

ЗАКОН РЕДЖЕ ДЛЯ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

Р.М.Мурадян

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Instituto de Física, Universidade Federal da Bahia, Salvador, BA, Brasil
E-mail: muradian@ufba.br

Показано, что угловой момент J большинства астрономических объектов (от планет до скоплений галактик, и, возможно, всей Вселенной в целом) может быть предсказан, исходя из значения массы объекта m , с помощью простой реджевской формулы. Найдено, что спин планет и звезд описывается законом Редже для шара, а спины галактик и скоплений галактик подчиняются закону Редже для диска.

Построен космический аналог диаграммы Чью — Фраутчи, на которой обнаружены две космологически важные точки, названные точками Эддингтона и Чандрасекара. Их координаты выражаются через определенные комбинации классических и квантово-механических фундаментальных констант G , c и \hbar , m_p .

It is established that angular momentum J of many astronomical objects, ranging from planets and stars up to galaxies and their clusters can be theoretically predicted from object's mass m by means of simple Regge-like relations. It is revealed that the spin of the planets and stars can be described by Regge law for ball, and spin of galaxies and clusters of galaxies obeys the Regge law for disc.

The Chew — Frautschi plot for cosmic objects is constructed, and two important cosmological points are revealed on it. These points are named as Eddington and Chandrasekhar points and their coordinates are expressed via definite combinations of the classical and quantum fundamental constants G , c and \hbar , m_p .

1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее важными физическими параметрами, характеризующими небесное тело, являются его масса m и собственный угловой момент или спин J . Хотя все наблюдаемые космические объекты эволюционируют со временем, тем не менее в силу законов сохранения значения m и J для каждого из них, по-видимому, сохраняются и в настоящее время имеют те же значения, что и в момент формирования. Поэтому изучение зависимости J от m для различных классов астрономических объектов может пролить свет на решение проблемы их происхождения. Другими словами, нельзя ли допустить, что именно вращение небесных тел дает нам в руки ключ к решению космогонической проблемы? А как известно, главная цель астрономии,

впрочем, как и естествознания вообще, состоит в том, чтобы понять, как произошла наблюдаемая Вселенная и ее отдельные компоненты: галактики, звезды и планеты.

Все предыдущие космогонические теории или игнорировали вопрос о происхождении вращения, или же пытались его решить с помощью дополнительных искусственных гипотез. Многие, казалось бы, стройные космогонические теории были признаны ошибочными из-за противоречий с законом сохранения вращательного момента.

Достижения физики элементарных частиц позволяют по-новому взглянуть на проблему происхождения вращения в астрофизических масштабах. Напомним, что на основе работы Редже [1] в начале 60-х годов Чью и Фраутчи ввели понятие прямолинейной траектории, обнаружив фундаментальную взаимосвязь вида $J \sim m^2$ между массой и спином сильновзаимодействующих элементарных частиц — адронов [2] (см. рис.1). Теория Редже оказала большое влияние на развитие физики элементарных частиц сначала при создании дуальных резонансных моделей и амплитуды Венециано, а затем концепции релятивистских струн.

В настоящем обзоре показано, каким образом перенесение идей Редже в астрофизику позволяет решить проблему происхождения вращения небесных тел, не поддающихся решению методами классической физики.

Раздел 2 содержит сведения исторического характера и является вводным.

В разделе 3 обсуждается обобщенная реджевская формула для n -мерных адронов. Показано, что существуют две универсальные закономерности для зависимости спина от массы для широкого класса астрономических объектов:

- 1) зависимость $J \sim m^{3/2}$ для галактик и их скоплений (см. (4));
- 2) зависимость $J \sim m^{4/3}$ для планет и звезд (см. (5)).

В отличие от предыдущих полуфеноменологических подходов, наши формулы содержат в качестве параметров лишь фундаментальные константы и не зависят от подгоночных эмпирических величин.

Раздел 4 посвящен сравнению теоретических предсказаний с данными наблюдений широкого класса астрономических объектов. На космических диаграммах Чью — Фраутчи (рис.2—4), построенных на основе данных наблюдений и теоретических формул, обнаружены две космологически важные точки, координаты которых могут быть выражены через фундаментальные константы \hbar , m_p , G и c и связаны с предельными значениями параметров небесных тел (см. (26)—(29)). С помощью массы Планка

$$m_{Pl} = \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{1/2} \equiv m_p \left(\frac{\hbar c}{G m_p^2} \right)^{1/2}$$

координаты этих предельных точек можно представить в следующем компактном виде:

$$\begin{aligned} \text{точка Эддингтона} &\Rightarrow \left\{ m_{\text{Universe}} = m_p \left(\frac{m_{\text{Pl}}}{m_p} \right)^4, \quad J_{\text{Universe}} = \hbar \left(\frac{m_{\text{Pl}}}{m_p} \right)^6 \right\}, \\ \text{точка Чандрасекара} &\Rightarrow \left\{ m_{\text{star}} = m_p \left(\frac{m_{\text{Pl}}}{m_p} \right)^3, \quad J_{\text{star}} = \hbar \left(\frac{m_{\text{Pl}}}{m_p} \right)^4 \right\}. \end{aligned}$$

Приведенные здесь предельные соотношения для угловых моментов J_{star} и J_{Universe} могут считаться главным результатом нашего подхода, дополняющим хорошо известные предельные массовые формулы Чандрасекара m_{star} и Эддингтона m_{Universe} .

И, наконец, в приложении показано, что используемые нами траектории Редже являются *ведущими* или *ирраст*-траекториями.

2. ВРАЩЕНИЕ — «РОЗЕТТСКИЙ КАМЕНЬ» АСТРОНОМИИ

Большинство небесных тел, начиная с астероидов, планет и звезд и кончая галактиками и их скоплениями, обладают вращением. Вращение Солнца наблюдал уже Галилей, который именно этим объяснял перемещение солнечных пятен. Предположение о вращении Галактики или Млечного пути было впервые выдвинуто Иммануилом Кантом и подтверждено в начале нашего века.

В современной астрофизике вращение играет важную роль при объяснении механизма излучения пульсаров, которые, по-видимому, являются вращающимися нейтронными звездами. Были высказаны гипотезы о том, что в ядрах галактик и в квазарах находятся быстро вращающиеся плотные тела. И, наконец, недавно получены данные о том, что и вся Вселенная в целом, возможно, также вращается.

Как приобрели вращение небесные тела? Имеются основания утверждать, что для большинства небесных тел характер вращения существенно не изменился со времени их образования. Поэтому можно надеяться, что правильное объяснение происхождения сохраняющейся величины вращательного момента явится ключом к решению космогонической проблемы и может сыграть роль «Розеттского камня» в разгадке тайны происхождения небесных тел.

От «первичного атома» к «первичному адрону». В истории науки никогда не ощущалось недостатка в космогонических и космологических идеях. Но часто они входили в противоречие с данными наблюдений или с известными физическими законами и поэтому отбрасывались. И лишь единицы содержали верные и глубокие интуитивные догадки, имеющие непреходящую ценность.

Современная космология зиждется на одной из таких идей, которую выдвинул в 30-х годах Георг Леметр — выдающийся эксперт по общей теории относительности, профессор математики и истории математики и физики Католического университета в Лоувене (Бельгия). В 1927 г. он нашел динамические решения уравнений Эйнштейна и предложил на этой основе свою первую модель реальной Вселенной, связывающую теоретические результаты релятивистской космологии с новыми наблюдательными данными Хаббла о красном смещении внегалактических объектов. Отдавая должное вкладу Фридмана, следует заметить, что именно Леметру удалось впервые найти правильную теоретическую интерпретацию явления расширяющейся Вселенной, и поэтому он вполне заслужил звание «отца теории расширяющейся Вселенной».

Главной мечтой Леметра было построение теории, которая позволила бы, исходя из простейших начальных условий, описать современную Вселенную во всем ее разнообразии. Он считал, что возможно создание единой космологической теории, способной описать эволюцию Вселенной, начиная от предположительно простого начального состояния до наблюдаемого сегодня разнообразия процессов и структур.

В связи с этим в 1931 г. Леметр выдвинул гипотезу «первичного атома» [3,4], в котором, по его мысли, была первоначально сконцентрирована вся масса Вселенной. После открытия нейтрона Леметр сразу же предположил, что начальное состояние представляло собой не атом, а нейтронное атомное ядро.

Исследование закономерностей вращения небесных тел — звезд, галактик и их скоплений — привело автора к выводу о том, что начальным состоянием Вселенной следует считать не «первичный атом» Леметра и не «первичное ядро», а «первичный адрон», имеющий массу Вселенной и обладающий соответствующим реджевским спином. Это предположение, как мы увидим, приводит к естественному объяснению наблюдаемых закономерностей в распределении углового момента небесных тел впервые за всю историю астрономии и физики.

Космический вихрь Анаксагора. Одна из наиболее ранних космогонических теорий, в которой вращение играет важную роль, была выдвинута в V веке до нашей эры Анаксагором из Клазомены (500—428 гг. до н.э.), считающимся посредником между древней ионической философской школой и нарождавшейся греческой наукой. В 480 г. до н.э. он поселился в

Афинах, где прожил 30 лет, считаясь первым учителем философии среди афинян. Как и Сократ, в конце концов он был обвинен в ереси, однако в отличие от своего знаменитого последователя он предпочел ссылку и переехал в Ионию, где благополучно проработал еще 20 лет. Анаксагор, которого К.Маркс назвал «физичнейшим из физиков», выдвинул эволюционную модель мира, в которой вращение играло решающую роль. Благодаря некоторому особому фактору, первичная смесь всех веществ приводилась в мощное круговращательное движение. Согласно Анаксагору, скорость этого вращения была колоссальной и не шла ни в какое сравнение с привычными человеку скоростями. Весь ход дальнейшего космообразования предопределялся круговращением космического вещества.

