образом, некоторое сходство со светоносным эфиром). Одновременно становится понятно, что обсуждаемый парадоксальный эффект плоских кривых вращения соответствует внутренней, а не внешней задаче. Существование наблюдательных данных (рис. 1а), соответствующих кривой ОС на рис. 1б, также наводит на мысль, что граничные условия были выбраны поспешно, и не соответствовали рассматриваемой проблеме: до того, как напряженность начнет стремиться к нулю, может проявиться еще некоторый эффект, связанный с физическими причинами, которых мы пока не знаем. Эти соображения соответствуют попытке эмпирической *модификации* закона динамики (или гравитации) на больших расстояниях и при малых ускорениях.

Таким образом, мы видим, что в первом подходе отсутствует физическая идея, а во втором – путь к ней лишь намечен. Для полноты картины можно упомянуть еще один – радикальный – подход, хотя он и не связан с попытками исправить конкретную ситуацию, возникшую в ОТО после выполнения наблюдений на галактическом масштабе. Он предложен в работах [11, 12], предусматривает сохранение единства, присущего ОТО, но требует *априорной* замены геометрии Римана другой геометрией: предлагается версия Финслеровой геометрии с метрикой Бервальда-Моора. В остальном этот подход является методологически непротиворечивым, однако он до сих пор не вышел за рамки идеи, поскольку, несмотря на определенные достижения в математических разработках, ни одного наблюдаемого феномена с его помощью пока не описано.

С введением темной энергии для интерпретации новых появившихся наблюдений, кризисную ситуацию в теории гравитации можно считать утвердившейся, поскольку наиболее успешная теория, описывающая Вселенную, т. е. ОТО, делает это лишь для 4% энергии Вселенной, остальные 96% приходятся на «темные» составляющие, недоступные для прямых наблюдений. Для того, чтобы понять причины, приведшие к этому кризису, следует рассмотреть и традиционные подходы, характерные для той части ОТО, которая считается успешной. Таких имеется также два. Первый из них – это подход самого Эйнштейна [13, 14], а затем Фока [5], последовательно строивших приближенные решения уравнений поля

и остановившихся на втором приближении в связи с нарастанием технической сложности. Сначала Эйнштейн получил Ньютоновскую гравитацию в [13], а потом Эйнштейн и Фок одновременно и независимо получили следующее приближение решения (эквивалентного вида), которое для точки вдали от системы тел дает гравитационный потенциал [5] в виде

$$U = \frac{G}{r} \left( M + \frac{E}{c^2} \right), \quad (2.1)$$

где  $M$  – суммарная масса тел, а  $E$  включает в себя сумму кинетической и потенциальной энергии взаимодействия тел системы. Формула (2.1), полученная из уравнений поля, соответствует представлениям об эквивалентности массы и энергии, установленной в СТО.

Второй подход начался с решения Шварцшильда [15], а затем был использован Фридрихом [16] и многими другими для рассмотрения разнообразных конкретных метрик, имевших правдоподобные обоснования. Их достоинствами являлись эстетическая привлекательность точных решений и открывающиеся тем самым широкие возможности для разнообразных интерпретаций, особенно после наблюдений Хаббла. Однако имелись и общие недостатки, не привлекавшие достаточного внимания на фоне указанных достоинств. Они состояли в следующем: во-первых, угадывание частных решений (метрик) не сопровождалось перестройкой геодезических, т. е. уравнений движения, что могло приводить к решениям, не имеющим физического смысла, а во-вторых, непосредственная проверка не могла быть произведена и долгое время не проводилась в связи с недостаточным развитием экспериментальной базы, и учитывались лишь косвенные соображения. Когда же проверка была произведена, то были получены плоские кривые вращения спиральных галактик, не соответствующие теоретическим расчетам. В свете рассматриваемых обстоятельств, на которые и указывал Фок, это не кажется удивительным. Близкие по смыслу соображения о ситуации, возникшей в связи с темной энергией, и о возможных ее причинах приведены в разделе 6.2.

### 3 Принцип эквивалентности, анизотропия и единство теории

Для того, чтобы наметить пути преодоления возникших затруднений, обсудим некоторые важные идеи, не получившие должного внимания при развитии ОТО.

Закон гравитации Ньютона, основанный на эмпирическом законе Кеплера, касающемся движения планет в Солнечной системе, никак не противоречил представлениям об абсолютном пространстве, в котором размещались Солнце и планеты. С этим пространством предположительно могла быть связана и абсолютная (инерциальная) система отсчета, а представления о существовании неинерциальных систем касались сначала только лабораторных условий, а потом – Земли, вращающейся вокруг своей оси. Но для таких систем, как галактики, состоящих из множества источников гравитации, ситуация меняется. Согласно фундаментальному для ОТО принципу эквивалентности, не существует экспериментальной возможности отличить силы гравитации от сил инерции. Поэтому становится понятно, что мы никогда не можем определить из наблюдений, какого сорта систему отсчета с точки зрения ее собственного движения мы используем при наблюдениях в масштабе галактики. Помимо сил инерции, связанных с линейным ускорением системы отсчета, эквивалентность которым силам гравитации обычно и обсуждается, известны и силы инерции, зависящие от скорости тела и скорости системы отсчета (например, сила Кориолиса). Тогда в соответствии с принципом эквивалентности нет оснований полагать, что силы гравитации не зависят от скоростей – именно потому, что пока мы остаемся в пределах рассматриваемой системы многих тел и участвуем в движении, нет экспериментальной возможности отличить их от сил инерции. Переход к бесконечности, где силы инерции типа силы Кориолиса также становятся бесконечными, нуждается в адекватной

интерпретации при экспериментальной проверке. Этим ситуация в галактике отличается от ситуации в планетной системе, где явления, происходящие в окрестности звезды, планеты и в лаборатории нетрудно разнести по масштабам и выбрать систему отсчета с определенными свойствами собственного движения по отношению к изучаемым явлениям. Таким образом, представляется естественным учесть зависимость сил гравитации от скоростей пробного тела и окружающей системы источников.

Как известно, любая теория, которая последовательно объединяет закон обратных квадратов для сил и Лоренцеву инвариантность, должна содержать поле, порождаемое токами (см. обсуждение в [2, 3]). В электродинамике, где постоянные взаимодействия  $q$  представляет собой электрический заряд, это – магнитное векторное поле, которому соответствует сила Лоренца, зависящая от скоростей зарядов и входящая в правую часть уравнения геодезической. Ее выражение имеет вид

$$\vec{F}_L = q\vec{E} + q[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (3.1)$$

В подходе, известном как гравитоэлектромагнетизм (ГЭМ) [17], используется описание гравитации с помощью скалярного и векторного потенциалов аналогично электродинамике. Однако, хотя расчет получающихся малых поправок к классической ОТО, связанных с вращательным движением гравитирующих тел, и не противоречит измерениям, такая аналогия слишком прямолинейна и не может быть применена к гравитации непосредственно. Теория ГЭМ копирует электромагнетизм формально, но в последнем зависящая от скорости сила Лоренца, присущая электродинамике, создается дополнительным (внешним) полем и соответствующими источниками (электрическими зарядами). В ОТО не исключаемую гравитационную силу нельзя приписать внешнему (дополнительному) полю, также и никакая его часть не может быть произвольно рассмотрена в качестве дополнительного поля, как в ГЭМ. Являясь в силу принципа эквивалентности причиной геометрической кривизны, гравитационное поле должно учитываться непосредственно в метрике. Эти же соображения относятся и к возможной попытке применения в гравитации теории запаздывающих потенциалов и потенциалов Лиенара-Вихерта

Возвращаясь к зависимости гравитационных сил от скоростей, мы заключаем, что метрика, соответствующая потенциалам гравитационных сил, должна включать и векторные поля, связанные со скоростью пробной частицы и скоростями источников гравитации. Метрика, зависящая от производной координаты (от «скорости»), характеризует анизотропное пространство, геометрия которого уже не является геометрией Римана.

