[illegible] С.Н.

12 коп.

Индекс 70072

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЗНАНИЕ»
Москва 1970

Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин

Общая теория относительности в физической картине мира

1970 · СЕРИЯ
Новое в жизни, науке, технике
6
ФИЗИКА
АСТРОНОМИЯ

Л. Э. ГУРЕВИЧ,
профессор, доктор физико-математических наук
А. Д. ЧЕРНИН,
кандидат физико-математических наук

ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ В ФИЗИЧЕСКОЙ КАРТИНЕ МИРА

Гравитация, космология, космогония

Издательство «Знание» Москва 1970

К ЧИТАТЕЛЯМ

Брошюра предназначена для читателя, знакомого с физикой и математикой в объеме средней школы. Мы стремились излагать самые сложные проблемы так, чтобы дать читателю представление о научной аргументации, об обосновании наших утверждений. Это неизбежно привело к большому количеству формул, необычному для научно-популярной брошюры. Однако приведенные формулы не выходят за пределы элементарной математики и к тому же получают, как правило, наглядное истолкование. Для читателя может быть непривычно вольное обращение с численными множителями, например, опускание множителя 3 в числе $3 \cdot 10^{52}$. В большинстве рассматриваемых нами вопросов вполне допустимы такие порядковые оценки. Точный же учет численных множителей либо неосуществим, либо не существен, т. е. ничего не изменит в получаемых качественных результатах.

Важнейшее современное применение общей теории относительности — построение на ее основе космологии, часто называемой наукой о мире в целом. Мы предпочитаем называть ее наукой о Метагалактике. Большая часть текста посвящена проблемам космологии и связанным с ней проблемам космогонии, т. е. теории образования небесных тел.

Л. Э. ГУРЕВИЧ, А. Д. ЧЕРНИН

2-3-2
Б. п. 1970г.—№68

Глава I.

Структура Вселенной

1. ЗВЕЗДЫ НАШЕЙ ГАЛАКТИКИ

Самая близкая к нам звезда — наше Солнце. Оно имеет массу

$$M_{\text{солн}} \approx 2 \cdot 10^{33}\ г$$

и радиус

$$R_{\text{солн}} \approx 7 \cdot 10^{10}\ см.$$

Его светимость, т. е. излучаемая ежесекундно энергия

$$L_{\text{солн}} \approx 4 \cdot 10^{33}\ эрг/сек.$$

Другие известные нам звезды имеют массы приблизительно от 0,1 до 100 $M_{\text{солн}}$; их радиусы и светимости тем больше, чем больше масса.

Большинство звезд находится в почти неизменном состоянии. Но есть и нестационарные звезды. Так, существуют звезды, испытывающие мощные взрывы,— они называются новыми. Во много раз более мощные взрывы испытывают звезды, называемые в состоянии взрыва сверхновыми. Сверхновая выделяет за несколько суток такую же энергию, какую Солнце излучает за миллиарды лет. Недавно обнаружены звезды, которые, как полагают, являются остатками от вспышек сверхновых. Они, по-видимому, обладают гигантской плотностью, доходящей до 100 млн. *т* в 1 $см^3$, и состоят не из обычного вещества, а из нейтронов. Эти звезды (их назвали пульсарами) испытывают удивительно регулярные изменения светимости с очень малым периодом (≈ 1 *сек*)[1].

Расстояния между звездами измеряются в среднем несколькими световыми годами (т. е. расстоянием 10^{18} *см*, которое свет проходит за один год), или в более принятых в астрономии единицах — несколькими парсеками (парсек — сокращенно *пс* — равен примерно $3 \cdot 10^{18}$ *см*).

Звездная система, в которую входит Солнце, Галактика, содержит примерно 10^{11} звезд. Она делится на быстро вращающуюся дискообразную и медленно вращающуюся сферическую подсистемы. Их массы, по-видимому, близки друг дру-

---

[1] См. брошюру академика В. Л. Гинзбурга «Пульсары». М., «Знание», № 2, 1970.

гу. Радиус диска равен приблизительно 15 килопарсекам. Его толщина около 2,5 килопарсека. Предполагают, что радиус сферической подсистемы близок к радиусу диска.

В диске, кроме звезд, имеется межзвездный газ, масса которого составляет несколько процентов массы звезд. Значительная часть газа и звезд плоской подсистемы сосредоточена в так называемых спиральных рукавах, число которых точно еще не установлено, но, вероятно, заключено между двумя и десятью. Угловая скорость вращения диска разная на разных расстояниях от центра Галактики. Наше Солнце отстоит от центра примерно на 10 килопарсек, а его скорость обращения ≈ 220 *км/сек*, т. е. оно делает полный оборот примерно за 280 млн. лет.

Однако звезды диска не обращаются вокруг центра точно по круговым орбитам; их скорости отклоняются от регулярной круговой скорости на разные величины, имеющие случайные значения, так же как случайны, например, скорости теплового движения молекул газа. Эти случайные, или, как говорят, пекулярные, скорости измеряются в диске немногими десятками километров в секунду.

У звезд сферической подсистемы, находящихся поблизости от Солнца, регулярная скорость вращения раз в пять меньше, но зато их пекулярные скорости измеряются сотнями километров в секунду.

Значительная часть звезд плоской подсистемы входит в различного типа группы. Наименьшие из них представляют собой двойные, тройные и четверные звезды, а наибольшие содержат сотни звезд. В этих скоплениях звезд кинетическая энергия отдельной звезды меньше, чем энергия, необходимая для преодоления силы притяжения ее к скоплению, так что звезда гравитационно связана с ним. Кроме того, в плоской подсистеме имеется значительное количество звездных ассоциаций. Ассоциация состоит из звезд, сходных друг с другом по массам и светимостям и сосредоточенных в сравнительно небольшом объеме; однако в отличие от скоплений эти звезды не связаны гравитационно и удаляются друг от друга с довольно большими скоростями.

Что касается сферической подсистемы, то примерно одна тысячная доля ее звезд объединена в большие скопления, называемые шаровыми, каждое из которых содержит около 10^6 звезд и имеет размер порядка нескольких парсеков.