Вихри Декарта. Спустя две тысячи лет идеи Анаксагора о космическом материальном вихре были возрождены Кеплером и развиты затем в космогонии Декарта. Актуально звучат и сегодня слова Пуанкаре, автора обстоятельного труда «Космогоническая гипотеза» (1911 г.): «Несмотря на многочисленные возражения, выдвигавшиеся против нее, несмотря на поразительные открытия в астрономии, способные удивить ее творцов, вихревая космогония все еще с нами».

Уже в наше время Дж.Джинс выдвинул предположение о том, что вращение галактик является следствием первичных вихревых движений протогалактических облаков, а К.Вейцеккер и Г.Гамов, опираясь на новые результаты теории турбулентности, развили дальше вихревую космогонию.

Отметим также приливную теорию происхождения углового момента галактик, предложенную Ф.Хойлом и развитую П.Пиблсом [39,40], которая является единственной количественно разработанной теорией. К сожалению, она оказалась неспособной объяснить даже порядок величин наблюдаемых угловых моментов.

Из этого краткого перечня становится ясно, что вращение не является каким-то случайным свойством небесных тел, а играет весьма важную, фундаментальную роль в системе мироздания. Однако во всех перечисленных подходах вопрос о рождении первичных вихрей остается открытым и считается труднейшим вопросом космогонии, ждущим своего решения.

О встречающихся здесь трудностях свидетельствует тот факт, что даже великий Ньютон, раскритиковав вихри Декарта, был вынужден отказаться от поисков первопричины вращения небесных тел, приписав это плоду труда «разумного и всемогущего существа». Тем самым явно было нарушено его же известное заявление «гипотез не измышляю» (*hypoteses non fingo*).

Отметим также, что, по существу, система Коперника, изложенная в его труде «О вращениях небесных тел», основана на новой кинематической интерпретации вращательных движений в Солнечной системе.

Важность решения проблемы происхождения вращения небесных тел несомненна [18—35].

Сегодня кажется очевидным, что в решении этой проблемы классическая механика исчерпала все свои возможности, и необходимо заимствовать идеи и концепции из других дисциплин, в частности, из физики элементарных частиц.

3. СПИН АДРОНОВ И ЗАКОН РЕДЖЕ

Одним из наиболее интересных свойств элементарных частиц является их способность обладать врожденным собственным моментом количества движения, иначе называемым спином. В некотором упрощенном смысле слова элементарные частицы подобны вращающимся волчкам. Однако элементарную частицу со спином только условно можно представить в виде быстро вращающегося волчка, так как при этом скорость вращения на поверхности может превысить скорость света, что неприемлемо с точки зрения специальной теории относительности. Поэтому говорят, что спин элементарных частиц, в том числе и адронов, не имеет классического аналога и может быть описан лишь в рамках законов квантовой механики.

Чтобы почувствовать, в чем здесь дело, рассмотрим в качестве примера простейшую элементарную частицу — электрон. Известно, что электрон обладает спином, равным $\hbar/2$. Элементарный классический расчет показывает, что для того, чтобы электрон обладал таким спином, его масса должна быть распределена в сфере, радиус которой порядка комптоновской длины волны электрона 10^{-13} м. В то же время, согласно прямым экспериментальным данным, размеры электрона меньше 10^{-17} м. В курсах квантовой механики об этом говорится коротко и ясно: спин является специфическим квантовым эффектом и не допускает классической интерпретации. Поэтому бессмысленно пытаться представить себе собственный момент количества движения элементарной частицы как результат простого механического вращения вокруг своей оси.

Обобщенный закон Редже. В 60-х годах, благодаря работам Туллио Редже, Джеффри Чью и Стивена Фраутчи, стало ясно, что существует глубокая взаимосвязь между спином и массой адронов. Обнаруженная на опыте корреляция между спином и массой показывает, что чем тяжелее адрон, тем большим спином он обладает, причем рост спина с ростом массы происходит быстрее простой линейной пропорциональности между ними. Наглядно это можно представить так, что тяжелые адроны вращаются быстрее легких, так что с увеличением массы адрон вращается все быстрее и быстрее. Макроскопической аналогией здесь может послужить сравнение вращения Земли и Юпитера: Юпитер тяжелее Земли в 300 раз и в то же время вращается вокруг своей оси в 2,5 раза быстрее, чем Земля.

Основные этапы развития реджевских представлений следующие.

1. При доказательстве справедливости двойного спектрального представления Мандельштама в нерелятивистской квантовой механике Т.Редже [1] ввел понятие движущихся полюсов в плоскости комплексного углового момента.

2. Дж.Чью и С.Фраутчи [2] применили идею Редже в релятивистской адронной физике для группирования адронных частиц с различными массами и спинами в определенные семейства, называемые траекториями Редже. Именно Чью и Фраутчи установили замечательную квадратичную зависимость спина от массы для адронов и адронных резонансов, которую при достаточно больших значениях масс можно записать в виде следующего закона Редже, содержащего лишь фундаментальные константы:

$$J^{(1)} = \hbar \left(\frac{m}{m_p} \right)^2, \quad (1)$$

где $m_p = 1,673 \cdot 10^{-27}$ кг — масса протона и $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка.

До появления этой формулы масса и спин частиц обычно рассматривались как независимые параметры, причем спин, как правило, считался несущественным «кинематическим» усложнением. Сейчас уже ясно, что между спином и массой адрона имеется тесная динамическая взаимосвязь. Так как m и J являются независимыми инвариантами Казимира группы Пуанкаре, было бы желательно понять с точки зрения теории групп, каким образом частицы с фиксированными значениями массы и спина группируются в семейства, лежащие на траекториях Редже. Как замечено в [5], реализация в природе траекторий Редже свидетельствует о наличии определенной функциональной взаимосвязи между двумя казимировскими инвариантами и может быть связана с существованием более высокой симметрии, чем симметрия Пуанкаре*.

В наших предыдущих работах [6—13], посвященных решению проблемы происхождения углового момента небесных тел, было предложено обобщение закона Редже для n -мерных адронов:

$$J^{(n)} = \hbar \left(\frac{m}{m_p} \right)^{1+1/n}, \quad (2)$$

где число $n = 1, 2, 3$ характеризует геометрическую форму адрона:

$$n = 1, \text{ струна: } J^{(1)} = \hbar \left(\frac{m}{m_p} \right)^2, \quad (3)$$

* Автор выражает благодарность академику А.М.Балдину за обсуждение этого интересного вопроса.

$$n = 2, \text{ диск: } J^{(2)} = \hbar \left(\frac{m}{m_p} \right)^{3/2}, \quad (4)$$

$$n = 3, \text{ шар: } J^{(3)} = \hbar \left(\frac{m}{m_p} \right)^{4/3}. \quad (5)$$

Квазиклассически формула (2) может быть получена из простых соображений размерности и требования подобия. Действительно, воспользуемся классическим выражением для углового момента $J = mvr$. При постоянной скорости $v = \text{const}$ имеем $J \sim mr$. С другой стороны, для n -мерного объекта с постоянной плотностью масса $m \sim r^n$ и, следовательно, $r \sim m^{1/n}$. Отсюда следует, что

$$J \sim mr \sim mm^{1/n} \sim m^{1+1/n}.$$

Из требования подобия соотношения $J \sim m^{1+1/n}$ с реджевской формулой (1) для одномерного струноподобного адрона следует обобщенная формула Редже (2).

Более подробное обсуждение формулы (2) приведено в приложении (см. также (58)). Там показано, что соотношение (3) соответствует ведущей траектории Редже. *Ведущая* или, как принято говорить в ядерной физике, *ирист*-траектория соответствует максимальному угловому моменту при заданной массе или, что то же самое, минимальной массе при фиксированном угловом моменте. Это означает, что вся масса (энергия) адрона связана с вращательным движением и, таким образом, вклад колебательных и пульсационных степеней свободы в энергию пренебрежимо мал.

Хорошо известно и очевидно, что траектория Редже для *струны* $J \sim m^2$ является прямолинейной в плоскости J, m^2 . Для *диска* $J \sim m^{3/2}$ и прямолинейность будет наблюдаться в плоскости J^2, m^3 , а для *шара* $J \sim m^{4/3}$ — в плоскости J^3, m^4 .

Керровский угловой момент. В 1963 г. Керр нашел решение уравнений Эйнштейна для гравитационного поля частицы с массой m и спином J , которое при $J = 0$ переходит в решение Шварцшильда. Интересно, что понадобилось почти полвека для такого обобщения (напомним, что решение Шварцшильда было получено в 1915 г., почти одновременно с изложением теории Эйнштейна). Для нас сейчас важно, что метрика Керра устанавливает верхнюю границу для максимального углового момента черной дыры. Горизонт событий определяется формулой (см., например, [48]):

$$r = r_g + \sqrt{r_g^2 - \left(\frac{J}{mc} \right)^2}, \quad (6)$$

где $r_g = \frac{Gm}{c^2}$ — радиус Шварцшильда. Подкоренное выражение должно быть больше или равно нулю для того, чтобы горизонт событий имел смысл. Отсюда следует, что максимальный спин в теории Эйнштейна, иногда называемый керровским спином, равен $J^{(Kerr)} = mcr_g$ или

$$J^{(Kerr)} = \frac{Gm^2}{c}, \quad (7)$$

где $G = 6,673 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$ — гравитационная постоянная Ньютона и $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ — скорость света.