При любой попытке построения или модификации теории следует обратить внимание на сохранение ее единства, достигнутого в ОТО, т. е. на сохранение взаимосвязи уравнения геодезической и уравнений поля в процессе решения получаемых уравнений. Следует также иметь в виду, что решение уравнений поля (метрика) интересует нас не только само по себе, оно используется для того, чтобы подставить его в уравнения движения и сравнить расчетное движение с наблюдаемым.

Как уже упоминалось, уравнение геодезической не является независимым уравнением, закон движения в пространстве Римана получается в форме закона Ньютона только в низшем приближении разложения метрики в окрестности метрики Минковского, и даже при учете следующих членов в Римановском случае в закон движения неизбежно должны войти поправки [5]. Однако, волевым образом, т. е. без учета связанных с ним уравнений поля вводить поправки в уравнение динамики нельзя. Это относится и к тому анизотропному пространству, которое мы намерены рассматривать и в котором соответствующее уравнение геодезической должно принять другой вид.

Подводя итог этим вступительным рассуждениям, можно сформулировать положение, на основе которых была предложена [2,3] анизотропная геометродинамика (АГД), особенности которой рассматриваются в последующих разделах.

1. Принцип эквивалентности утверждает неотличимость сил инерции от сил гравитации, и зависимость от скорости должна войти в выражения для гравитационной силы и для метрического тензора явным образом, поскольку в противном случае гравитация окажется аналогична электромагнетизму, что неправомерно.
2. Следствие: уравнения движения, связанные с гравитационной силой, строго зависят от вида метрики, являющейся решением уравнений поля, наряду с соответствующими граничными условиями и поэтому изменятся.

#### 4 Метрика, уравнения движения и закон гравитации

Получим общий вид уравнения движения, соответствующего решению уравнений поля, не конкретизируя вида метрики  $\tilde{g}_{ij}(x, u(x), y)$ , но считая ее анизотропной в соответствии со сказанным выше. Представим метрику в виде [2]

$$\tilde{g}_{ij}(x, u(x), y) \equiv g_{ij}(x, y) = \gamma_{ij} + \varepsilon_{ij}(x, y) \quad (4.1)$$

где  $\gamma_{ij}$  – метрика Минковского;  $\varepsilon_{ij}(x, y)$  – малое анизотропное возмущение;  $y$  принадлежит касательному пространству, и вдоль траектории  $x^i = x^i(s)$  пробной частицы всегда  $y^i = \frac{dx^i}{ds}$ ; наконец,  $u(x)$  – векторное поле, описывающее самосогласованное движение источников и необходимое для учета анизотропии пространства. Геометрия, в которой метрика имеет вид (4.1), является обобщенной Лагранжевой геометрией.

**Замечание:** Общеизвестная Финслерова геометрия, определяемая Финслеровым метрическим тензором  $g_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F^2}{\partial y^i \partial y^j}$ , где функция  $F = F(x, y)$  однородная первого порядка по  $y$ , и  $\det(g_{ij}) \neq 0$  для всех  $(x, y)$ , принадлежащих касательному расслоению, является ее частным случаем. Упомянутая в разделе 2 версия Финслеровой геометрии не имеет отношения к данному рассмотрению.

Будем считать поле слабым, т. е. при решении ограничимся учетом только первых производных  $\frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial x^k}$ ,  $\frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial y^k}$  и смешанной производной  $\frac{\partial^2 \varepsilon_{ij}}{\partial x^k \partial y^l}$ . Для получения уравнения обобщенной геодезической, соответствующей рассматриваемому приближению, будем варьировать Лагранжиан  $L = (\gamma_{hl} + \varepsilon_{hl}(x, y))y^h y^l$  аналогично [18]. Тогда обобщенная геодезическая примет вид

$$\frac{dy^i}{ds} + (\Gamma_{ik}^i + \frac{1}{2} \gamma^{it} \frac{\partial^2 \varepsilon_{kl}}{\partial x^j \partial y^t} y^j) y^k y^l = 0, \quad (4.2)$$

где  $\Gamma_{jk}^i = \frac{1}{2} \gamma^{ih} (\frac{\partial \varepsilon_{hj}}{\partial x^k} + \frac{\partial \varepsilon_{hk}}{\partial x^j} - \frac{\partial \varepsilon_{jk}}{\partial x^h})$  – символ Кристоффеля, зависящий от  $y$ . Таким образом, для получения уравнения движения (уравнения динамики) в пределе слабого поля в анизотропном пространстве после решения уравнений поля следует использовать уравнение (4.2), а не уравнение геодезической  $\frac{dy^i}{ds} + \Gamma_{ik}^i y^l y^k = 0$ , пригодное в первом приближении в пространстве Римана. В результате повторения известных упрощений<sup>1</sup> и выкладок, сделанных Эйнштейном в [13], и выделения антисимметричной части вспомогательного

<sup>1</sup> Упрощения Эйнштейна: компонентами  $y^2, y^3, y^4$  можно пренебречь по сравнению с  $y^1$ , которая равна 1 с точностью до второго порядка; движение медленное, т. е. производной по времени в уравнениях геодезической можно пренебречь по сравнению с производными по координатам. Дополнительное упрощение в рассматриваемой задаче с анизотропной метрикой: в  $y$ -подпространстве фазового пространства  $(x, y)$  производной по  $y^1$  можно пренебречь по сравнению с производными по  $y^2, y^3$  и  $y^4$ .

тензора, введенного в [2,3], уравнение движения в пространственном сечении, полученное из геодезической (4.2), приобретает вид

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{c^2}{2} \left\{ -\nabla\varepsilon_{11} + [\vec{v}, \text{rot} \frac{\partial\varepsilon_{11}}{\partial\vec{v}}] + \nabla(\vec{v}, \frac{\partial\varepsilon_{11}}{\partial\vec{v}}) \right\} \quad (4.3)$$

где  $\varepsilon_{11}$  – единственная компонента метрического тензора, которая остается в уравнении движения в случае слабого поля и использования допущений, аналогичных [13], о малости скоростей по сравнению с фундаментальной скоростью. Полагая (4.3) уравнением динамики, получаем выражение для обобщенной гравитационной силы [2,3]

$$\vec{F}^{(g)} = \frac{mc^2}{2} \left\{ -\nabla\varepsilon_{11} + [\vec{v}, \text{rot} \frac{\partial\varepsilon_{11}}{\partial\vec{v}}] + \nabla(\vec{v}, \frac{\partial\varepsilon_{11}}{\partial\vec{v}}) \right\} \quad (4.4)$$

Оба последних уравнения получены из геодезической, соответствующей уравнениям поля для нового вида метрики. Они не требуют специального выбора тензора энергии-импульса и каких-либо дополнительных априорных предположений о виде уравнений геодезических. Обратим внимание на физический смысл отдельных составляющих гравитационной силы, входящих в (4.4).