2. МЕТАГАЛАКТИКА

Во Вселенной имеется большое число галактик, подобных нашей Галактике. Они отстоят друг от друга на расстояниях порядка мегапарсека. Если бы вещество галактик было равномерно распределено в пространстве, то его плотность составляла бы приблизительно $3 \cdot 10^{-31}$ *г·см*$^{-3}$.

Галактики отличаются друг от друга по массе: массы карликовых галактик могут быть на четыре порядка меньше массы нашей Галактики. Гигантские эллиптические галактики имеют массу, на порядок большую массы Галактики.

Галактики обычно состоят из системы звезд и центрального ядра, соотношение между которыми различно в различных галактиках. В то время как звезды, за немногими исключениями, стационарны, в ядрах, природа и строение которых до сих пор малоизвестны, проявляется различного типа нестационарность, которую характеризуют как их активность. Так называемые неправильные галактики содержат, по-видимому, только нерегулярным образом распределенные звезды и газ; ядра в них отсутствуют. В спиральных галактиках, подобных нашей, имеется ядро, хотя и слабо выраженное. Оно обнаруживает незначительное (по сравнению со светом звезд) радиоизлучение и спокойное истечение газа. В эллиптических галактиках, форма звездной части которых отражена в их названии, ядра существенно больше и в добавление к указанным проявлениям активности обнаруживают иногда сильные выбросы и струи вещества. Радиоизлучение некоторых из этих галактик бывает весьма сильным (иногда даже больше оптического), и тогда их называют радиогалактиками.

Далее, имеется целая группа галактик, в которых светимость ядра составляет значительную часть их полной светимости (это сейфертовские, N- и D-галактики). Другие формы активности их ядер значительнее, чем в эллиптических галактиках. Последними в этом ряду объектов, расположенных в порядке возрастания активности ядра, являются квазары (т. е. квазизвезды) и квазаги (т. е. квазигалактики). В этих объектах звездная составляющая не обнаруживается; она либо вовсе отсутствует, либо, что более вероятно, имеется, но дает лишь малый вклад в полную светимость. В квазагах оптическое излучение гораздо сильнее радиоизлучения, в квазарах они оба примерно одинаковой интенсивности. Важным указанием на нестационарность квазаров и квазагов является переменность их оптического и радиоизлучения, а также наличие очень сильных выбросов вещества. Светимость этих объектов доходит до 10^{47} *эрг. сек*, что на три порядка превосходит суммарную светимость всех звезд нашей Галактики. Предполагают, что они представляют собой сверхмассивные звезды с массой, доходящей до 10^8 $M_{\text{солн}}$ и радиусом $\approx 10^{14} - 10^{15}$ *см*. Эти объекты находятся от нас на очень больших расстояниях, для прохождения которых свету требуются миллиарды лет.

Как ни велики галактики, они не являются наибольшими структурными элементами Вселенной. Большинство их входит в скопления, содержащие до тысячи галактик. Лучше всего изучены самые большие скопления; оказалось, что они не стационарны, а, по-видимому, расширяются. Наша Галактика входит в небольшое скопление, называемое Местным.

Пространство между галактиками и их скоплениями заполнено очень разреженным газом, плотность которого, вероятно, не превосходит «размазанную» плотность галактик ($3 \cdot 10^{-31}$ *гсм*$^{-3}$). Как в межзвездном, так и в межгалактическом пространстве имеются космические лучи. Это частицы гигантских энергий от 10^9 до 10^{18} электрон-вольт, движущиеся со скоростью, близкой к скорости света. Они представляют собой в основном протоны, т. е. ядра водорода, к которым примешано небольшое количество более тяжелых ядер. Космические лучи рождаются, вероятно, во вспышках сверхновых звезд, а, может быть, также и в процессах, происходящих в ядрах галактик.

Наконец, кроме газа и космических лучей, пространство между галактиками заполнено радиацией, наибольшая часть которой называется реликтовой, т. е. остаточной. Эта реликтовая радиация (она была открыта в 1965 г. А. Пензиасом и Р. Вильсоном) представляет собой совокупность электромагнитных волн, среди которых больше всего волн миллиметрового радиодиапазона. Читатель, вероятно, знает, что совокупность электромагнитных волн можно понимать и как некоторый газ частиц-фотонов. В микромире то, что называют частицами, как и то, что называют волнами, в действительности обладает и свойствами частиц, и свойствами волн. Газу фотонов, как и газу обычных частиц, отвечает определенная температура T_p, причем концентрация фотонов (т. е. их число в единице объема)

$$n_p \approx \left(\frac{kT_p}{\hbar c}\right)^3. \qquad (1)$$

Наиболее многочисленным фотонам соответствует частота

$$\omega \approx \frac{kT_p}{\hbar} \qquad (2)$$

или длина волны

$$\lambda \approx \frac{2\pi c}{\omega} \approx \frac{2\pi c\hbar}{\omega}. \qquad (3)$$

Здесь $k \approx 1{,}4 \cdot 10^{-16}$ *эрг·град*$^{-1}$ — постоянная Больцмана, $\hbar \approx 1{,}1 \cdot 10^{-27}$ *эрг·сек* — постоянная Планка, $c \approx 3 \cdot 10^{10}$ *см·сек*$^{-1}$ — скорость света. По формулам термодинамики радиация с температурой T_p имеет плотность энергии

$$\varepsilon_p = aT_p^4 \approx kTn_p \qquad (4)$$

$\left(a = \frac{4\pi}{15} \cdot \frac{k^4}{(\hbar c)^3} \approx 7{,}6 \cdot 10^{-15}\right.$ *эрг·см*$^{-3}$*·град*$^{-1}$ — постоянная Стефана — Больцмана).

Газ реликтовых фотонов имеет температуру, близкую к абсолютному нулю:

$$T_p \approx 2{,}7^\circ\ \text{K};$$

соответствующая плотность энергии

$$\varepsilon_p \approx 4 \cdot 10^{-13}\ \textit{эрг}\cdot\textit{см}^{-3},$$

концентрация фотонов

$$n_p \approx 10^3\ \textit{см}^{-3}.$$

Реликтовая радиация распределена строго однородно; она изотропна, т. е. ее свойства одинаковы во всех направлениях. Мы увидим ниже, что она действительно представляет собой остаток от некогда очень горячей и очень мощной радиации, энергия которой превосходила даже энергию покоя вещества.