Соотношение Керра можно представить также в виде, совпадающем с реджевской траекторией для струны, но с другим наклоном. Для этого воспользуемся выражением для планковской массы*:

$$m_{Pl} = \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{1/2} \quad (8)$$

и представим керровский момент в виде

$$J^{(Kerr)} = \hbar \left(\frac{m}{m_{Pl}} \right)^2. \quad (9)$$

Таким образом, формула для керровского углового момента совпадает с формулой для реджевского углового момента для струны, если в последней сделать замену $m_p \rightarrow m_{Pl}$, т.е. изменить параметр наклона, обратно пропорциональный квадрату массы протона, в 10^{38} раз. Покажем, что формула Редже для струны (3) прямо пропорциональна керровскому угловому моменту, и определим фактор пропорциональности. Действительно, имеет место следующее тождественное соотношение между керровским и струнным реджевским моментами:

$$J^{(Kerr)} = \frac{Gm_p^2}{\hbar c} J^{(1)}, \quad (10)$$

где $J^{(1)}$ задается формулой (3), а безразмерный фактор пропорциональности равен

$$\frac{Gm_p^2}{\hbar c} = 5,903 \cdot 10^{-39}. \quad (11)$$

*Численно масса Планка равна $m_{Pl} = 2,177 \cdot 10^{-8} \text{ кг}$, что в $1,3 \cdot 10^{19}$ раз больше массы протона, т.е. $m_{Pl} = 1,3 \cdot 10^{19} m_p$. Отметим также тождество $m_{Pl} \equiv m_p \left(\frac{\hbar c}{Gm_p^2} \right)^{1/2}$.

Приведем для справок гравитационный угловой момент n -мерного объекта, сделав в (2) подстановку $m_p \rightarrow m_{pl}$:

$$J_{grav}^{(n)} = \hbar \left(\frac{m}{m_{pl}} \right)^{1+1/n} = \hbar \left(\frac{Gm^2}{\hbar c} \right)^{\frac{1}{2}(1+1/n)} \quad (12)$$

Отметим, что по определению $J^{(Kerr)} \equiv J_{grav}^{(1)}$.

Интересно отметить тот факт, что начиная с 60-х годов была замечена загадочная аналогия между поведением адронов в сильных взаимодействиях на больших расстояниях и гравитацией [49,50]. Недавно было показано [51], что это свойство может быть понято на основе особенностей квантовой хромодинамики, возникающих из-за возможности обмена бесцветной комбинацией двух глюонов со спином 2, имитирующих гравитон. Этим можно объяснить струнное ($J \sim m^2$) поведение как адронных траекторий Редже, так и момента Керра.

Струна: $J \sim m^2$. Напомним, что параметр $n = 1, 2, 3$ в обобщенной формуле Редже (2) характеризует геометрическую форму адрона:

- $n = 1$ для одномерных объектов типа *струны*;
- $n = 2$ для двумерных плоских объектов, имеющих форму *диска*;
- $n = 3$ для трехмерных объектов, подобных *шару*.

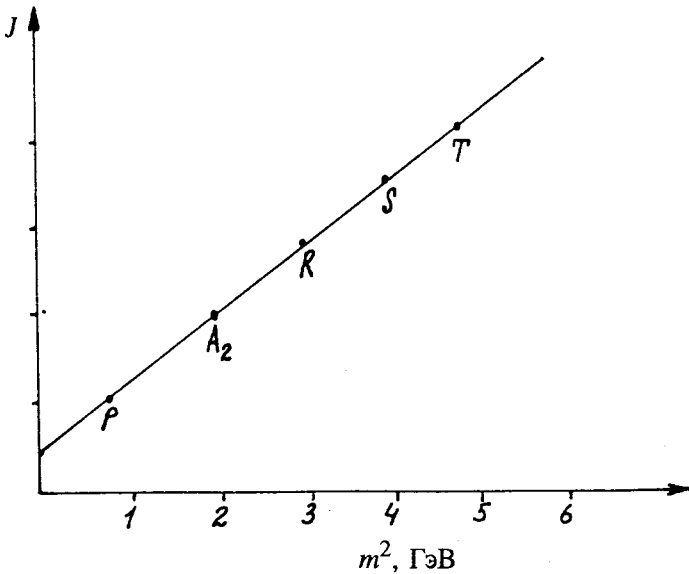


Рис.1. Диаграмма Чью — Фраутчи в плоскости (J, m^2) для $\rho - a_2(1320)$ -мезонной траектории

Формула (2) справедлива для обычных *струноподобных* адронов и соответствует на диаграмме Чью — Фраутчи в плоскости J, m^2 прямолинейной траектории Редже. Впечатляющий пример представляет мезонная $\rho - a_2(1320)$ -траектория, линейная вплоть до мезона $a_0(2450)$ со спином $6\hbar$ и массой $2450 \text{ МэВ}/c^2$, представленная на рис.1.

Диск: $J \sim m^{3/2}$. Реджевский спин двумерных дискообразных адронов, с показателем формы $n = 2$, задается формулой (4). Преобразуем ее, введя параметр N , характеризующий число нуклонов объекта с массой m :

$$N = \frac{m}{m_p}. \quad (13)$$

Тогда формула (4) примет простой вид:

$$J^{(2)} = \hbar N^{3/2}, \quad (14)$$

т.е. угловой момент диска = постоянная Планка \times (число нуклонов) $^{3/2}$.

В системе СИ, где масса измеряется в кг, а угловой момент в $\frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}}$, формула (4) принимает вид*

$$J^{(2)} = 1,5 \cdot 10^6 m^{3/2}. \quad (15)$$

Иногда в астрономии массу объекта измеряют в массах Солнца $m_\odot = 1,98892(25) \cdot 10^{30}$ кг. Тогда вместо (4) можно воспользоваться эквивалентным соотношением

$$J^{(2)} = 4,3 \cdot 10^{51} \left(\frac{m}{m_\odot} \right)^{3/2}. \quad (16)$$

Приведем для удобства сводку различных выражений для $J^{(2)}$:

$$\begin{aligned} J^{(2)} &= \hbar \left(\frac{m}{m_p} \right)^{3/2} = \hbar N^{3/2} = \\ &= 1,542 \cdot 10^6 m^{3/2} \quad (\text{система СИ}) = 4,324 \cdot 10^{51} \left(\frac{m}{m_\odot} \right)^{3/2} \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}. \end{aligned}$$

Прологарифмировав последнюю формулу, найдем

$$\log_{10} \left(\frac{J^{(2)}}{\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}} \right) = \frac{3}{2} \log_{10} \left(\frac{m}{m_\odot} \right) + 51,6274. \quad (17)$$

*Заметим, что в СИ имеет место тождество $\frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}} \equiv \text{Дж} \cdot \text{с}$.

Полученную таким образом формулу (17) можно сравнить с полуэмпирической формулой Генкина и Генкиной из работы [28]:

$$\log_{10} \left(\frac{J}{\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}} \right) = (1,52 \pm 0,05) \log_{10} \left(\frac{m}{m_{\odot}} \right) + 50,11 \pm 0,04, \quad (18)$$

выведенной совершенно другим путем, с использованием большого статистического материала.

Реджевская траектория $J^{(2)}$ достаточно хорошо описывает вращательный момент галактик. Рассмотрим для иллюстрации примеры.

1. *Наша Галактика.* Масса нашей Галактики равна $m_G = 3,38 \cdot 10^{41}$ кг, а наблюдаемый спин $J_G = 1,92 \cdot 10^{68}$ кг · м² · с⁻¹. Теоретическое предсказание $J_G^{(2)} = 3,03 \cdot 10^{68}$ кг · м² · с⁻¹ находится, как видно, в хорошем согласии с наблюдаемым спином нашей Галактики.

2. *Галактика М51.* Для галактики М51 наблюдаемые значения массы и спина равны $m_{M51} = 9,54 \cdot 10^{40}$ кг и $J_{M51} = 2,48 \cdot 10^{67}$ кг · м² · с⁻¹, а теоретически предсказанное значение $J_{M51}^{(2)} = 4,54 \cdot 10^{67}$ кг · м² · с⁻¹.

Шар: $J \sim m^{4/3}$. Формула (5) для трехмерных шарообразных объектов хорошо описывает вращение планет и звезд.

Для практических целей ее удобно подвергнуть тождественным преобразованиям, аналогичным для (4). Приведем для удобства сводку различных выражений для $J^{(3)}$:

$$\begin{aligned} J^{(3)} &= \hbar \left(\frac{m}{m_p} \right)^{4/3} = \hbar N^{4/3} = \\ &= 53,114 m^{4/3} \text{ (система СИ)} = 1,329 \cdot 10^{42} \left(\frac{m}{m_{\odot}} \right)^{4/3} \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}. \end{aligned}$$

Отсюда следует правило:

$$\text{угловой момент шара} = \text{постоянная Планка} \times (\text{число нуклонов})^{4/3}.$$

Рассмотрим некоторые примеры применения траектории $J^{(3)}$ для описания спина планет и звезд.

1. *Юпитер.* Масса и спин Юпитера хорошо измерены и равны $m_{Jup} = 1,90 \cdot 10^{27}$ кг и $J_{Jup} = 4,32 \cdot 10^{38}$ кг · м² · с⁻¹. Теоретически вычисленное значение $J_{Jup}^{theor} = 1,25 \cdot 10^{38}$ кг · м² · с⁻¹ почти совпадает с наблюдаемым.