Первый член непосредственно соотносится с выражением для Ньютоновой силы тяготения  $F_N^{(g)}$ , действующей на частицу с массой  $m$ . Для единственного стационарного сферически симметричного источника гравитации задача сводится к [13], и обычное решение уравнений поля дает  $\varepsilon_{11}(x) = \frac{r_s}{r}$ . Если в качестве масштаба длины  $r_s$  выбрать  $r_s = \frac{2GM}{c^2}$ , что соответствует т. н. радиусу Шварцшильда для источника с массой  $M$ , то получится известный закон гравитации Ньютона.

Если обозначить

$$\Omega(x) = \frac{c^2}{4} \text{rot} \frac{\partial\varepsilon_{11}}{\partial\vec{v}}, \quad (4.5)$$

то во втором члене в выражении (4.4) можно распознать аналог «силы Кориолиса»  $F_C^{(g)} = 2m[\vec{v}, \vec{\Omega}(x)]$ , которая свойственна неинерциальной (равномерно вращающейся) системе отсчета, пропорциональна скорости  $\vec{v}$  пробной частицы и зависит также от движения системы отсчета<sup>2</sup>. Здесь эта сила связана с собственным движением источников гравитации. Заметим, что действия, производимые составляющей  $F_C^{(g)}$  гравитационной силы, могут быть притяжением, отталкиванием и тангенциальным действием в зависимости от угла между  $\vec{v}$  и  $\vec{\Omega}(x)$ . Если в некоторой области пространства вектор  $\vec{\Omega}(x)$  сохраняет постоянное направление, то компонента скорости  $\vec{v}$ , параллельная  $\vec{\Omega}$ , не испытывает воздействия второго слагаемого в формуле (4.4). Помимо плоских кривых вращения, известен и другой наблюдательный парадокс [4], согласно которому в отличие от орбитального движения звезд на периферии, движение шаровых скоплений в плоскости, перпендикулярной плоскости спиральной галактики, соответствует расчету, основанному на законе Кеплера. Представление о наличии дополнительной компоненты гравитационной силы вида  $F_C^{(g)}$ , действующей на звезды, движущиеся в плоскости, но не действующей на скопления, движущиеся перпендикулярно ей, объясняет этот парадокс.

Третий член в (4.4) представляет собой [2] дополнительную силу притяжения или отталкивания, действующую на движущуюся частицу, если система гравитационных источников радиально расширяется (взрыв) или радиально сжимается (коллапс), что представляет интерес с точки зрения описания и расчета соответствующих астрофизических процессов.

<sup>2</sup> Если же обозначить  $\frac{c^2}{2} \text{rot} \frac{\partial\varepsilon_{11}}{\partial\vec{v}} = B^{(g)}(x) = 2\text{rot}\vec{u}$ , то можно говорить о гравитационном аналоге силы Лоренца, что может быть удобно с вычислительной точки зрения и будет использовано в дальнейшем.

Для того, чтобы придать выражению для гравитационной силы в пространстве с метрикой (4.1), зависящей от скоростей распределенных источников, более удобный для экспериментальной проверки вид, зафиксируем некоторое тело отсчета. Введем еще одно обозначение

$$\vec{u} \equiv \frac{c^2}{4} \frac{\partial \varepsilon_{11}}{\partial \vec{v}} \equiv [\vec{\Omega}, \vec{r}], \quad (4.6)$$

где  $r$  – радиус-вектор, проведенный в рассматриваемую точку, объединим первое и третье слагаемое в (4.4) под общим знаком градиента

$$\vec{F}^{(g)} = \frac{mc^2}{2} \nabla \left\{ -\varepsilon_{11} + \frac{2}{c^2} \cdot 2(\vec{u}, \vec{v}) \right\} + 2m[\vec{v}, \text{rot} \vec{u}] \quad (4.7)$$

и введем скалярный потенциал  $([\vec{v}, \text{rot} \vec{u}], \vec{r})$ , для которого второе слагаемое в (4.4) тоже будет градиентом. Воспользуемся соотношением  $([\vec{v}, \text{rot} \vec{u}], \vec{r}) = (\vec{v}, [\text{rot} \vec{u}, \vec{r}]) = (\vec{v}, \vec{u})$ . Тогда окончательно получим уравнение

$$\vec{F}^{(g)} = \frac{mc^2}{2} \nabla \left\{ -\varepsilon_{11} + \frac{2}{c^2} \cdot 4(\vec{u}, \vec{v}) \right\}, \quad (4.8)$$

определяющее закон гравитации из уравнения динамики (уравнения геодезической), служащего условием разрешимости уравнений поля в рассматриваемом общем случае. При вычислениях следует учесть все тела, принимающие участие в движении. Помимо обычного слагаемого, связанного с Ньютоновскими потенциалами, в новом уравнении присутствует и анизотропный скалярный потенциал, вклад которого становится заметным при определенных условиях. Отметим, что никаких предположений о конкретном виде метрики не делается, и единственным произвольным допущением является предположение слабого поля.

Требую, чтобы существовал предельный переход к изотропному пространству ОТО, получим

$$\vec{F}^{(g)} = \frac{mc^2}{2} \nabla \left\{ - \sum_n \frac{r_{n,s}}{r_n} + \frac{2}{c^2} \cdot 4(\vec{u}, \vec{v}) \right\}, \quad (4.9)$$

Несмотря на формальное сходство, выражение (4.9) не может быть рассмотрено как пост-ньютоновское приближение по двум причинам. Во-первых, в рассматриваемой задаче нет выраженного центра. Во-вторых, физический смысл различия состоит в том, что в пост-ньютоновском приближении поправка к закону Ньютона начинает играть важную роль с приближением к центру гравитации, а в нашем случае второе слагаемое становится заметным, когда интересующая точка удаляется от него, и Ньютоновское слагаемое затухает. Вопрос, связанный с вычислением  $\vec{u}(x)$ , решается так же, как и в электродинамике, поскольку, как уже отмечалось ранее [2, 3], обе полевые теории имеют одно и то же геометрическое происхождение. Это означает, что можно пользоваться одними и теми же математическими результатами в обоих случаях. Так, применяя к рассматриваемой гравитационной задаче известную формулу индукции магнитного поля, получим

$$\Omega = \text{rot} \left( \int \frac{j^{(m)}(r)}{|r - r_0|} dV \right), \quad (4.10)$$

где  $j^{(m)}(r)$  – плотность «тока массы», а  $r_0$  – координата наблюдателя. Конкретные примеры ее использования будут рассмотрены ниже.

Новым обстоятельством является возможность появления отрицательной поправки к обычному гравитационному потенциалу вплоть до преобладания (наблюдаемых) сил отталкивания над силами притяжения. Но это не должно удивлять, т.к. связано с принципом эквивалентности и отождествлением гравитационных и инерциальных сил, а последние включают в себя, например, центробежные силы. Возможно также и появление



дополнительных (к Ньютонским) сил притяжения, связанных с движением. Но и это находится в соответствии с общими идеями ОТО, представленными формулой (2.1). Все тела, включая то, на котором находится наблюдатель и начало системы отсчета, которой он пользуется, а также то тело, за движением которого он наблюдает, движутся по своим геодезическим. Поэтому при переходе в системы отсчета, связанные с другими телами, описание расчетных траекторий будет, естественно, изменяться, однако новых событий (типа появления новых столкновений) возникнуть не может.