Кроме перечисленных форм материи, в межгалактическом пространстве имеются, по-видимому, нейтрино, гравитационные волны (о последних будет идти речь в разделе 7), а также, что менее вероятно, плотные тела, не излучающие света. С учетом этих трудно наблюдаемых форм вещества общая средняя плотность материи во Вселенной может в принципе заметно превосходить плотность видимого вещества галактик, но, как следует из некоторых теоретических соображений, не более чем по крайней мере в тысячу раз. Итак, мы имеем следующее двойное неравенство:

$$3 \cdot 10^{-31} < \rho < 3 \cdot 10^{-28}\ \textit{г}\cdot\textit{см}^{-3}. \qquad (6)$$

Наиболее вероятное значение плотности лежит, по-видимому, все же вблизи нижней границы в (6).

Все перечисленные сведения о структуре Вселенной получены при помощи современных оптических и радиотелескопов, дающих возможность наблюдений на расстояниях, не превышающих примерно 10^{28} *см*, для прохождения которых свету требуется меньше 10 млрд. лет. У нас нет сведений о более далеких областях Вселенной, и современная наука относится только к этой области. Эта наблюдаемая область Вселенной называется Метагалактикой.

Наука о Метагалактике называется *космологией*.

Наблюдения показывают, что Метагалактика обладает двумя важными свойствами. Во-первых, если рассматривать ее в больших масштабах (> 100 мегапарсеков), содержащих много галактик и даже их скоплений, то «размазанная» по этим масштабам плотность вещества везде одинакова. Короче говоря, Метагалактика в среднем однородна. Во-вторых, оказалось, что Метагалактика нестационарна: скопления галактик разбегаются друг от друга со скоростями, пропорциональными расстояниям между ними и одинаковыми во всех направлениях.

Строго говоря, мы видим по нашим приборам лишь то, что чем дальше от нас находится галактика, тем больше спектральные линии излучаемого ею света сдвинуты к красному концу спектра. Между тем смещение спектральных линий (так называемый эффект Доплера) в красную сторону свидетельствует об удалении от нас излучающего тела со скоростью тем большей, чем больше смещение. Но так как Земля не есть центр Вселенной, ее положение в пространстве никак не выделено, а Метагалактика однородна, то красное смещение должно быть одинаковым во всех местах.

Сказанное означает, что Метагалактика не только однородна, но и изотропна. Соотношение между скоростью взаимного удаления двух любых галактик и расстоянием между ними R

$$V = HR \tag{7}$$

называется законом Хаббла по имени открывшего его астронома. Коэффициент Хаббла H по современным измерениям составляет от 75 до 100 *км*$\cdot$*сек*$^{-1}$ от *Мпс*, т. е. галактики, находящиеся на расстоянии 1 мегапарсека, удаляются друг от друга на 75—100 *км* за 1 *сек*, т. е. на 2—3 млрд. *км* в год (в году $3 \cdot 10^7$ *сек*).

Расширение Метагалактики означает, что в далеком прошлом она была гораздо плотнее — и как мы увидим дальше, гораздо горячее, чем сейчас. Изучая развитие Метагалактики, можно понять, как возникла ее современная структура. Наука об образовании космических тел называется **космогонией**.

Наше дальнейшее изложение посвящено **космологии и космогонии**.

Метагалактика — самый большой по масштабу объект науки. Поэтому естественно задать вопрос: можно ли объяснить ее структуру и развитие, если основываться лишь на законах физики, известных в настоящее время? На этот вопрос нет единодушного ответа. Распространенная точка зрения (ее разделяют и авторы брошюры) состоит в том, что вся история Метагалактики (кроме самых ранних фаз расширения, на которых средняя плотность вещества была столь велика, что превосходила плотность внутри ядерных частиц) может успешно изучаться в рамках существующих физических теорий.

Примером иного подхода к космологии являются работы Г. Бонди, Т. Голда и Ф. Хойля. Авторы предполагают, что, несмотря на разбегание галактики, средняя плотность вещества в Метагалактике была и остается неизменной, потому что существует некоторое не известное современной физике поле, которое превращается в вещество по мере уменьшения его плотности в ходе расширения. До сих пор не известны наблюдательные факты и теоретические соображения, способные достаточно убедительно подтвердить эту гипотезу или окончательно опровергнуть ее.

Другой выход за пределы современной физики предлагает В. А. Амбарцумян.

Для объяснения открытого им явления звездных ассоциаций он предположил, что сравнительно недавно по космогоническим масштабам — примерно 10 млн. лет назад произошел взрыв какого-то «дозвездного тела», в результате которого образовались разлетающиеся звезды. Он обнаружил и другие столь же недолговечные и, следовательно, недавно образовавшиеся звездные системы. В масштабе галактики также происходят явления, которые, по-видимому, представляют собой какие-то взрывы. При этих взрывах из ядра большой галактики могут выбрасываться, как он полагает, даже целые галактики.

Расширение некоторых скоплений галактик и даже расширение всей Метагалактики является, по мнению В. А. Амбарцумяна, результатом грандиозных взрывов космологического масштаба. Все эти взрывы происходят в сверхплотном «дозвездном» состоянии вещества, которое по неизвестным причинам переходит из спокойной фазы в активную фазу.

Гипотеза В. А. Амбарцумяна о единой причине различных проявлений нестационарности астрономических объектов, несомненно, представляет интерес. Однако до сих пор не построена такая теория, основанная на этой гипотезе, которая допускала бы проверку при помощи наблюдения или эксперимента. В то же время многие из указанных фактов нестационарности до сих пор не получили объяснения и в рамках обычной физики.