2. *Земля и система Земля/Луна.* Из наблюдений масса и спин Земли равны $m_{\oplus} = 5,97 \cdot 10^{24}$ кг и $J_{\oplus} = 5,91 \cdot 10^{33}$ кг · м² · с⁻¹. Теоретическое значе-

ние спина Земли $J_{\oplus}^{theor} = 5,74 \cdot 10^{34}$ кг · м² · с⁻¹ несколько больше наблюдаемого, однако ближе к наблюдаемому спину системы Земля/Луна.

3. *Солнце и Солнечная система.* Масса и спин Солнца относительно хорошо известны из наблюдений и равны $m_{\odot} = 1,989 \cdot 10^{30}$ кг и $J_{\odot} = 1,63 \cdot 10^{41}$ кг · м² · с⁻¹. Теоретически предсказанное значение спина Солнца $J_{\odot}^{theor} = 1,33 \cdot 10^{42}$ кг · м² · с⁻¹ лежит между наблюдаемыми значениями спина Солнца и суммарного спина Солнечной системы $J_{Solar\ System} = 3,15 \cdot 10^{43}$ кг · м² · с⁻¹.

4. КОСМИЧЕСКАЯ ДИАГРАММА ЧЬЮ — ФРАУТЧИ

Основную роль в нашем подходе к проблеме вращения небесных тел играет обобщенная диаграмма Чью — Фраутчи [2] для космических объектов в дважды логарифмической плоскости и $\log_{10}(m) - \log_{10}(J)$.

Сначала построена диаграмма на основе наблюдательных данных о планетах, звездах и галактиках и их скоплениях (см. рис.2). Затем на рис.3 представлены результаты теории. И, наконец, для сравнения результатов теории и наблюдений эти два рисунка совмещены в рис.4, демонстрирующем довольно хорошее согласие предложенного теоретического подхода с реальностью.

Отметим, что на космической диаграмме Чью — Фраутчи выделяются две особые точки, названные нами *точками Эддингтона и Чандрасекара*, координаты которых выражаются через определенные комбинации фундаментальных констант G , \hbar , c и m_p . Обсуждается космологический смысл этих точек.

Наблюдательные данные о массах и спинах небесных тел. Все небесные тела — планеты, звезды, галактики и их системы — вращаются. Критический анализ наблюдательных данных показывает, что приводимые в литературе величины для угловых моментов спиральных галактик могут содержать ошибку на полпорядка и даже несколько больше, а значения массы могут содержать неопределенность в два или три раза.

В случае эллиптических галактик со значительной сплюснутостью (подтипы E5—E7), можно воспользоваться информацией о вращательных данных по аналогии со спиральными галактиками. Однако для сферических или почти сферических систем скорость вращения настолько мала, что ее трудно определить из наблюдений. Тем не менее можно оценить верхнюю границу скорости вращения двумя путями: 1) предположив, что она равна удвоенной средней ошибке определения этой скорости; 2) исходя из того

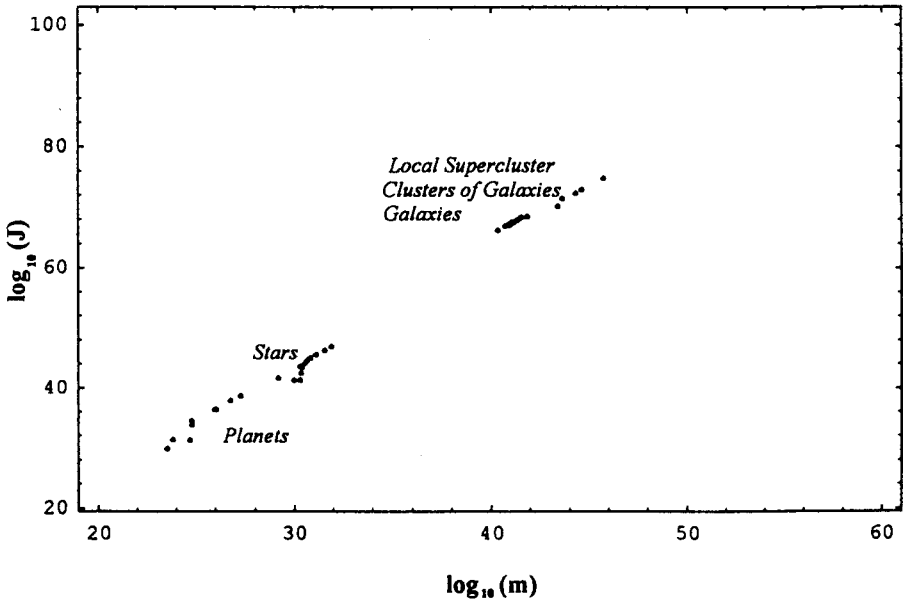


Рис.2. Наблюдательные данные о массах и спинах небесных тел в дважды логарифмической плоскости согласно значениям m и J (набл.) из табл.1 и 2

факта, что вращение вызывает небольшую сплюснутость системы, характерную для подтипов E0—E2. Что касается масс этих систем, то приходится оценивать их из дисперсии скоростей, вызывающих расширение спектральных линий.

Данные о скоплениях и сверхскоплениях гораздо менее известны, чем данные о галактиках. Однако и здесь, как в случае эллиптических галактик, можно определить верхнюю границу углового момента, исходя из верхней границы для линейной скорости вращения. Лишь в случае Локального Сверхскопления Вокулера, в которое, в частности, входит скопление Девы и Местная Группа, можно говорить о более или менее определенном значении линейной скорости вращения, равной 400 ± 100 км/с на расстоянии 10 Мпс от центра Сверхскопления. Отметим также, что имеются косвенные данные о существовании вращения Локального Сверхскопления, которые основаны на корреляции ориентаций малых осей галактик. Наблюдения указывают, что эти оси преимущественно направлены перпендикулярно к плоскости уплощения Локального Сверхскопления, т.е. параллельно возможной оси вращения Сверхскопления как целого.

Таблица 1. Массы и спины скоплений галактик, спиральных галактик и шаровых скоплений

Объект	Масса, кг	Спин (набл.), кг · м ² · с ⁻¹	Спин (теор.), кг · м ² · с ⁻¹
<i>Скопления галактик</i>			
Локальное Сверхскопление	$5 \cdot 10^{45}$	$6 \cdot 10^{74}$	$5,45 \cdot 10^{74}$
A 1656 (Coma)	$4 \cdot 10^{44}$	$0,9 \cdot 10^{73}$	$1,23 \cdot 10^{73}$
A 2199	$2 \cdot 10^{44}$	$2,2 \cdot 10^{72}$	$4,36 \cdot 10^{72}$
Дева	$4 \cdot 10^{43}$	$2,6 \cdot 10^{71}$	$3,90 \cdot 10^{71}$
Шахбазян I	$2,4 \cdot 10^{43}$	$1,8 \cdot 10^{71}$	$1,81 \cdot 10^{71}$
<i>Спиральные галактики</i>			
Андромеда (M31)	$6,78 \cdot 10^{41}$	$2,36 \cdot 10^{68}$	$8,61 \cdot 10^{68}$
Наша Галактика	$3,38 \cdot 10^{41}$	$1,92 \cdot 10^{68}$	$3,03 \cdot 10^{68}$
NGC 3031 (M81)	$2,78 \cdot 10^{41}$	$1,30 \cdot 10^{68}$	$2,26 \cdot 10^{68}$
5005	$1,98 \cdot 10^{41}$	$6,82 \cdot 10^{67}$	$1,36 \cdot 10^{68}$
7331	$1,86 \cdot 10^{41}$	$6,82 \cdot 10^{67}$	$1,24 \cdot 10^{68}$
5055 (M63)	$1,31 \cdot 10^{41}$	$2,91 \cdot 10^{67}$	$7,31 \cdot 10^{67}$
1832	$1,11 \cdot 10^{41}$	$2,85 \cdot 10^{67}$	$5,70 \cdot 10^{67}$
1808	$9,55 \cdot 10^{40}$	$2,11 \cdot 10^{67}$	$4,55 \cdot 10^{67}$
5194 (M51)	$9,54 \cdot 10^{40}$	$2,48 \cdot 10^{67}$	$4,54 \cdot 10^{67}$
0681	$7,76 \cdot 10^{40}$	$1,67 \cdot 10^{67}$	$3,33 \cdot 10^{67}$
6574	$8,15 \cdot 10^{40}$	$1,18 \cdot 10^{67}$	$3,59 \cdot 10^{67}$
1084	$4,97 \cdot 10^{40}$	$7,44 \cdot 10^{66}$	$1,71 \cdot 10^7$
3504	$2,19 \cdot 10^{40}$	$1,61 \cdot 10^{66}$	$5,00 \cdot 10^{66}$
<i>Шаровые скопления</i>			
NGC 104 (47 Tuc)	$2,1 \cdot 10^{36}$	$1,3 \cdot 10^{58}$	$4,69 \cdot 10^{60}$
362	$3,6 \cdot 10^{35}$	$2,4 \cdot 10^{57}$	$3,33 \cdot 10^{59}$

Для скоплений галактик и шаровых скоплений наблюдаемые спины оценены из данных о дисперсии скоростей и линейных размеров. Для скоплений галактик использованы результаты работы [24]. Массы и спины спиральных галактик взяты из [25].

Аналогичные косвенные указания свидетельствуют в пользу гипотезы о вращении других сверхскоплений, например, сверхскоплений в Рыбах и Большой Медведице.