Сделаем несколько замечаний. Во-первых, сравним полученное выражение (4.7) для гравитационной силы с выражением для силы в неинерциальной системе отсчета. Выбирая для простоты равномерно вращающуюся систему, получим, что в ней на тело действует сила

$$\vec{F}_{N-I} = m\nabla\left(\Phi + \frac{V^2}{2}\right) + 2m[\vec{v}, \text{rot}\vec{V}], \quad (4.11)$$

где  $\Phi$  – силовой потенциал,  $v$  – скорость частицы,  $\vec{V} = [\vec{\omega}, \vec{r}]$  – линейная скорость точки, измеряемая из неподвижной системы на расстоянии  $r$  от оси вращения. Второе слагаемое в (4.11) пропорционально силе Кориолиса, второе слагаемое в скобках под градиентом называется центробежной потенциальной энергией. С приближением  $r$  к бесконечности эта энергия также становится бесконечной.

Во-вторых, сравним потенциал в формуле (4.9) и результат Фока (2.1). Имеющееся различие связано с тем, что уравнение (2.1) относится к внешней задаче и подразумевает потенциал в точке, достаточно далекой от всей рассматриваемой системы тел. В нашем случае это не так. Пробное тело является одним из тел системы, и потенциал определяется в той точке, которую оно занимает, двигаясь внутри распределения движущихся масс. Особенности, возникающие при определении потенциала вдали от системы тел в рамках АГД, важные для обоих замечаний, будут рассмотрены в разделе 6.3.

## 5 Модель источника гравитации и ее приложения

Особенности решений уравнений поля в АГД, в общем виде могут обладать более сложными свойствами, чем точки, поскольку потенциал теперь зависит не только от координат, но и от векторного поля, у которого может быть и соленоидальная часть. Поэтому при физической интерпретации таких особенностей в качестве источников гравитации простейшей (базовой) моделью источника будет не точка (сферически симметричное тело), как в ОТО, а система вида «центр плюс ток» (ЦПТ) – центральное тело, окруженное эффективным массовым током  $J^{(m)}$ . Спиральные галактики, очевидно, являются объектами, для описания которых модель ЦПТ пригодна. Для описания более сложных распределений движущихся масс модель необходимо усложнить.

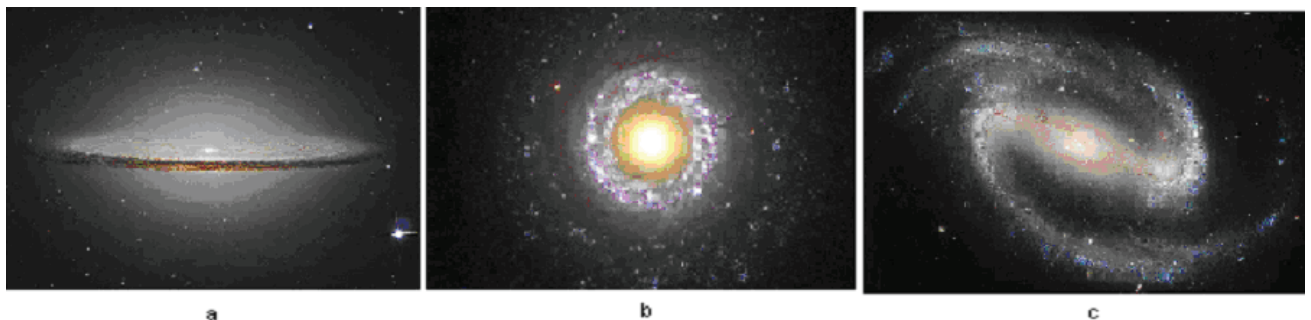


Рис. 2: Спиральные галактики: а – М104, б – NGC7742, с – NGC1300. (Изображения получены с помощью телескопа «Хаббл»)

Ограничимся здесь случаем спиральных галактик. Для таких галактик, как M104 (Сомбреро) или NGC7742 (рис. 2 а,b), наделенных кольцом, эта модель может быть применена непосредственно. Для других спиральных галактик – с более выраженными рукавами – можно ввести эффективные значения радиуса контура  $R_{eff}$ , постоянной угловой скорости  $\Omega_{eff}$ , и линейной скорости плотности массового тока вдоль контура  $V_{eff} = \Omega_{eff}R_{eff}$ . Это можно сделать, например, следующим образом

$$I_{eff} = \sum I_n \equiv MR_{eff}^2 \Rightarrow R_{eff}^2 = \sqrt{\frac{I_{eff}}{M}} \quad (5.1)$$

где  $I_{eff}$  – момент инерции системы с общей массой  $M$ . Эффективная угловая скорость  $\Omega_{eff}$  может быть определена из условия  $I_{eff}\Omega_{eff} \equiv L_{eff} = \sum L_n$ , где  $L_n$  – моменты импульса компонент системы. Таким образом, получаем

$$\Omega_{eff} = \frac{L_{eff}}{I_{eff}} \quad (5.2)$$

Эти параметры могут быть определены для каждой конкретной галактики из астрономических наблюдений. Связь феноменологической величины  $\Omega_{eff}$  с введенной ранее в общем виде величиной  $\Omega(x)$  очевидна.

Определим условия, при которых обычной модели ОТО (точки) для описания физической системы недостаточно и следует применять модель ЦПТ. Они наступают тогда, когда оба члена в уравнении (4.9) начинают играть сопоставимую роль. Будем считать, что пробное тело, т.е. одна из звезд периферии спиральной галактики, движется примерно так же, как и тела, условно принадлежащие круговому контуру, при этом  $u \sim v$ . Тогда из формулы (4.9) следует, что искомое условие для расстояния от звезды до центра галактики и для скорости движения звезды должно иметь вид

$$rv^2 \sim \frac{1}{4}GM, \quad (5.3)$$

что для массы галактики  $M$ , радиуса ее видимого диска  $r$  и скорости  $v$  движения звезд на периферии соответствует значениям, наблюдаемым в астрофизике на галактических масштабах. Поэтому расхождение с наблюдениями предсказаний Ньютона-Эйнштейна-Шварцшильда, сделанными на основе точечной модели, не является удивительным.

Благодаря обсуждавшемуся [2, 3] общему геометрическому происхождению «уравнений Максвелла» в электромагнетизме и гравитации, для расчета гравитационных систем можно использовать математические результаты, полученные в электродинамике. Нетрудно видеть, что гравитационная модель ЦПТ аналогична электромагнитной модели, состоящей из кругового тока и заряда, находящегося в его центре.