Глава II. Космологическое расширение

3. ГРАВИТАЦИЯ И РАСШИРЕНИЕ МЕТАГАЛАКТИКИ

Все частицы звезды притягиваются к ее центру силой тяготения. Звезда не сжимается потому, что в ней есть перепад давления, обусловленный тем, что в ее центре температура и плотность гораздо выше, чем снаружи, и этот перепад давления противодействует тяготению. Звездная система (например, галактика) тоже стационарна, хотя в ней перепада давления нет. В данном случае силе тяготения противодействует центробежная сила, связанная с обращением каждой звезды вокруг центра системы. В отличие от этих случаев в Метагалактике нет ни перепада температуры и плотности, ни обращения вокруг какого-либо центра (в ней вообще нет никакого центра). Поэтому силе тяготения, стремящейся сжать Метагалактику, ничто не препятствует, и можно было бы ожидать, что сила тяготения действительно сжимает Метагалактику. Однако, как мы видели, оказалось, что Метагалактика, напротив, расширяется. Значит, какие-то существовавшие в прошлом причины заставили ее расширяться несмотря на противодействие тяготения.

Причины космологического расширения являются одной из самых фундаментальных и еще очень далеких от окончательного решения проблем современной физики. Сейчас можно лишь предполагать, что эти причины были обязаны совершенно необычным свойствам материи в самую начальную эпоху расширения и действовали очень малое время, в течение которого расширение «вывело» материю Метагалактики к состоянию относительно малых плотностей (меньших плотности вещества внутри ядерных частиц). Но даже не зная причин расширения, мы можем построить довольно ясную картину эволюции Метагалактики после периода ее «начального ускорения».

Прежде всего мы покажем, что закон расширения Метагалактики (1), обнаруженный в наблюдениях, с теоретической точки зрения есть просто следствие однородности и изотропии Метагалактики. В процессе расширения расстояние между любыми двумя телами A и B изменяется со временем. Это значит, что тело A движется относительно B с некоторой скоростью, которую мы обозначим через $\boldsymbol{V}_{AB}$. Каково направление скорости? Вследствие изотропии Метагалактики все направления в ней равноправны; однако в системе наших двух тел есть одно выделенное направление — направление отрезка (или радиуса-вектора) $\boldsymbol{r}_{AB}$, соединяющего положения тел A и B. Поэтому направление этого отрезка и должна иметь скорость $\boldsymbol{V}_{AB}$. Если, кроме тел A и B, есть третье тело C, то мы таким же образом придем к выводу, что относительные скорости $\boldsymbol{V}_{AC}$ и $\boldsymbol{V}_{BC}$ должны быть параллельны отрезкам $\boldsymbol{r}_{AC}$ и $\boldsymbol{r}_{BC}$. Учтем теперь однородность Метагалактики, вследствие которой разные ее точки тождественны по своим свойствам, или, как говорят, равноправны. Это приводит к тому, что относительная скорость $\boldsymbol{V}_{AB}$ не может зависеть от положения тел A и B в пространстве; она может зависеть только от расстояния между ними, т. е. от длины отрезка $\boldsymbol{r}_{AB}$.

Воспользуемся теперь некоторыми понятиями векторной алгебры. Суммой двух векторов $\boldsymbol{r}_{AB}$ и $\boldsymbol{r}_{BC}$ называется вектор $\boldsymbol{r}_{AC}$, построенный по двум заданным векторам $\boldsymbol{r}_{AB}$ и $\boldsymbol{r}_{BC}$ так, как это показано на рис. 1. Точно так же относительная скорость $\boldsymbol{V}_{AC}$ тела A относительно тела C есть вектор, равный сумме векторов $\boldsymbol{V}_{AB}$ и $\boldsymbol{V}_{BC}$. Итак, векторы относительных скоростей зависят от относительных расстояний, параллельны соответствующим отрезкам, причем одновременно имеют место два векторных равенства

$$\mathbf{r}_{AC} = \mathbf{r}_{AB} + \mathbf{r}_{BC},$$
$$\mathbf{V}_{AC} = \mathbf{V}_{AB} + \mathbf{V}_{BC}.$$

Все эти условия будут выполняться, если относительные скорости пропорциональны относительным радиусам-векторам:

$$\mathbf{V}_{AB} = H\mathbf{r}_{AB},\ \mathbf{V}_{BC} = H\mathbf{r}_{BC},\ \mathbf{V}_{AC} = H\mathbf{r}_{AC}.$$

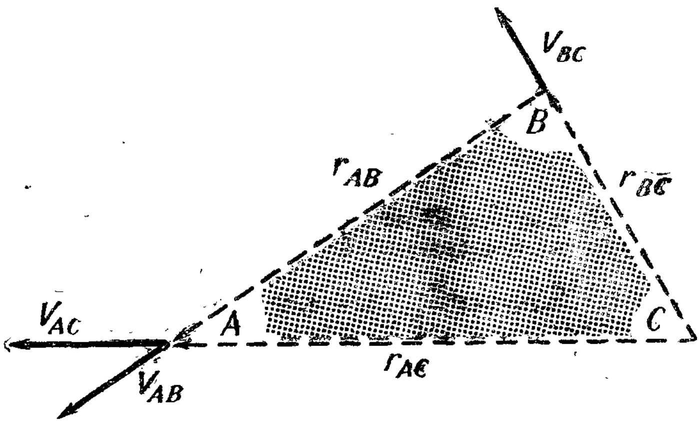

Рис. 1. Относительные расстояния и скорости трех тел в однородной и изотропной Метагалактике.

Так как эти соотношения справедливы для любых пар точек, они справедливы и для скорости любого скопления галактик относительно нашего Местного скопления. А это и есть закон Хаббла (7).

Сила тяготения неизбежно должна замедлять расширение Метагалактики; она может даже остановить это расширение и в дальнейшем заставить Метагалактику сжиматься. Какой из двух исходов — неограниченно продолжающееся расширение или смена расширения сжатием — будет иметь место в действительности?

Ответ на этот вопрос может быть получен как с помощью теории относительности, так и с помощью классической теории тяготения Ньютона.