Таблица 2. Массы и спины звезд и планет

Объект	Масса, кг	Спин (набл.), кг · м ² · с ⁻¹	Спин (теор.), кг · м ² · с ⁻¹
<i>Звезды главной последовательности</i>			
O5	$7,92 \cdot 10^{31}$	$7,07 \cdot 10^{46}$	$1,81 \cdot 10^{44}$
B0	$3,54 \cdot 10^{31}$	$1,46 \cdot 10^{46}$	$6,17 \cdot 10^{43}$
B5	$1,28 \cdot 10^{31}$	$3,12 \cdot 10^{45}$	$1,59 \cdot 10^{43}$
A0	$6,44 \cdot 10^{30}$	$8,56 \cdot 10^{44}$	$6,36 \cdot 10^{42}$
A5	$4,16 \cdot 10^{30}$	$3,01 \cdot 10^{44}$	$3,55 \cdot 10^{42}$
F0	$3,38 \cdot 10^{30}$	$1,27 \cdot 10^{44}$	$2,69 \cdot 10^{42}$
F5	$2,56 \cdot 10^{30}$	$2,57 \cdot 10^{43}$	$1,86 \cdot 10^{42}$
G0	$2,18 \cdot 10^{30}$	$2,54 \cdot 10^{42}$	$1,50 \cdot 10^{42}$
Солнечная система			
Солнце (G2)	$1,99 \cdot 10^{30}$	$3,15 \cdot 10^{43}$	$1,33 \cdot 10^{42}$
K0	$1,99 \cdot 10^{30}$	$1,63 \cdot 10^{41}$	$1,33 \cdot 10^{42}$
K0	$1,54 \cdot 10^{29}$	$< 3,65 \cdot 10^{41}$	$4,38 \cdot 10^{40}$
M0	$9,31 \cdot 10^{28}$	$< 1,63 \cdot 10^{41}$	$2,24 \cdot 10^{40}$
<i>Планеты</i>			
Юпитер	$1,90 \cdot 10^{27}$	$4,32 \cdot 10^{38}$	$1,25 \cdot 10^{38}$
Сатурн	$5,68 \cdot 10^{26}$	$7,68 \cdot 10^{37}$	$2,50 \cdot 10^{37}$
Уран	$8,72 \cdot 10^{25}$	$2,09 \cdot 10^{36}$	$2,05 \cdot 10^{36}$
Нептун	$1,02 \cdot 10^{26}$	$2,10 \cdot 10^{36}$	$2,53 \cdot 10^{36}$
Земля/Луна	$5,97 \cdot 10^{24}$	$2,81 \cdot 10^{34}$	$5,75 \cdot 10^{34}$
Земля	$5,97 \cdot 10^{24}$	$5,91 \cdot 10^{33}$	$5,75 \cdot 10^{34}$
Плутон	$6,6 \cdot 10^{23}$	$2,3 \cdot 10^{31}$	$3,05 \cdot 10^{33}$
Венера	$4,87 \cdot 10^{24}$	$1,8 \cdot 10^{31}$	$4,38 \cdot 10^{34}$
Меркурий	$3,33 \cdot 10^{23}$	$6,5 \cdot 10^{29}$	$1,23 \cdot 10^{33}$

Наблюдательные данные взяты из [26,27]. Полный угловой момент спутников в системах Юпитера, Сатурна и Урана намного меньше спина центральной планеты. В системе Юпитера суммарный угловой момент спутников равен $4,24 \cdot 10^{36}$, Сатурна — $9,6 \cdot 10^{35}$, Урана — $0,7 \cdot 10^{34}$ кг · м² · с⁻¹.

Космогоническое значение возможного вращения сверхскоплений и роль вращения скоплений и сверхскоплений для проверки различных теорий образования галактик проанализировал Озерной [57] (см. также (43), (44)), который подчеркнул, что наблюдаемые корреляции между осями вра-

щений галактик на расстояниях порядка 100 Мпс свидетельствуют о реликтовой природе вращения и прямо обусловлены физическими условиями, при которых формировались галактики. Такая корреляция представляется естественной, если галактики, их скопления и сверхскопления образовались за счет распада сверхтяжелых адронов с большим спином.

Заметим, что прямое указание на возможность вращения астрономической Вселенной в целом, основанное на статистике неравномерного распределения радиогалактик, имеющих S- и Z-формы, было получено в работах Бирча [53,54].

В табл.1 и 2 приведены используемые нами наблюдательные данные. Эти же данные представлены графически на рис.2, где на плоскости $\log_{10}(m) - \log_{10}(J)$ представлен весь спектр астрономических объектов (см. также [11,13]).

Угловой момент в двойных галактиках. Наблюдательные данные о распределении орбитального и собственных (спиновых) моментов у двойных галактик представляют исключительно ценный интерес с точки зрения космогонии этих систем. Оценки угловых моментов в парах галактик были сделаны Б.Горбачевым [55], который установил, что орбитальный момент двойных галактик больше суммы их спиновых моментов в 1,2 + 1,6 раза.

Можно показать, что весьма близкая теоретическая оценка следует из нашего подхода. Полный угловой момент двойной системы J_{tot} складывается из орбитального момента системы L и спиновых моментов индивидуальных галактик J_1 и J_2 :

$$J_{\text{tot}} = L + J_1 + J_2. \quad (19)$$

Для простоты допустим, что массы галактик одинаковы и равны m , а спины выражаются через реджевскую формулу для галактик:

$$J_1 = J_2 = J = \hbar \left(\frac{m}{m_p} \right)^{3/2}. \quad (20)$$

Если пара галактик образовалась за счет распада протоадрона с массой $2m$, то полный момент системы должен быть равен

$$J_{\text{tot}} = \hbar \left(\frac{2m}{m_p} \right)^{3/2} = \sqrt{2} \cdot 2J. \quad (21)$$

Определим минимальный и максимальный орбитальные моменты:

$$L_{\text{min}} = J_{\text{tot}} - 2J = (\sqrt{2} - 1) 2J, \quad (22)$$

$$L_{\text{max}} = J_{\text{tot}} + 2J = (\sqrt{2} + 1) 2J. \quad (23)$$

Средний орбитальный момент равен полусумме

$$\frac{L_{\min} + L_{\max}}{2} = J_{\text{tot}} = \sqrt{2} \cdot 2J, \quad (24)$$

что находится в согласии с числом, полученным Горбачевым из наблюдательных данных:

$$\frac{L_{\min} + L_{\max}}{2} = (1,2 + 1,6) 2J \approx 1,4 \cdot 2J. \quad (25)$$

Теория. На рис.3 представлены три прямые линии, соответствующие двум реджевским траекториям $J^{(2)}$ и $J^{(3)}$ и керровской траектории $J^{(Kerr)}$ на дважды логарифмической плоскости $\log_{10}(m) - \log_{10}(J)$. Напомним, что реджевская траектория $J^{(2)}$ из формулы (4) соответствует плоским диско-

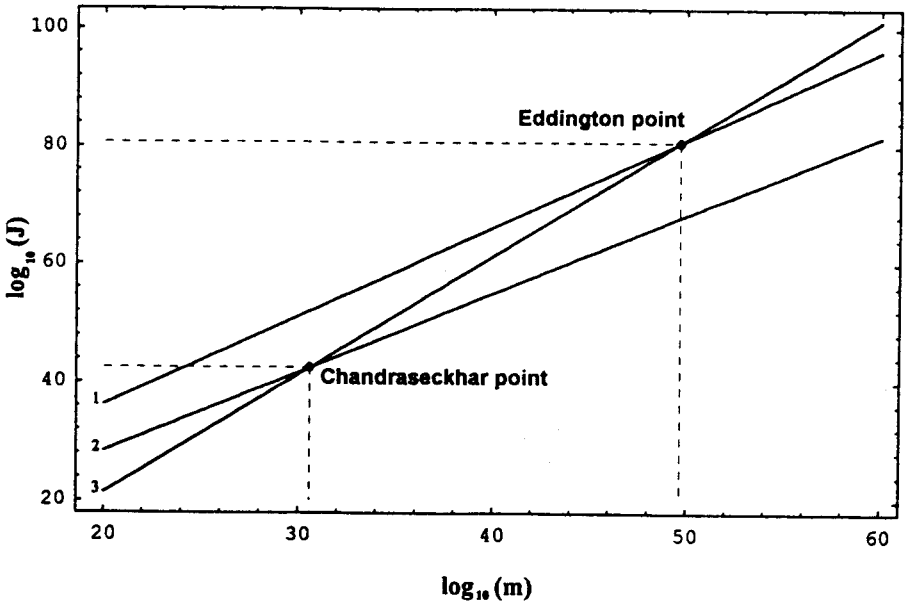


Рис.3. Теоретические формулы в дважды логарифмической плоскости: 1) диск: $J^{(2)} = \hbar \left(\frac{m}{m_p} \right)^{3/2}$; 2) шар: $J^{(3)} = \hbar \left(\frac{m}{m_p} \right)^{4/3}$; 3) траектория Керра: $J^{(Kerr)} = \hbar \left(\frac{m}{m_{Pl}} \right)^2 \equiv \frac{Gm^2}{c}$