### 5.1 Плоские кривые вращения

Рассмотрим для удобства сначала электромагнитный вариант модели ЦПТ, т.е. положительный заряд, окруженный круговым витком с током  $J$ , вокруг которого в плоскости и окрестности витка движется электрон. Строго говоря, электрон в такой системе не может совершать финитного движения и должен либо упасть на центр, либо улететь на бесконечность. Однако число оборотов, выполненное им до этого, может быть достаточно большим. Значение компоненты магнитной индукции  $B_z(r)$ , создаваемой контуром радиуса  $R_{eff}$ , может быть найдено с помощью закона Био-Савара, и, согласно [19], при  $c = 1$  равно

$$B_z(r) = J \frac{2}{\sqrt{(R_{eff} + r)^2 + z^2}} \left[ K + \frac{R_{eff}^2 - r^2 - z^2}{(R_{eff} - r)^2 + z^2} E \right],$$

$$K = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}}; \quad E = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} d\theta, \quad (5.4)$$

$$k^2 = \frac{4R_{eff}r}{(R_{eff} + r)^2 + z^2}.$$

где  $K$  и  $E$  – эллиптические интегралы. Вводя обозначение  $b = r/R_{eff}$  и принимая  $z = 0$ , получим

$$B_z(r) = J \frac{2}{R_{eff}(1+b)} \left[ K + \frac{1-b^2}{(1-b)^2} E \right]. \quad (5.5)$$

Внутренняя область, близкая к заряду, соответствует  $b \ll 1$  и постоянному значению  $B_z(r) \rightarrow J/2R_{eff}$ , удаленная область соответствует  $b \gg 1$  и  $B_z(r) \rightarrow 0$ , промежуточная область, в которой находится контур и движется рассматриваемый электрон, соответствует  $b \geq 1$ , и

$$B_z(r) \sim J/r. \quad (5.6)$$

Центробежная сила  $m \frac{v_{orb}^2}{r}$ , действующая на электрон, равна сумме Кулоновского притяжения  $F_{Cl} = qC_1/r^2$ , создаваемого центральным зарядом, и силы Лоренца  $F_L = qv_{orb}B_z(r)$

$$\frac{mv_{orb}^2}{r} = \frac{qC_1}{r^2} \pm qv_{orb}B_z(r). \quad (5.7)$$

При переходе к рассмотрению гравитационной версии ЦПТ следует заменить электрический заряд гравитационным, т.е.  $q = m_g$ , использовать принцип эквивалентности  $m_g = m$ , и учесть, что область, соответствующая периферии галактики, является промежуточной, т.е.  $B_z^{(g)}(r) \sim J/r$ . Для спиральной галактики ее эффективный радиус  $R_{eff}$  не слишком отличается от радиуса видимого диска, где возможны измерения орбитальных скоростей звезд. Поэтому изменение характера спада  $B_z(r)$  с дальнейшим ростом  $r$  можно не учитывать. Тогда уравнение динамики, в котором обозначим  $J \equiv C_2$ , будет иметь вид

$$v_{orb}^2 = \frac{C_1}{r} \pm v_{orb}C_2, \quad (5.8)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  – постоянные, характеризующие систему, а знак соответствует направлению тока и положению пробного тела вне или внутри контура. Меньший корень квадратного уравнения (5.8) дает значение  $v_{orb} = \frac{C_2}{2} \left( 1 - \sqrt{1 \pm d \frac{4C_1}{rC_2^2}} \right)$ , соответствующее закону Ньютона, знак зависит от направления движения частицы. Пренебрегая малым слагаемым под корнем в большем из корней уравнения (5.8), т.е. в  $v_{orb} = \frac{C_2}{2} \left( 1 + \sqrt{1 \pm \frac{4C_1}{rC_2^2}} \right)$ , получим

$$v_{orb} \sim C_2, \quad (5.9)$$

что соответствует плоской кривой вращения на периферии галактики и не требует ни привлечения темной материи, ни произвольного изменения уравнения динамики.

### 5.2 Закон Талли-Фишера

Оценим величину  $C_2(R_{eff}) = J^{(m)}(R_{eff})$ . Массовый ток можно задать выражением  $J^{(m)}(R_{eff}) \sim M/T$ , где масса спиральной галактики  $M$  пропорциональна ее площади, т. е.  $R_{eff}^2$ , а период оценим в соответствии с законом Кеплера как  $T \sim R_{eff}^{3/2}$ . Это дает  $J^{(m)}(R_{eff}) \sim \sqrt{R_{eff}}$ . Поскольку светимость  $L_{lum}$  также пропорциональна площади галактического диска, получим  $R_{eff} \sim \sqrt{L_{lum}}$ . Таким образом,  $J^{(m)}(R_{eff}) \sim \sqrt{R_{eff}} \sim L_{lum}^{1/4}$  и окончательно

$$v_{orb} \sim L_{lum}^{1/4} \quad (5.10)$$

что соответствует эмпирическому закону Талли-Фишера. Можно заметить, что показатель  $1/4$  соответствует предположению о постоянном отношении массы к светимости, т. е.  $M/L$ , что используется как одно из основных соотношений при определении расстояний в космологии.

### 5.3 Логарифмический потенциал

В применении к спиральной галактике, вещество которой расположено преимущественно в плоскости, полученные результаты имеют прозрачный физический смысл, связанный с уравнениями поля. Обратим внимание на второе слагаемое в выражении для потенциала в (4.8). В рассматриваемом приближении, описывающем характер зависимости  $\varepsilon_{11}$  от координат и скоростей, и в связи с определением  $\vec{u} = \frac{c^2}{4} \frac{\partial \varepsilon_{11}}{\partial \vec{v}}$  произведение  $(u, v)$  зависит от скорости  $v$  линейно, а от координаты – только через  $u$ . Поэтому из указанного определения следует зависимость  $\varepsilon_{11}$  от скорости в виде  $\varepsilon_{11} \sim \ln(v/V_s)$ , где  $V_s$  – некоторый масштаб скорости. Для спиральной галактики направление угловой скорости не меняется (величина ее не обязательно постоянна). Поэтому в этом случае наличие второго слагаемого в (4.8) неизбежно влечет появление в потенциале слагаемого вида  $\varepsilon_{11} \sim \ln(r/r_s)$ . Как известно, логарифмический потенциал является решением двумерного уравнения Пуассона, которое здесь, как и в [13], получится из уравнений поля в том же приближении. Для этого нужно в тензоре Эйнштейна не рассматривать слагаемое, связанное с направлением, перпендикулярным плоскости галактики, а в тензоре энергии-импульса учесть принадлежность массы как центральной, так и кольцевой части ее распределения в соответствии с представлениями модели ЦПТ. Тогда выражение для компоненты метрического тензора будет содержать решение уравнения Пуассона не только для трехмерной задачи,  $\varepsilon_{11} \sim 1/r$  (потенциал Ньютона, связанный с ядром галактики), но и для двумерной задачи,  $\varepsilon_{11} \sim \ln r$  (потенциал, связанный с вращением галактики).

Такой логарифмический потенциал для описания гравитации в спиральной галактике был предложен в работе [20] эвристически. Авторы использовали его для попытки описания наблюдений без использования понятия темной материи, и выражали надежду, что такой потенциал можно получить из релятивистских соображений. Этот же потенциал обсуждался и в [21], где он был введен для описания некоторого  $(2+1)$ -мерного скалярного поля, относящегося к космологической доменной стенке, плоскости которой принадлежат плоскости спиральных галактик.

Интересно, что такой логарифмический гравитационный потенциал можно не угадать, как в [20], а получить в рамках общей физики, т. е. непосредственно из наблюдений. Если бы Земля была единственным небесным телом, вращающимся вокруг Солнца, то третий закон Кеплера, имеющий вид  $R^3/T^2 = const$  для орбит планет, из наблюдений получить бы не удалось. Однако именно этот закон как раз и привел Ньютона к выражению для гравитационного потенциала в Солнечной системе в виде  $\Phi_g \sim r_S/r$ . Вместо этого выполненные впоследствии наблюдения движения звезд в спиральных галактиках дали бы закон

$v_{orb} = const$ , т. е.  $R/T = const$  для орбит звезд, что с помощью тех же самых простых выкладок, что и в Ньютоновском случае, немедленно приводит к потенциалу  $\Phi_g \sim \ln(r/r_s)$ . То есть плоские кривые вращения очевидным образом обеспечиваются логарифмическим гравитационным потенциалом.