Выведем прежде всего закон сохранения энергии при наличии поля тяготения в классической теории. По закону Ньютона ускорение тела на расстоянии R от сферического гравитирующего тела массы M есть

$$w = -\frac{GM}{R^2} \tag{8}$$

($G \approx 7 \cdot 10^{-8}$ *см*^{3} *сек*$^{-2}$ *г*$^{-1}$ — постоянная тяготения).

Но ускорение $w = d/dt$, где d — изменение скорости за промежуток времени dt. (Мы будем считать этот промежуток dt очень малым, математически выражаясь, бесконечно малым). За время dt тело, двигаясь со скоростью V, пройдет путь $dR = Vdt$.

Помножим левую и правую части в (8) на dR. Тогда получим

$$VdV = -\frac{GMdR}{R^2}. \tag{9}$$

Но $VdV \approx {}^1/_2 \, [(V + dV)^2 - V^2]$, так как величина $(dV)^2$ настолько мала по сравнению с VdV, что ею можно пренебречь. Если вначале скорость и расстояние равны V_0 и R_0, а в конце $V = V_0 + dV$ и $R = R_0 + dR$, то

$$VdV \approx \frac{1}{2}\,[V^2 - V_0^2].$$

Справа в (9) заменим R^2 на произведение RR_0, которое отличается от R^2 ничтожно мало. Тогда

$$\frac{GMdR}{RR_0} \approx GM\,\frac{R - R_0}{RR_0} = GM\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0}\right). \tag{10}$$

Умножим теперь обе части в (10) на массу тела m и перенесем начальные величины направо, а конечные налево. Тогда получим:

$$\frac{mV^2}{2} - \frac{GMm}{R} = \frac{mV_0^2}{2} - \frac{GMm}{R_0}. \tag{11}$$

Значит, величина, стоящая слева, сохраняет начальное значение, т. е. не меняется при движении. Это есть энергия тела в гравитационном поле, состоящая из кинетической энергии $\frac{mV^2}{2}$ и потенциальной $\frac{GMm}{R}$. Потенциальная энергия, приходящаяся на единицу массы, называется **гравитационным потенциалом**.

Выделим теперь в Метагалактике сферический объем радиуса R настолько большой, что внутри него среду можно считать однородной. Пусть в этом объеме заключена масса M, а скорость расширения его границы равна V. При расширении объема изменяется кинетическая энергия и потенциальная энергия тяготения всех его частей. Для какого-либо тела на границе выделенного объема сумма этих двух энергий, рассчитанная на единицу массы,

$$E = \frac{V^2}{2} - \frac{GM}{R}. \tag{12}$$

Энергия E есть полная механическая энергия, и она сохраняется в процессе расширения. Мы учитываем, что из-за отсутствия перепада давления силы давления не производят работы, т. е. тепловая энергия не превращается в механическую. В таком случае ход процесса расширения зависит от знака этой постоянной энергии E. Если она положительна, т. е. кинетическая энергия рассматриваемого тела превышает абсолютную величину его потенциальной энергии в поле тяготения всего шара, то оно согласно (12) может удаляться от центра шара неограниченно, причем на очень больших расстояниях ($R \to \infty$) потенциальная энергия станет пренебрежимо малой, а кинетическая энергия $\frac{V^2}{2}$ окажется практически равной величине E. Если, наоборот, энергия $E < 0$, скорость

$$V = \sqrt{\frac{2GM}{R} - 2|\mathscr{E}|}$$

обращается в ноль на расстоянии

$$R_{\text{макс}} = \frac{GM}{|E|}$$

и тело, удалившись на это расстояние, начнет затем падать к центру шара.

Вернемся теперь к однородной Метагалактике, в которой для шара радиусом R масса равна

$$M = \frac{4\pi}{3}\rho R^3$$

и в которой все скорости пропорциональны расстояниям, в частности, скорость на границе шара по отношению к центру

$$V = HR.$$

В этом случае рассмотренное нами удаление тела от центра шара есть часть общего процесса расширения Метагалактики. Подставляя выражение для скорости в закон сохранения механической энергии (12), получим

$$\frac{8\pi G}{3}\left(\frac{3}{8\pi G}H^2 - \rho\right)R^2 = 2E.$$

Следовательно, знак полной механической энергии единицы массы тела E определяется знаком разности

$$\frac{3}{8\pi G}H^2 - \rho$$

и не зависит от размеров шара.

Если плотность ρ превышает критическое значение

$$\rho_{к} = \frac{3}{8\pi G}H^2, \tag{13}$$

то $E < 0$ и расширение должно в будущем смениться сжатием (рис. 2). Если же $\rho \leqslant \rho_к$, то процесс расширения продолжается неограниченно (см. рис. 2), причем скорость уменьшается, стремясь к конечному пределу (при $E > 0$) или к нулю (при $E = 0$).

Используя значения коэффициента Хаббла из главы 1, мы получим критическую плотность

$$\rho_к \approx (1 \div 2)\, 10^{-29}\ г \cdot см^{-3}.$$

Как мы видели в главе 1, фактическая средняя плотность Метагалактики измерена в настоящее время недостаточно точно (см. (6)), и мы не знаем, превышает ли она критическую или меньше ее. Однако в настоящее время преобладает мнение, что $\rho < \rho_к$ и, следовательно, Метагалактика будет расширяться неограниченно.

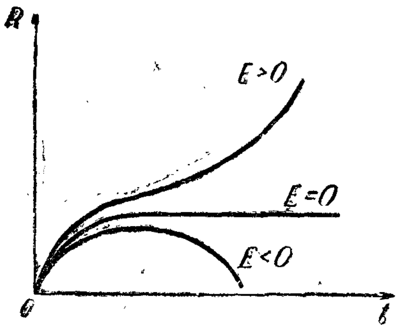

Рис. 2. Изменение во времени относительного расстояния между телами в расширяющейся Метагалактике.