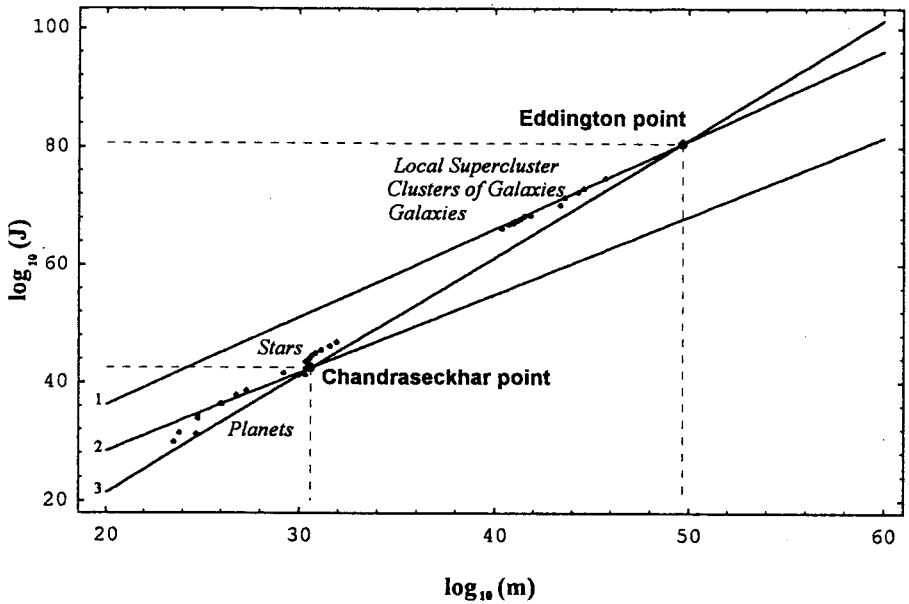


Рис.4. Обобщенная диаграмма Чью — Фраутчи в дважды логарифмической плоскости как результат сложения данных рис.2 и рис.3

образным объектам, траектория $J^{(3)}$ из (5) описывает трехмерные шарообразные объекты, а гравитационная траектория $J^{(Kerr)}$ из (7) характерна для одномерных струнных объектов.

На этой диаграмме выделяются две важные точки:

- Точка Эддингтона, соответствующая пересечению траектории Редже для диска (4) с керовским моментом (7). В этой точке должно выполняться равенство $J^{(2)} = J^{(Kerr)}$, т.е. имеем уравнение

$$\hbar \left(\frac{m}{m_p} \right)^{3/2} = \frac{Gm^2}{c},$$

решив которое относительно m , приходим к формуле Эддингтона для массы Вселенной, выраженной с помощью комбинации фундаментальных констант. Подставив найденное значение массы в (4) или (7), найдем координату точки пересечения по оси $J^{(2)}$. Таким образом, точка Эддингтона имеет следующие координаты:

$$m_{Universe} = m_p \left(\frac{\hbar c}{Gm_p^2} \right)^2, \quad (26)$$

$$J_{Universe} = \hbar \left(\frac{\hbar c}{Gm_p^2} \right)^3. \quad (27)$$

- Точка Чандрасекара соответствует пересечению траектории Редже для шара $J^{(3)}$ с траекторией Керра $J^{(Kerr)}$ в точке, где выполняется условие $J^{(3)} = J^{(Kerr)}$, или

$$\hbar \left(\frac{m}{m_p} \right)^{4/3} = \frac{Gm^2}{c}.$$

Решив это уравнение, найдем аналогичным образом координаты точки Чандрасекара:

$$m_{star} = m_p \left(\frac{\hbar c}{Gm_p^2} \right)^{3/2}, \quad (28)$$

$$J_{star} = \hbar \left(\frac{\hbar c}{Gm_p^2} \right)^2. \quad (29)$$

Эти результаты могут быть выражены в компактном виде, исходя из условия пресечения, записанного в общем виде:

$$\hbar \left(\frac{m}{m_p} \right)^{1+1/n} = \frac{Gm^2}{c}.$$

Решения этого уравнения при произвольных n имеют вид

$$m(n) = m_p \left(\frac{\hbar c}{Gm_p^2} \right)^{\frac{n}{n-1}}, \quad (30)$$

$$J(n) = \hbar \left(\frac{\hbar c}{Gm_p^2} \right)^{\frac{n+1}{n-1}}. \quad (31)$$

При $n = 2$ это решение соответствует точке Эддингтона, а при $n = 3$ — точке Чандрасекара.

Используя массу Планка, можно переписать формулы (30) и (31) в виде

$$m(n) = m_p \left(\frac{m_{pl}}{m_p} \right)^{\frac{2n}{n-1}}, \quad (32)$$

$$J(n) = \hbar \left(\frac{m_{pl}}{m_p} \right)^{\frac{2(n+1)}{n-1}}. \quad (33)$$

О каноническом выводе предельных масс. В 1931 г. Чандрасекар открыл существование верхнего предела массы вырожденной звездной конфигурации. Ландау почти сразу, в 1932 г., за несколько месяцев до открытия нейтрона, дал простой вывод формулы (28) для предельной массы звезды [36—38].

Полезно напомнить общепринятый вывод формул для предельных масс (26) и (28) без привлечения реджевских идей. Для более подробного ознакомления с выводом предела Чандрасекара и с интересной историей физики компактных объектов рекомендуем обратиться к книге [48].

Сделаем это сразу для общего случая n -мерной вырожденной конфигурации. Предположим, что самогравитирующий объект с массой m и радиусом r поддерживается в равновесии за счет релятивистской энергии Ферми. Тогда для каждого нуклона должно выполняться равенство:

гравитационная энергия = энергия Ферми,

$$\frac{Gmm_p}{r} = p_F c. \quad (34)$$

Если расстояние между нуклонами равно d , то импульс Ферми согласно соотношению неопределенностей Гейзенберга равен

$$p_F = \frac{\hbar}{d},$$

а из требования постоянства плотности следует связь между r и d :

$$r = \left(\frac{m}{m_p} \right)^{1/n} d.$$

Подстановка этих значений в (34) приводит к уравнению, из которого выпадает зависимость от расстояния d :

$$\frac{Gmm_p}{\left(\frac{m}{m_p} \right)^{1/n}} = \hbar c,$$

и решение которого относительно m имеет вид

$$m = m_p \left(\frac{\hbar c}{G m_p^2} \right)^{\frac{n}{n-1}},$$

совпадающий с ранее выведенной формулой (30).

Масса Солнца выражается через эту комбинацию фундаментальных констант при $n = 3$, а большинство звезд обладают массами, лежащими в узком интервале от 0,1 до 10 этой величины. При $n = 2$, как и следовало ожидать, отсюда следует соотношение Эддингтона для массы Вселенной.

Часто встречающаяся здесь безразмерная комбинация фундаментальных постоянных имеет следующее значение:

$$\frac{\hbar c}{G m_p^2} = 1,69358 \cdot 10^{38}. \quad (35)$$

Имея это в виду, можно из (26)—(29) найти численные значения для предельных значений масс и спинов:

$$m_{Universe} = 2,87 \cdot 10^{76}, \quad m_p = 4,80 \cdot 10^{49} \text{ кг}, \quad (36)$$

$$J_{Universe} = 4,86 \cdot 10^{114}, \quad \hbar = 5,12 \cdot 10^{80} \text{ Дж} \cdot \text{с}, \quad (37)$$

$$m_{star} = 2,20 \cdot 10^{57}, \quad m_p = 3,69 \cdot 10^{30} \text{ кг}, \quad (38)$$

$$J_{star} = 2,87 \cdot 10^{76}, \quad \hbar = 3,03 \cdot 10^{42} \text{ Дж} \cdot \text{с}. \quad (39)$$

Координаты предельных точек равны:

$$\text{точка Эддингтона} \Rightarrow \{4,80 \cdot 10^{49} \text{ кг}, 5,12 \cdot 10^{80} \text{ Дж} \cdot \text{с}\},$$

$$\text{точка Чандрасекара} \Rightarrow \{3,69 \cdot 10^{30} \text{ кг}, 3,03 \cdot 10^{42} \text{ Дж} \cdot \text{с}\}.$$

5. ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Крупномасштабные магнитные поля играют важную роль во Вселенной, и большинство небесных тел — планеты, звезды и галактики — обладают магнитными полями. Магнитные поля многих тел могут быть аппроксимированы полем точечного диполя, расположенного в центре объекта, с направлением оси эквивалентного диполя, как правило, совпадающим (или

образующим малый угол) с осью вращения объекта. Например, магнитное поле Земли хорошо аппроксимируется полем точечного диполя с магнитным моментом $\mu_{\oplus} = 8,1 \cdot 10^{22} \text{ А} \cdot \text{м}^2$. Если в известной формуле для дипольного магнитного момента $\mu = \frac{e}{m} J$ заменить заряд e на эффективный «гравитационный заряд»*

$$e^* = \sqrt{\epsilon_0 G} m \equiv \sqrt{\frac{G}{\mu_0}} \frac{1}{c} m, \quad (40)$$

мы приходим к формуле Блекетта [45,46] для дипольного магнитного момента небесных тел:

$$\mu = \sqrt{\frac{G}{\mu_0}} \frac{J}{c}, \quad (41)$$

которая с хорошим приближением описывает магнитные поля планет и звезд. В частности, для Земли формула Блекетта дает $\mu_{\oplus} = 1,43 \cdot 10^{23} \text{ А} \cdot \text{м}^2$.

Для Меркурия наблюдаемый момент равен $2,4 \cdot 10^{19} \text{ А} \cdot \text{м}^2$, а вычисленный по формуле Блекетта — $5,6 \cdot 10^{19} \text{ А} \cdot \text{м}^2$. Приведем также числа для Юпитера: наблюдаемый момент — $1,5 \cdot 10^{27} \text{ А} \cdot \text{м}^2$, теоретический — $1,1 \cdot 10^{28} \text{ А} \cdot \text{м}^2$.