Нетрудно видеть, что в АГД логарифм для спиральной галактики возникает не произвольно и не из опыта, а из метрической теории в связи с учетом анизотропии пространства. Он также не требует введения дополнительных полей. При более сложных распределениях движущихся масс потенциалы будут иметь родственный вид в соответствии с (4.6).

## 6 Классические тесты ОТО на галактическом масштабе

Важным достижением ОТО явилось предсказание и последующее наблюдение так называемых классических тестов – прецессии орбиты, отклонения луча и гравитационного красного смещения. Выясним с помощью модели ЦПТ, чему соответствуют эти явления на галактическом масштабе. Наглядные результаты можно получить с помощью численных расчетов, обусловленных в основном тем, что требуемые функции выражаются с помощью эллиптических интегралов.

### 6.1 Прецессия орбиты

Для того, чтобы описать движение звезды в спиральной галактике вокруг ядра галактики, используем модель ЦПТ и, как и ранее, рассмотрим частицу, двигающуюся по орбите в плоскости контура. Выбирая различные начальные условия, можно обнаружить рассеяние, быстрое падение на центр и продолжительное орбитальное движение (см. примеры на рис. 3). Если начальное состояние приводит к достаточно большому числу оборотов частицы вокруг центра ЦПТ, то на рис. 3а можно видеть то, что можно назвать квази-прецессией. Этот тип движения звезды в масштабах галактики является АГД-аналогом прецессии орбиты в ОТО в масштабах планетной системы. К сожалению, убедиться в соответствии расчетной и наблюдаемой траекторий в масштабе галактики довольно трудно. Представления о прецессии (эллиптических) орбит звезд спиральной галактики вокруг ее центра использовались в [22] при разработке теории волн плотности, приводящих к образованию рукавов. Траектория, представленная на рис. 3б, позволяет

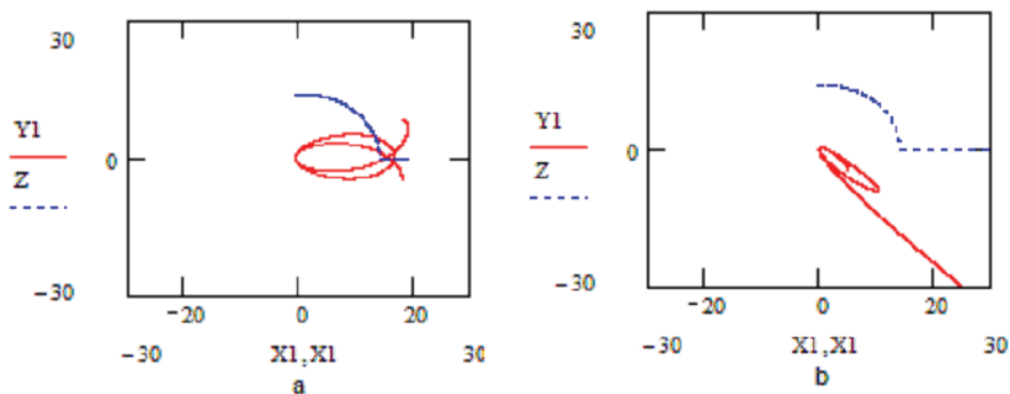


Рис. 3: Траектории, построенные на основе базовой модели АГД: а – квазипрецессия орбиты; б – движение шаровых скоплений, противоречащее закону Кеплера

объяснить, почему шаровые скопления можно зачастую обнаружить в окрестности центра галактики, а не на периферии, где они должны были бы проводить большую часть времени своего существования в соответствии с представлениями Кеплера об эллиптических

орбитах – основе гравитации Ньютона. Действительно, если плоскость траектории скопления близка к плоскости галактики, то влиянием массового тока, связанного с вращением звезд галактики вокруг центра галактики, нельзя пренебречь, и оно может приводить к ситуации, представленной на рис. 3б, т. е. удерживать скопление вблизи центра. Объяснение этой особенности движения шаровых скоплений также указывается в [4] как одно из требований к модификации теории гравитации.

Следует отметить, что численное моделирование системы ЦПТ позволяет обнаружить немало паттернов, весьма сходных с наблюдениями, что позволяет выдвинуть новые гипотезы образования, как самих рукавов, так и баров (перекладин), имеющих у  $2/3$  спиральных галактик, происхождение которых до сих пор остается неясным.

### 6.2 Отклонение луча

На рис. 3 сопоставлены результаты рассеяния пробного тела на Кулоновском центре и на ЦПТ в рамках развитых выше представлений. Поскольку метрика (4.1), используемая для расчета угла отклонения света, теперь зависит и от собственного движения источников, эти траектории дают представление и о траекториях световых лучей. Сопоставление рис. 4а и рис. 4б позволяет объяснить, почему наблюдаемые величины отклонения световых лучей гравитационными линзами могут существенно (в разы) превышать значения, рассчитанные с помощью ОТО, при этом темная материя не требуется.

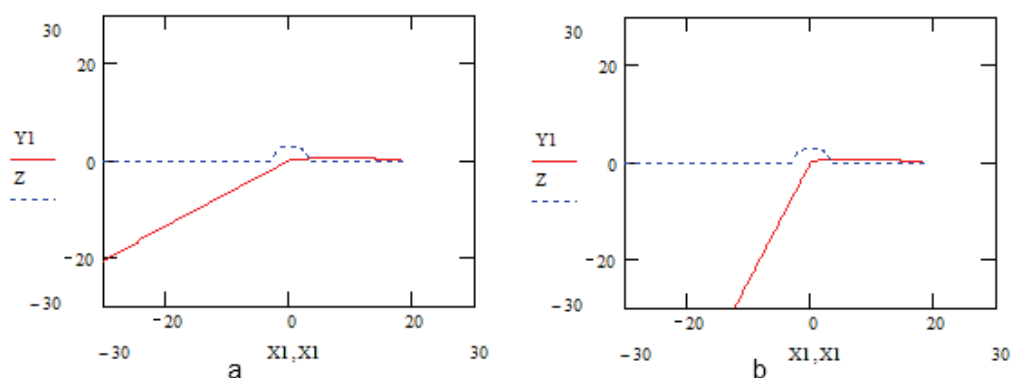


Рис. 4: Траектории рассеяния пробного тела: а – на Кулоновском центре; б – на ЦПТ

Более того, на рис. 5 представлена траектория пробного тела, рассеивающегося на ЦПТ и имеющего два отклонения разного знака, что происходит при изменении направления массового тока на рис. 4б. С точки зрения преломления света это означает, что АГД предсказывает существование рассеивающих гравитационных линз, которые уменьшают угловой размер находящихся за ними объектов. Если подобная линза находится между объектом и наблюдателем на Земле и ориентирована соответствующим образом, то оценка расстояния до объекта может быть завышенной. Если этот объект – астрономическая стандартная свеча, то такая ситуация может послужить причиной неправильной интерпретации результатов наблюдений последнего десятилетия за сверхновыми типа 1а: было сделано предположение, что они указывают на нарушение линейного закона Хаббла [23].