Остановимся теперь на кинетике расширения Метагалактики. При этом, как мы увидим ниже, для ранних стадий расширения можно считать, что $E = 0$, т. е. $\rho = \rho_к$. Уравнение (12) показывает, что скорость расширения уменьшается со временем. Однако если какая-то часть Метагалактики расширилась за время t от некоторого очень малого размера до радиуса R, то можно сказать, что средняя скорость ее расширения за все это время была приблизительно равна R/t. Тогда равенство (12) при $E = 0$ можно написать как приблизительное равенство для средней скорости:

$$\frac{R^2}{t^2} \approx \frac{2GM}{R} = \frac{8\pi G}{3}\rho_к R^2. \qquad (14)$$

Отсюда

$$\rho_к \approx \frac{3}{8\pi G}\frac{1}{t^2} \infty \frac{1}{t^2}. \qquad (15)$$

Используя соотношение (13), получим

$$H \approx \frac{1}{t}.$$

Наш приближенный результат лишь немного отличается от точных формул, следующих из строгого рассмотрения:

$$\rho_К = \frac{1}{6\pi G t^2}, \quad H = \frac{2}{3}\frac{1}{t}. \tag{16}$$

Это очень важные соотношения. Второе из них показывает, что, измерив коэффициент Хаббла, мы можем определить время, в течение которого Метагалактика расширялась от очень малого размера, короче говоря, время существования Метагалактики, которое часто называют космологическим временем:

$$t_М = \frac{2}{3} H^{-1} \approx (3 \div 2)\, 10^{17}\ сек \approx 10^{10}\ лет.$$

Из полученных выше формул легко также установить изменение размеров и скорости расширения со временем.

Учитывая, что $\rho = \frac{3M}{4\pi R^3}$, т. е. $\rho \sim R^{-3}$, и сравнивая это с формулой (15), получим, что все расстояния в Метагалактике увеличиваются со временем по закону:

$$R \sim t^{2/3}. \tag{17}$$

Теперь для скорости расширения имеем:

$$V \approx \frac{R}{t} \sim t^{-1/3}.$$

При удалении в прошлое ($t \to 0$) кинетическая энергия и абсолютная величина потенциальной энергии растут. Оказывается, что при $t \approx 10^{15} - 10^{16}$ *сек* и во все более раннее время указанные величины гораздо больше E, так что для этих времен в формуле (12) можно полагать $E = 0$.

Наши результаты могли бы быть получены без вычислений, при помощи некоторого приема, играющего важную роль в теории. Этот прием основан на соображениях размерности. Его идея заключается в следующем. Единицы всех физических величин можно связать законами природы с тремя основными единицами — длины, массы и времени. В частности, плотность ρ равна массе M, разделенной на объем, пропорциональный кубу длины R^3; поэтому, если обозначать размерности квадратными скобками, то можно написать

$$[\rho] = [M]\,[R^{-3}].$$

Сила гравитационного взаимодействия двух масс $\frac{Gm_1m_2}{R^2}$, как всякая сила, равна произведению массы на ускорение w, а последнее есть изменение скорости в единицу времени, так что

$$[w] = \frac{[V]}{[t]} = \frac{[R[}{[t]^2}.$$

Так как размерности величин, стоящих в обеих частях равенства, должны быть одинаковы, то

$$\frac{[G][m]^2}{[R]^2} = \frac{[m][R]}{[t]^2}.$$

Отсюда следует, что

$$[G] = \frac{[R]^3}{[t]^2[m]}.$$

Отсюда же следует, что

$$[G\rho] = \frac{1}{[t^2]}, \text{ или } [\rho] = \frac{1}{[G][t]^2}. \qquad (18)$$

В рассмотренной нами задаче о расширении Метагалактики фигурировали лишь гравитационные силы, т. е. входили лишь величины размерности массы, длины, времени и константа G. Поэтому, если, решив каким-либо образом задачу, мы получили выражение для времени t, характеризующего процесс, то так как единственная величина размерности времени, входящая в нашу задачу, есть $\frac{1}{\sqrt{G\rho}}$, мы можем получить при ее решении только время t, пропорциональное этой величине. Именно этот результат и дала наша прежняя приближенная оценка.

В эпоху, более позднюю, чем та, которой отвечает время $t \approx 10^{15} - 10^{16}$ *сек*, мы уже не можем положить $E = 0$. Как мы уже отмечали, наблюдения свидетельствуют в пользу того, что средняя плотность ρ скорее всего меньше критической величины $\rho_к$ и, следовательно, $E > 0$. Это соответствует неограниченному расширению Метагалактики. Общее решение математической задачи с учетом E является более сложным. Однако на поздних стадиях закон расширения подчиняется простой закономерности.

Дело в том, что, как видно из формулы (12), потенциальная энергия единицы массы становится по модулю много меньше кинетической энергии при достаточно большом R, и, пренебрегая первой, мы приходим к выводу, что расширение на этой стадии должно происходить со скоростью, уже не меняющейся с течением времени $R \infty t$. Это значит, что силы тяготения, которые раньше противодействовали расширению и замедляли его, теперь становятся настолько малыми, что перестают влиять на расширение. Движение скоплений галактик друг относительно друга должно происходить с неизменной скоростью, т. е. по инерции. Расстояния R между ними в эту эпоху возрастают пропорционально времени $R \infty t$, а средняя плотность

$$\rho = \frac{4\pi}{3}\frac{M}{R^3} \infty \frac{1}{(V_0 t)^3} \infty \frac{1}{t^3},$$

так как скорость V_0 и M неизменны. Плотность ρ убывает гораздо быстрее, чем в более ранние эпохи.

Этот результат отличается от того, который мы получили, основываясь на соображении размерности. Это объясняется тем, что прежние соображения размерности неприменимы, так как теперь в нашей задаче, кроме величины G, ρ и t, имеются еще две размерные величины: характерная скорость V_0 и характерное расстояние R_0, на котором абсолютное значение потенциальной энергии $\frac{GM}{R_0}$ равно кинетической энергии $\frac{1}{2}V^2_0$. (Напомним, что речь все время идет о кинетической и потенциальной энергии частицы, находящейся на поверхности сферы радиуса R, содержащей неизменную массу M, причем эти энергии рассчитаны на единицу массы частицы). В таком случае мы уже не можем утверждать, что ρ пропорционально $\frac{1}{Gt^2}$, потому, что существует безразмерная величина $\frac{R_0}{V_0t}$ и, значит, самым общим возможным выражением для плотности, удовлетворяющим требованиям размерности, будет следующее:

$$\rho \infty \frac{1}{Gt^2} f\left(\frac{R_0}{V_0t}\right),$$

где $f\left(\frac{R_0}{V_0t}\right)$ — некоторая функция от аргумента $\frac{R_0}{V_0t}$, которую уже невозможно определить только из соображений размерности. Тогда наш результат, относящийся к инерциально расширяющейся Метагалактике, означает, что функция f попросту равна своему аргументу (умноженному на какое-то постоянное число). В этом случае, отбрасывая все постоянные множители, мы действительно получим $\rho \sim \frac{1}{t^3}$.