Для нашей Галактики предсказанный по формуле Блекетта (41) дипольный магнитный момент равен $\mu_G = 4,9 \cdot 10^{57} \text{ А} \cdot \text{м}^2$. Гипотеза о существовании магнитных диполей галактического масштаба была впервые высказана в работе [47] на основе анализа наблюдательных данных о конфигурации магнитных полей в активной взрывающейся галактике М82. Структура магнитных полей некоторых «хвостатых» радиисточников, например 3С 129 и NGC 1265, двигающихся в скоплениях галактик, также свидетельствует о существовании галактических магнитных диполей [52].

Заметим, что заряд $\sqrt{\epsilon_0 G}$ обладает экстремальным свойством в том смысле, что он играет специальную роль в общей теории относительности Эйнштейна, будучи максимально разрешенным зарядом «черной дыры» в метрике Керра — Ньюмена, так как масса m , спин J и заряд e черной дыры должны удовлетворять условию

$$\frac{e^2}{\epsilon_0} G m^2 + J^2 c^2 \leq G^2 m^4. \quad (42)$$

*Везде для электрической (ϵ_0) и магнитной (μ_0) проницаемости свободного пространства необходимо подставить их значения в СИ: $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}$ и $\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6} \text{ Гн} \cdot \text{м}^{-1}$.

Имеется также другое не прямое обоснование соотношения (41). Согласно классической электродинамике, намагниченная сфера радиуса r с дипольным моментом μ обладает магнитной энергией порядка $\frac{\mu_0 \mu^2}{r^3}$. Кинетическая энергия вращения той же самой сферы по порядку величины равна $\frac{J^2}{2mr^2}$, где m — масса и J — угловой момент намагниченной сферы. Магнитная энергия равна кинетической энергии вращения, если $\mu = \sqrt{\frac{r}{\mu_0 m}} J$. Для черной дыры радиус равен гравитационному радиусу $r = \frac{Gm}{c^2}$, что приводит снова к формуле Блекетта (41).

Представляется интересным обобщение формулы Блекетта на высшие магнитные и электрические моменты. С помощью анализа размерностей найдем следующие выражения для *магнитных* мультиполей $\mu^{(k)}$:

$$\mu^{(k)} = \sqrt{\frac{G}{\mu_0}} \frac{J}{c} \left(\frac{J}{mc} \right)^{k-1}, \quad k = 1, 3, 5, \dots, \quad (43)$$

и *электрических* мультиполей $\epsilon^{(k)}$:

$$\epsilon^{(k)} = \sqrt{\epsilon_0 G} m \left(\frac{J}{mc} \right)^k, \quad k = 0, 2, 4, \dots \quad (44)$$

Оценим возможный октупольный ($k = 3$) магнитный момент нашей Галактики:

$$\mu^{(3)} = \sqrt{G} \frac{J^3}{m^2 c^3} = 2,4 \cdot 10^{94} \text{ А} \cdot \text{м}^4. \quad (45)$$

Легко видеть, что октупольный момент дает исчезающе малый вклад в окрестности Солнечной системы и им можно пренебречь по сравнению с вкладом диполя. Однако вклад октуполя может сравниться с вкладом диполя на расстояниях порядка 0,2 кпс. В непосредственной окрестности ядра Галактики поле должно иметь довольно сложную структуру, обусловленную вкладом высших мультиполей.

В заключение этого раздела заметим, что в отличие от углового момента, который в процессе эволюции сохраняется, магнитный момент распадающихся объектов сохраняется не полностью. Однако, благодаря высокой

проводимости и значительной самоиндукции продуктов эволюции, первичное магнитное поле ослабляется незначительно, и время релаксации порядка 10^{30} лет значительно превосходит возраст Галактики. Таким образом, за время жизни Галактики могут произойти лишь незначительные изменения магнитного поля, связанные с движениями ионизированной межзвездной материи.

Поэтому, можно говорить, в некотором смысле, о квазисохранении магнитного поля суперадрона в процессе эволюции продуктов его распада.

6. СЦЕНАРИЙ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ВСЕЛЕННОЙ ИЗ «ПЕРВИЧНОГО АДРОНА»

Предыдущие обсуждения указывают на возможный путь происхождения астрономических тел из протообъектов, обладающих определенными массами и спинами. Схематически процесс образования Вселенной и ее структурных частей — галактик и звезд — можно представить следующим образом. Вначале вся Вселенная представляла собой плоский суперадрон с массой, примерно равной 10^{80} протонных масс, и спином, равным 10^{120} в единицах постоянной Планка. Затем этот «первичный адрон» распался на части, представляющие собой также плоские суперадроны — протоскопления галактик. Далее произошла фрагментация на суперадроны с массой порядка массы галактик и, наконец, звезд. В результате сохранения спина суперадронов и наблюдаются вращательные движения на всех уровнях организации астрономических систем. Заметим, что наш сценарий по классификации Пееблса [40] принадлежит к классу *top* → *down* (сверху → вниз), в отличие от более широко распространенных сценариев типа *bottom* → *up* (снизу → вверх). Интересно, что весь каскад иерархических фрагментаций происходит из *ипаст*-состояний. При этом необходимо предположить, что при образовании фрагментов порядка звездных масс должно иметь место изменение геометрической формы адронов от плоских к шарообразным. Возможно, что одновременно происходит фазовый переход от кварковой материи к барионной (нейтронной) материи.

Наиболее интересным фактом представляется предсказание вращения всей астрономической Вселенной в целом. Используя численное значение спина «первичного адрона», можно оценить угловую скорость вращения Вселенной. Оказывается, что $\omega_U \approx 10^{-13} \frac{\text{радиан}}{\text{год}}$, т.е. время одного полного оборота Вселенной равно примерно 10^{13} лет, что в тысячу раз больше ее

возраста. Заметим, что Бирчем [53,54] были получены свидетельства в пользу возможного вращения Вселенной с вышеприведенной скоростью на основе изучения геометрической формы магнитных полей в радиогалактиках.

Представляется реалистической следующая оценка угловой скорости вращения Вселенной:

$$\omega_U = 10^{-3 \pm 1} \frac{\text{радиан}}{\text{возраст Вселенной}}, \quad (46)$$

которая, по-видимому, не противоречит данным об отсутствии квадрупольной анизотропии фонового микроволнового излучения.

Формула для углового момента Вселенной

$$J_{\text{Universe}} = \hbar \left(\frac{\hbar c}{G m_p^2} \right)^3$$

допускает интересную интерпретацию, заключающуюся в том, что *плотность спинового углового момента протона и Вселенной одинакова*. Действительно, из равенства

$$\frac{\hbar}{r_p^3} = \frac{J_{\text{Universe}}}{r_{\text{Universe}}^3},$$

где $r_p = \frac{\hbar}{m_p c}$ — радиус протона, а $r_{\text{Universe}} = r_p \frac{\hbar c}{G m_p^2}$, следует вышеприведенная формула для углового момента Вселенной.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Любая теория образования Вселенной, игнорирующая наличие углового момента у галактик, звезд и их систем, не может считаться полной. Только с помощью тщательного изучения спин-векторов галактик и звезд можно найти ключ к проблеме происхождения Космоса.

Правильное понимание причины возникновения вращения космических объектов имеет большое значение для космологии, так как собственный угловой момент или спин, по-видимому, является таким же врожденным параметром небесных тел, как и их масса, и поэтому таким путем может быть получена ценная физическая информация о начальном состоянии.

Предложенный подход позволил самосогласованным образом теоретически получить разумные численные значения для угловых моментов космических объектов, начиная от планет и кончая астрономической Вселен-

ной в целом, в чрезвычайно широком интервале масс (30 порядков величины) и угловых моментов (50 порядков величины). Необходимо подчеркнуть, что это достигнуто без привлечения произвольных подгоночных параметров, с использованием формул, содержащих в качестве параметров лишь фундаментальные константы природы.

Может ли существовать *скрытая масса и скрытый угловой момент* [40,41] в космических телах? По-видимому, да, однако если скрытая масса участвует в гравитационных взаимодействиях, она также могла бы обладать скрытым реджевским поведением. Возможно также, что скрытая масса — это лишь эффективное проявление нестационарности астрономических систем и, как заметил Корлисс [42]: «Необходимость в скрытой массе отпадет, если допустить, что галактики и скопления галактик могут и не быть в состоянии (динамического) равновесия».

В настоящей статье мы обратили внимание на тот факт, что идея о реджевском поведении угловых моментов космических тел и их систем позволяет теоретически объяснить наблюдаемое вращательное движение небесных тел. Успех применения концепции реджевских траекторий в астрофизике свидетельствует о единстве и простоте природы в огромном диапазоне масс и моментов, начиная от элементарных частиц и вплоть до скоплений галактик и астрономической Вселенной в целом.

Основное отличие нашего подхода от других космологических теорий заключается в том, что он естественным образом включает квантово-механические константы \hbar и m наряду с классическими G и c , в то время как, например, стандартная космология «Большого взрыва», основанная на уравнениях общей теории относительности, является чисто классической теорией.

Более детальное описание процесса происхождения небесных тел возможно, по-видимому, после построения объединенной теории, включающей в себя единым образом сильные взаимодействия, электромагнетизм и гравитацию. А до тех пор предложенные здесь формулы могут рассматриваться как «осколки» этой будущей теории, аналогично формулам атомной физики Бора по отношению к более фундаментальным выводам волновой механики.