Именно эти наблюдения привели к представлению об ускоренном расширении Вселенной и введению понятия *темная энергия* (отталкивания), которая обеспечивает ускорение, и к появлению новой космологической постоянной (с другим знаком) в уравнениях Эйнштейна. Однако не исключено, что интерпретация наблюдений SN1a с учетом возможного существования рассеивающих гравитационных линз, позволит и не требовать от Вселенной существования темной энергии, в то время как все результаты ОТО в области ее применимости сохраняют свою силу.

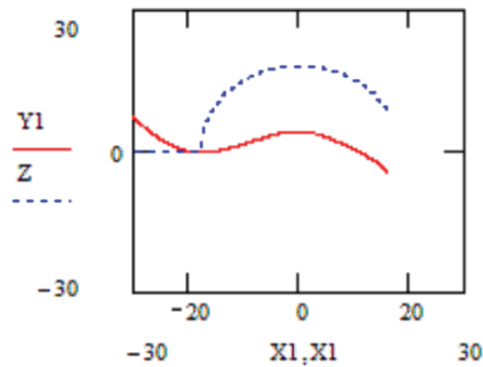


Рис. 5: Траектория рассеяния пробного тела на ЦПТ: два отклонения с разными знаками

Изложим соображения, упомянутые в конце раздела 2. Как известно, впервые космологическая постоянная была введена Эйнштейном для того, чтобы обеспечить наблюдаемую стационарность Вселенной в рамках ОТО. Ее физический смысл соответствовал существованию дополнительной энергии притяжения, характерной для космологических масштабов. Существование этой (непосредственно ненаблюдаемой) энергии представлялось Эйнштейну более вероятным, чем (непосредственно ненаблюдаемая) отсутствие стационарности Вселенной, подразумеваемой решением Фридмана, которое он поначалу считал математически корректным, но не имеющим отношения к физической реальности. После наблюдений Хаббла и интерпретации обнаруженного красного смещения в терминах теории Фридмана, Эйнштейн сделал вывод об ошибочности введения космологической константы. Обе эти ситуации с введением констант схожи в том, что имеющаяся теория не справляется с наблюдениями.

В рамках АГД в гравитационном потенциале в (4.9) появляется дополнительное слагаемое, которое может иметь разные знаки в зависимости от объекта и условий рассмотрения. Это делает введение абсолютной константы менее естественным, чем использование локальных поправок, связанных с относительным движением частей Вселенной.

### 6.3 Гравитационное красное смещение

В случае галактических масштабов неразличимость кинематических и динамических эффектов, т.е. зависимость метрики от скоростей, приводит к неразличимости эффектов типа Доплера, связанных с равномерным движением системы отсчета, и эффектов гравитационного – в некоторых случаях не обязательно красного – смещения.

При переходе к рассмотрению гравитационного потенциала точки, удаленной от наблюдателя, в АГД возникает принципиальное обстоятельство, которое характеризует анизотропное пространство, введенное в связи с намерением более строго учесть принцип эквивалентности и возможности наблюдений. Если начало координат (наблюдатель) находится на одном из тел системы, то с удалением точки, в которой мы хотим определить гравитационный потенциал, на бесконечность, потенциал будет затухать в соответствии с формулой (4.9) по закону, схожему с формулой (2.1), и энергия тел системы также войдет в эффективную массу, которая останется конечной. Однако если все более далеко от рассматриваемой системы тел будет располагаться тело, на котором находится сам наблюдатель, определяющий потенциал в окрестности одного из тел системы, то в потенциал войдет и кинетическая энергия всей системы в целом, измеренная относительно тела отсчета. Это означает, что реализуются ситуации, когда с удалением от наблюдателя системы массивных движущихся тел они приобретают увеличивающийся с расстоянием

наблюдаемый гравитационный потенциал. Это странное на первый взгляд утверждение имеет прямое отношение к идеям Маха, может быть проверено экспериментально и должно приводить к наблюдению гравитационного красного смещения, которое будет увеличиваться с расстоянием до источника. Собственно говоря, наблюдения красного смещения Хаббла могут интерпретироваться как проявления именно этого эффекта, предсказываемого теорией АГД. Это означает, что красное смещение может быть связано не только с радиальным расширением Вселенной, но и с тангенциальными движениями ее удаленных частей. Заметим, что в соответствии с полученным видом гравитационного потенциала в формуле (4.9) первое слагаемое с удалением наблюдателя от системы тел стремится к нулю, но второе будет расти, как  $(\vec{u}, \vec{v}) \rightarrow v^2 \sim r^2$ . Поэтому временной интервал будет обратно пропорционален расстоянию до движущегося источника, что соответствует линейному закону Хаббла. Разброс данных и наблюдаемая анизотропия в законе Хаббла обусловлены различными значениями множителя  $\Omega(x)$  при  $r$ , соответствующего разнообразным тангенциальным движениям.

Косвенным свидетельством в пользу такой интерпретации могут служить измерения тангенциальных скоростей удаленных квазаров [24], представленные на рис. 5, которые оказались удивительно высокими.

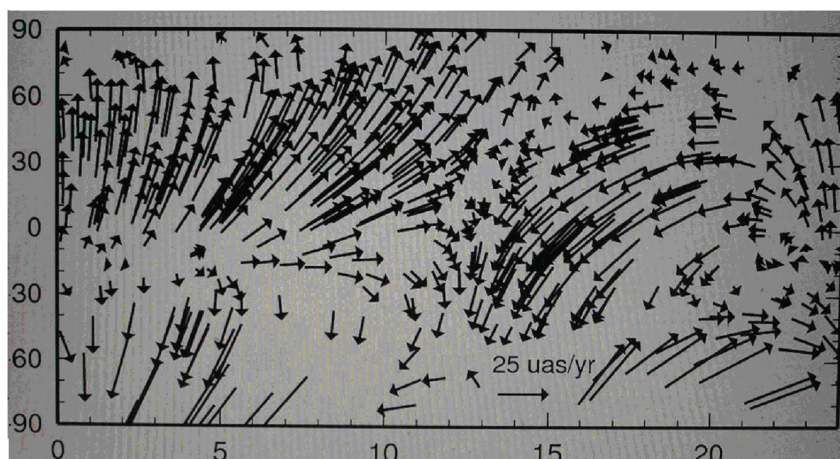


Рис. 6: Наблюдаемое тангенциальное движение квазаров [24]

Таким образом, явления, известные как классические тесты ОТО, не только соответствуют представлениям АГД и поддаются соответствующему расчету, но и наблюдаются. При этом оказывается, что они связаны как раз с теми парадоксальными астрофизическими наблюдениями, которые не находят объяснения в классической ОТО, но являются естественными для АГД.