Если верны указанные выше соображения о величине средней плотности, т. е. в Метагалактике отсутствуют значительные массы материи, не регистрируемые нашими приборами, то она должна находиться в настоящее время именно в состоянии инерциального расширения.

Нам неизвестны в настоящее время причины, которые могли бы привести к прекращению расширения, и время, через которое эти причины могли бы начать действовать.

4. РАННИЕ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ МЕТАГАЛАКТИКИ

По мере удаления в прошлое Метагалактики мы находим ее более плотной; галактики и даже отдельные звезды были ближе друг другу, а в некоторую отдаленную эпоху все вещество представляло собой более или менее однородную среду.

Эта среда была газовой, хотя бы уже потому, что звезды и межзвездная среда состоят из газа. Но всякий газ при расширении охлаждается. Следовательно, в таком почти однородном состоянии Метагалактика, расширяясь, охлаждалась и, значит, в более ранние эпохи была горячее, чем позже. Как следует из термодинамики, во всякой горячей среде имеется тепловая радиация, плотность энергии которой $\varepsilon_р$ определяется формулой (4) и тем больше, чем выше температура. Согласно теории относительности энергия всегда связана с массой и плотность массы радиации есть

$$\rho_р = \frac{1}{c^2}\varepsilon_р.$$

При очень высокой температуре на ранних стадиях расширения Метагалактики плотность массы радиации $\rho_р$ могла превосходить плотность массы газа $\rho_г$.

Если объем, в котором находятся электромагнитные волны, медленно расширяется, то длина волны λ увеличивается пропорционально линейным размерам объема. Значит,

$$\lambda \backsim R,$$

а частота

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \backsim \frac{1}{R}.$$

Но согласно (2) частота наиболее многочисленных фотонов тепловой радиации пропорциональна температуре $T_р$ этой радиации, так что мы приходим к выводу, что

$$T_р \backsim \frac{1}{R}. \tag{19}$$

В соответствии с этим (см. (4))

$$\rho_р \backsim T_р^4 \backsim \frac{1}{R^4}. \tag{20}$$

Что же касается плотности массы газа, то она изменяется пропорционально R^{-3}:

$$\rho_г \backsim \frac{1}{R^3}. \tag{21}$$

Следовательно, по мере удаления в прошлое плотность массы радиации растет быстрее, чем плотность массы газа и в некоторую очень отдаленную эпоху первая превосходила вторую:

$$\rho_р > \rho_ч \text{ при } t < t_*.$$

Через t_* мы обозначили момент равенства плотностей $\rho_р$ и $\rho_г$. (Если выразить $\rho_г$ через массу частиц газа m и их концентрацию n, а $\rho_р$ — через концентрацию фотонов $n_р$ по формуле (1), то можно написать для момента $t = t_*$:

$$\frac{kT}{c^2} n_\text{р} \approx m n_\text{г}$$

Отсюда

$$T \approx \frac{mc^2}{k} \frac{n_\text{г}}{n_\text{р}} \quad \text{при } t = t_*. \tag{22}$$

Поскольку

$$n_\text{г} \infty T^3 \infty \frac{1}{R^3}, \tag{23}$$

отношение $\frac{n_\text{г}}{n_\text{р}}$, стоящее справа в (22), постоянно.

В настоящую эпоху концентрация фотонов $n_\text{р} \approx 10^3\ см^{-3}$, а наиболее вероятное значение средней концентрации частиц $n_\text{р} \approx 10^{-6}\ см^{-3}$. Поэтому

$$\frac{n_\text{г}}{n_\text{р}} \approx 10^{-9}.$$

Тогда температура в момент t_* примерно равна $10^{4°}$ К (мы учли, что $m \approx 10^{-24}\ г$).

Когда температура радиации превосходила указанное значение, масса радиации существенно превосходила массу газа. При этом процесс расширения происходил несколько иначе, чем в близкие к нам эпохи.

Так как при $\rho_\text{р} > \rho_r$

$$M = \frac{4\pi}{3} (\rho_\text{р} + \rho_\text{г}) R^3 \approx \rho_\text{р} R^3 \infty \frac{1}{R}, \tag{24}$$

то масса при расширении убывает. Положим в (6) $E = 0$ (мы видели, что в ранние эпохи это законно); в этом случае можно использовать указанные в разделе 3 соображения размерности. Так как согласно (18) должно быть

$$\rho_\text{р} \infty \frac{1}{t^2}, \tag{25}$$

то, учитывая (20) и (19), получим:

$$R \infty t^{1/2}, \quad T \infty \frac{1}{t^{1/2}}. \tag{26}$$

Закон расширения Метагалактики в эпоху преобладания радиации оказывается действительно иным, чем в эпоху преобладания газа.

Особая эпоха развития Метагалактики (ее можно назвать релятивистской) имела место при температуре, превышающей $10^{10°}$ К. Тогда фотоны имели энергию, при которой они способны, сталкиваясь с заряженными частицами (электронами, протонами), превратиться в пару частиц — электрон и позитрон. (Позитрон — это частица, отличающаяся от электрона только знаком электрического заряда, в обычных условиях позитроны отсутствуют на Земле; для их создания требуются очень большие энергии). При температуре $T \approx 10^{10\circ}$ К энергия пар и энергия радиации были примерно равны. При $T \gtrsim 10^{13\circ}$ К могли образовываться пары протон-антипротон (имеющий отрицательный заряд) и нейтрон-антинейтрон.