Приведенные здесь аргументы свидетельствуют о возможности происхождения космических объектов за счет распада суперадронов — макроскопических квантовых тел. Формирование галактик за счет распада космологических адронных фейерболов было впервые рассмотрено Систеро [14,15] (см. также [16,17]). В работе [56] автор, исходя из других аргументов, обсуждает возможность того, что в отдаленном прошлом Вселенная имела крайне анизотропную плоскую конфигурацию, что находится в согласии с нашими выводами.

Любое дальнейшее развитие предложенного подхода поможет пролить свет на выдающуюся проблему: образовалась ли на самом деле астрономическая Вселенная за счет распада и фрагментации плоского сверхтяжелого адрона? Или, другими словами, не является ли наблюдаемая Вселенная во всем разнообразии ее структурных частей — галактик, звезд, планет и диффузной материи — остатком одного «первичного адрона», имевшего форму диска, с массой порядка $10^{80} m_p$ и со спином $10^{120} \hbar$?

Если это так, то не забавно ли признать, что первичные вихри, предугаданные древними натурфилософами, имеют квантовое происхождение.

8. ПРИЛОЖЕНИЕ ВЕДУЩАЯ ТРАЕКТОРИЯ РЕДЖЕ n -МЕРНОГО АДРОНА

Покажем, что траектория Редже (2) соответствует минимуму полной массы m адрона при заданном спине $J^{(n)}$, т.е. является *ведущей* или *ираст-траекторией* Редже. В ядерной физике состояния с минимальной массой (энергией) при заданном спине принято называть *ираст-состояниями*. В этих состояниях полная энергия (масса) обусловлена энергией покоя плюс энергия вращательного движения, и, таким образом, вклад в энергию от колебательных движений равен нулю.

Рассмотрим n -мерный вращающийся объект с полной массой m , радиусом r , постоянной плотностью ρ и угловой скоростью $\omega = c/r$. Полная масса m складывается из массы покоя и массы, обусловленной энергией вращения:

$$m = \rho r^n + m_{\text{rot}} = \rho r^n + \frac{J\omega}{2c^2} = \rho r^n + \frac{J}{2cr}. \quad (47)$$

Ведущая траектория соответствует минимуму m при фиксированном J . Минимизируя m по отношению к r :

$$\frac{\partial m}{\partial r} = 0 = -\frac{J}{2cr^2} + nr^{n-1}, \quad (48)$$

найдем значение r , которое при данном J приводит к минимуму массы:

$$r = \left(\frac{J}{2n\rho c} \right)^{\frac{1}{n+1}}. \quad (49)$$

Подстановка этого значения r в (47) приводит к следующему соотношению между спином и массой для *ведущей* траектории Редже:

$$J = m^{1+1/n} \frac{2n\rho^{-1/n}c}{(n+1)^{1+1/n}}. \quad (50)$$

Наша основная обобщенная формула Редже (2) следует из (50), если в последнюю подставить для плотности ρ ядерное значение:

$$\rho \sim \frac{m_p}{\left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^n} \sim \frac{m_p}{\left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^n} \frac{(2n)^n}{(n+1)^{n+1}}. \quad (51)$$

Как заметил В.А.Матвеев, тот же самый результат следует из минимизации полурелятивистского выражения для полной массы вращающегося n -мерного объекта*:

$$m = \sqrt{(\rho r^n)^2 + \left(\frac{J}{2cr}\right)^2}. \quad (52)$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Regge T. — Nuovo Cimento, 1959, v.14, p.951.
2. Chew G.F., Frautschi S.C. — Phys. Rev., Lett., 1961, v.7, p.394.
3. Lemaître G. — The Primeval Atom. Van Nostrand, New York, 1950.
4. Lemaître G. — In: La Structure et L'Evolution de l'Univers, Bruxelles: XI Conseil de Physique Solvay, 1958, p.7.
5. Baldin A.M. — In: Proc. of the Int. Symp.: LHC Physics and Detectors. Dubna July 19—21, 1995, v.1, p.425.
6. Мурадян Р. — Астрофизика, 1975, т.11, с.237.
7. Мурадян Р. — Астрофизика, 1977, т.13, с.63.
8. Мурадян Р. — Астрофизика, 1978, т.14, с.439.
9. Muradian R. — Astrophys. Space Sci., 1980, v.69, p.339.
10. Muradian R. — In: Proc. IAU Symposium, 1979, v.121.
11. Muradian R. — Preprint Yerevan Physics Institute, 701(16)—84, 1984.
12. Muradian R. — Preprint Yerevan Physics Institute, 636(26)—83, 1983.
13. Muradian R. — Preprint ICTP, IC/94/143, Trieste, 1994.
14. Sisteró R.F. — Astrophys. Space Sci., 1973, v.24, p.181.
15. Sisteró R.F. — Astrophys. Lett., 1983, v.23, p.235.
16. Минин И. — Астрофизика, 1979, т.15, с.121.
17. Vasconcellos C.A.Z., Dottori H.A., Schmidt A.A. — Astrophys. Space Sci., 1985, v.113, p.383.

*Автор благодарен академику В.А.Матвееву за это замечание.

18. **Brosche P.** — *Z. Astrophys.*, 1963, v.57, p.143.
19. **Brosche P.** — *Naturwissenschaften*, 1969, v.56, p.85.
20. **Brosche P., Tassie L.J.** — *Astron. Ap.*, 1989, v.219, p.13.
21. **Tassie L.J.** — *Nature*, 1986, v.323, p.40.
22. **Tassie L.J.** — *Aust. J. Phys.*, 1987, v.40, p.109.
23. **Tassie L.J.** — *Nature*, 1987, v.327, p.108.
24. **Rood H.J.** — *Astrophys. J.*, 1974, v.188, p.451.
25. **Nordsieck K.H.** — *Astrophys. J.*, 1973, v.184, p.735.
26. **Аллен К.У.** — *Астрофизические величины*. М.: Мир, 1977.
27. **Альфвен Х., Аррениус Г.** — *Структура и эволюционная история Солнечной системы*. Киев: Наукова думка, 1981.
28. **Генкин И.Л., Генкина Л.М.** — В сб.: *Труды Астрономического института КазССР*, 1973, т.ХХ, с.36.
29. **Carrasco L., Roth M., Serrano A.** — *Astron. Astrophys.*, 1982, v.106, p.89.
30. **Miyamoto M., Satoh C., Ohashi M.** — *Astrophys. Space Sci.*, 1980, v.67, p.147.
31. **Wesson P.** — *Astron. Astrophys.*, 1979, v.80, p.296.
32. **Wesson P.S.** — *Phys. Rev.*, 1981, v.23, p.1730.
33. **Wesson P.** — *Astron. Astrophys.*, 1983, v.119, p.313.
34. **Trimble V.** — *Comments Astrophys.*, 1984, v.10, p.127.
35. **Чечев В.П., Крамаровский Я.М.** — *Радиоактивность и эволюция Вселенной*. М.: Наука, 1978.
36. **Landau L.D.** — *Phys. Zs. Sowjet.*, 1932, v.1, p.285. (см. также: Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — *Статистическая физика*. М.: Наука, 1976, ч.1, с.354).
37. **Jordan P.** — *Die Herkunft der Sterne*. Stuttgart, 1947.
38. **Carr B.J., Ress M.J.** — *Nature*, 1979, v.278, p.605.
39. **Peebles P.J.E.** — *Astrophys. J.*, 1969, v.155, p.393.
40. **Peebles P.J.E.** — *Principles of Physical Cosmology*. Princeton University Press, Princeton, N.J., 1993.
41. **Sciama D.W.** — *Modern Cosmology and Dark Matter Problem*. Cambridge University Press, 1993.
42. **Corliss W.R.** — *Stars, Galaxies, Cosmos. The Sourcebook Project*, Glen Arm, MD, 1987.
43. **Harrison E.R.** — *Physics Today*, December 1972, p.30.
44. **Harrison E.R.** — *Galaxy Formation and the Early Universe. Cargese Lectures in Physics*. Ed. E.Schatzman. Gordon and Breach, 1973, v.6.
45. **Blackett P.M.S.** — *Nature*, 1947, v.159, p.658.
46. **Russel C.T.** — *Nature*, 1978, v.272, p.147.
47. **Grayber H.D.** — *Dipole Magnetic Fields of Galactic Dimensions. Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse*, Chicago Univ. Press, 1965, p.389.
48. **Шапиро С., Тьюколски С.** — *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды*. М.: Мир, 1985, ч.1,2.
49. **De Sabbata V., Gasperini M.** — *Lett. Nuovo Cimento*, 1979, v.25, p.489.
50. **De Sabbata V., Sivram C.** — *Nuovo Cimento*, 1988, v.100, p.919.
51. **Ne'emán Y., Šijacki Dj.** — *Phys. Lett.*, 1992, v.B2, p.173.
52. **Jaffe W., Perola G.C.** — *Astron. Astrophys.*, 1973, v.26, p.423.

53. **Birch P.** — Nature, 1982, v.298, p.452.
54. **Birch P.** — Nature, 1983, v.301, p.736.
55. **Караченцев И.Д.** — Двойные галактики. М.: Наука, 1987.
56. **Frankel N.E.** — Phys. Lett., 1982, v.90A, p.323.
57. **Ozernoy L.** — In: Proc. IAU Symposium №58, Dordrecht, Holland, 1974.
58. **Detlefsen J., Nielsen H., Tze H.C.** — Phys. Lett., 1974, v.48B, p.48.