## 7. Специфический тест АГД

Несмотря на указанные недостатки, связанные с общепринятой интерпретацией наблюдений, включающих понятия темной материи и темной энергии, и отсутствие таковых при использовании для интерпретации теории АГД, следует предложить эксперимент, который будет непосредственно указывать на зависимость метрического тензора от скоростей движущихся масс на галактических масштабах. Как было более подробно описано в [1], таким экспериментом может быть исследование результатов эффекта оптико-метрического параметрического резонанса (ОМПР) для различных астрофизических систем в нашей галактике. Теория ОМПР была разработана в [25], а начавшиеся наблюдения привели к первым обнадеживающим результатам [26]. Эффект ОМПР проявляется при резонансном воздействии гравитационных волн, испускаемых периодическим



источником (тесной двойной звездой), на космический мазер. Сигнал может быть принят обычным радиотелескопом, если выполнены определенные условия ОМПР. Если метрический тензор имеет анизотропию, связанную с вращением спиральной галактики, каковой является и Млечный путь, то условия ОМПР будут зависеть от ориентации исследуемой системы «космический мазер-источник гравитационных волн» относительно плоскости галактики. Это можно зафиксировать при наблюдениях, и подходящие астрофизические системы были предложены в [1]. В работе [18] выполнен расчет влияния анизотропии на условия ОМПР. Сопоставление с результатами соответствующих наблюдений можно будет провести, когда объем накопленного материала наблюдений станет достаточным для статистического анализа.

### Выводы и обсуждение

Основной вывод настоящей работы сводится к тому, что имеются основания реинтерпретировать накопленные результаты наблюдений, выполненных на масштабах галактики и выше, в связи с невозможностью последовательно преодолеть возникшие расхождения с теоретическими предсказаниями ОТО путем введения «темных понятий» и произвольного изменения вида уравнений. К счастью, кардинальной ломки сложившихся представлений и отказа от основ ОТО это не потребует. В то же время косметические попытки, связанные с угадыванием метрик, в том числе таких известных, как метрика Шварцшильда или метрика Фридмана, недостаточны. Причина этого состоит в подчеркнутой В. А. Фоком нерасторжимой взаимосвязи уравнений поля и уравнений геодезической. Такие обстоятельства, как учет принципа эквивалентности во всей его полноте, общие свойства Лоренц-инвариантных полей, соответствующих силам, изменяющимся по закону обратных квадратов, геометрическая основа «уравнений Максвелла» одновременно вынуждают и позволяют использовать закон гравитации, учитывающий скорости движения гравитирующих тел. Это приводит к необходимости введения анизотропной метрики и соответствующего анизотропного пространства. Полученные общие выражения для геодезической, для гравитационной силы и гравитационного потенциала, с одной стороны, имеют своим пределом известные выражения ОТО и Ньютоновские законы, а с другой, – на галактических масштабах – правильно описывают результаты наблюдений без использования темной материи. Известные классические тесты ОТО на галактических масштабах соответствуют наблюдаемым явлениям, с которыми как раз и связаны проблемы классической теории. При этом появляется теоретическая возможность обойтись и без темной энергии, что, впрочем, нуждается в экспериментальной проверке.

В результате использования подхода АГД все результаты классической ОТО, характерные для масштаба планетных систем остаются в силе, расхождения с теорией на галактических масштабах последовательно устранены, предложен характерный эксперимент по выявлению анизотропии на галактическом масштабе, для которого выполнен теоретический расчет и проведены первые обнадеживающие наблюдения.

Подход АГД уместно применить и на следующих масштабах, соответствующих галактическим кластерам и ячейкам крупномасштабной структуры Вселенной, но эти задачи, как и многие другие, возникающие в связи с реинтерпретацией наблюдений, выходят за пределы данной статьи.

### Благодарности

Работа была выполнена в рамках гранта РФФИ 07-01-91681-РА\\_\\_а. Автор выражает признательность Д. Г. Павлову за поддержку, а также Н. Войку, Н. А. Разумовскому, А. Я Казакову и особенно С. С. Кокареву за полезные обсуждения.

## Литература

- [1] С. В. Сипаров. 2006, ГЧГФ 26, с. 155; S. Siparov. 2007, In “*Space-Time Structure: Algebra and Geometry*”, p. 495, Moscow; S. Siparov. 2008, Acta Mathematica APN, 241, p. 135
- [2] S. Siparov. 2008, arXiv: 0809.1817 v3; S. Siparov. 2009, arXiv: 0910.3408
- [3] С. В. Сипаров. 2008, ГЧГФ 210, с. 64
- [4] A. Aguirre, C.P. Burgess, A. Friedland and D. Nolte. 2001, CQG 18, R223
- [5] В. А. Фок. 1939, ЖЭТФ 94, с. 375
- [6] F. Zwicky. 1937, ApJ 86, p. 217
- [7] D. Clowe et al. 2006, ApJ Lett. 648, L109
- [8] M. Milgrom. 1983, ApJ. 270, p. 384
- [9] J.D. Bekenstein, and M. Milgrom. (1984), ApJ 286, p. 7; J. D. Bekenstein. (2007) arXiv: 0701848v2
- [10] C. Brans and R. H. Dicke. 1961, Phys. Rev. 124, p. 925
- [11] Д. Г. Павлов. 2005, ГЧГФ 2 (4), с. 12
- [12] Г. И. Гарасько. 2006 ГЧГФ 1 (5), с. 3
- [13] A. Einstein. 1916, Ann. d. Phys. 49, p. 769
- [14] A. Einstein, I. Infeld and B. Hoffmann. 1938, Ann. Math. 39 (№1), p. 65
- [15] K. Schwarzschild. 1916, Sitzungsber. d. Berl. Akad. p.189
- [16] A. Friedmann. 1922, Zs. Phys., 10, p. 377
- [17] M. L. Ruggiero and A. Tartaglia. 2002, arXiv: [gr-qc] 0207065v2
- [18] S. Siparov & N. Brinzei. 2008, arXiv: [gr-qc] 0806.3066; N. Brinzei, S. Siparov. 2007, ГЧГФ 4, с. 41; S. Siparov, N. Brinzei. 2008 ГЧГФ 2 (10), с. 56
- [19] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. 1957, «*Электродинамика сплошных сред*», Москва.
- [20] W. H. Kinney & M. Brisudova. 2000, arXiv: [astro-ph] 0006453
- [21] G. Dvali, G. Gabadadze & M. Shifman. 2001, arXiv: [astro-ph] 0102422v2
- [22] C. C. Lin & F. H. Shu. 1964, ApJ 140, p. 646
- [23] A. Riess et al. 1998, Astronomical Journal 116, p. 1009
- [24] D. S. MacMillan. 2003, arXiv: [astro-ph] 0309826
- [25] S. V. Siparov. 2004, Astron. & Astrophys., 416, p. 815
- [26] С. В. Сипаров, В. А. Самодуров. 2009, Комп. опт. 33 1, с. 79

## Gravitation law and source model in the anisotropic geometrodynamics

S. V. Siparov

*State University of Civil Aviation, St. Petersburg, Russia,  
Research Institute of Hypercomplex Systems in Geometry and Physics, Friaзино, Russia  
sergey@siparov.ru*

The GRT modification taking into account the dependence of metric on the velocities of the sources is built. It is shown that this dependence follows from the equivalence principle and from the inseparability of the field equations and geodesics equations. As it is known, the latter are the conditions of the field equations solvability, and their form coincides with Newtonian one only in the lowest approximation. The obtained modification provides the explanation for the flat character of the rotation curves of spiral galaxies, for Tully-Fisher law, for some specific features of globular clusters behavior and for the essential excess of the observable gravitational lens effect over the predicted one. Neither dark matter nor arbitrary change of dynamics equations appeared to be needed. Important cosmological consequences are obtained.

**Keywords:** modified theory of gravity, anisotropic metric, rotation curves, Tully-Fisher law.

**PACS:** 04.20.Cv, 04.50.Kd, 95.30.Sf, 98.20.Gm, 98.52.Nr, 98.80.Es.