Нейтрон не обладает электрическим зарядом, но у него имеется магнитный момент, т. е. он представляет собой микроскопический магнит. Кроме того, совершенно так же, как протон, электрон и позитрон, он представляет собой микроскопический волчок, вращающийся вокруг некоторой оси. Вращение характеризуется моментом количества движения, который в этом случае называется спином частицы. Для всех указанных частиц спин равен $\frac{1}{2}\hbar$. У нейтрона магнитный момент направлен в ту же сторону, что и спин, а у антинейтрона — в противоположную сторону.

В релятивистскую эпоху могли существовать также пары нейтрино-антинейтрино и всех других известных современной физике частиц и античастиц. (Антинейтрино отличается от нейтрино тем, что у первого спин антипараллелен, а у второго параллелен скорости).

В эту эпоху протоны и нейтроны не были связаны в ядра: их соединение могло начаться лишь в ее конце. Образовался современный химический состав Метагалактики: примерно 70—80% водорода и 20—30% гелия (по весу). Более тяжелые ядра в количестве около 1% образовались уже при ядерных реакциях в звездах.

«Горячая» начальная стадия эволюции Метагалактики была впервые исследована теоретически Г. Гамовым (1948), предсказавшим, в частности, существование реликтового излучения.

Космология изучает историю далеких эпох развития Метагалактики, гораздо более отдаленных, чем геологические эпохи в развитии Земли. Ведь геология имеет дело с событиями, происходившими не ранее, чем примерно пять миллиардов лет тому назад; возраст Метагалактики к этой эпохе был уже довольно почтенным: он исчислялся миллиардами лет, т. е. 10^{16} — 10^{17} *сек*. Между тем в предыдущих разделах мы говорили об эпохах, для которых время определялось цифрой 10^{13} *сек* и много меньше, вплоть до секунды и ее долей.

Информацию об этих отдаленнейших временах могут доставлять нам свет, идущий от наиболее удаленных галактик и квазаров, реликтовое излучение, нейтрино и гравитационные волны. (К сожалению, последние два источника мы до сих пор еще не умеем воспринимать.)

Как уже говорилось выше, при расширении Метагалактики длины электромагнитных волн, распределенных в ней, возрастали пропорционально ее размерам так же, как и все другие длины. Это относится не только к тепловой радиации, но и к свету звезд и галактик. Конечно, первоначальная длина волны света λ_0 в момент его испускания атомами источника была такой же, какую эти атомы испускают в настоящее время на Земле, — ведь процессы, происходящие в масштабе Метагалактики, не влияют на свойства отдельного атома. Итак, длина волны света от далекого источника увеличивается за время распространения до наблюдателя.

$$\lambda = \lambda_0 \frac{R_0}{R} \qquad \rho = \rho_0 \frac{R}{R_0} \tag{27}$$

(R — нынешнее расстояние между источником и наблюдателем, R_0 — расстояние между ними в момент испускания света).

Смещение длины волны к красному концу спектра можно истолковать как своего рода эффект Доплера: источник света удаляется от нас со скоростью, пропорциональной расстоянию. Но можно объяснить его и иначе: световой квант, проходящий из источника к нашему приемнику, должен преодолеть силу тяготения всей массы вещества, через которое он проходит. На это он тратит часть своей энергии, тем большую, чем больше расстояние, а так как энергия кванта пропорциональна его частоте (напомним, что энергия кванта есть произведение квантовой постоянной $\hbar$ на круговую частоту ω), то частота при этом уменьшается, а длина волны возрастает. Оба эти истолкования имеют наглядный, но лишь качественный характер, тогда как формула (27) является вполне точной.

Итак, по красному смещению мы можем получать сведения о расстояниях между телами Метагалактики в прошлом.

Если в истории Метагалактики был такой момент (называемый особой точкой), когда все расстояния были близки к нулю ($R \approx 0$), то из формулы (27) следует, что свет, испущенный в этот момент, доходит до нас с очень большой длиной волны или, следовательно, с частотой, близкой к нулю, т. е. он практически не будет воспринят. Расстояние, которое проходит свет от момента, когда $R \approx 0$, до современной эпохи, называют расстоянием до горизонта Метагалактики. Это расстояние, немного превышающее 10^{28} *см*, и соответствующее время, немного большее $3 \cdot 10^{17}$ *сек*, представляют собой пределы возможности наблюдений. На самом деле расстояние до наиболее удаленных источников и время распространения света от них меньше предельных значений.

Вывод о существовании горизонта справедлив лишь в том случае, если в истории Метагалактики действительно имела место особая точка. Формально особая точка появляется в теории, если устремить время к нулю [см., например, формулы (17), (26)]. При этом стремится к бесконечности плотность вещества [см. формулы (15), (25)]. Мы не знаем, законна ли такая экстраполяция, и вопрос о космологической особой точке, как связанный с ним вопрос о причине расширения Метагалактики, остается нерешенным.

Общая теория относительности

5. ОСНОВНЫЕ ИДЕИ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Строение и развитие Метагалактики управляется в основном тяготением. Теория тяготения Ньютона хорошо применима для движения планет, звезд и даже целых галактик, тогда их относительные скорости много меньше скорости света c, а разность гравитационных потенциалов много меньше c^2.

Она становится неприменимой, когда эти условия не выполняются. Например, на поверхности нейтронной звезды с массой, равной массе Солнца, около 10^{33} *г*, и радиусом $R \approx 10^6$ *см* гравитационный потенциал $\frac{GM}{R}$ отличается от потенциала в центре на величину около 10^{20}, что составляет примерно $0{,}1\ c^2$. Нейтронная звезда большей массы не может быть стационарной и быстро сжимается, или, как говорят, испытывает коллапс; отношение GM/Rc^2 возрастает еще больше, и теория Ньютона становится совершенно неприменимой. Другой пример — скорость разбегания галактик и квазаров, которые для самых далеких доступных наблюдению объектов близки к скорости света.

Общая теория относительности, или, как говорят еще, теория тяготения Эйнштейна, изменила теорию Ньютона в двух отношениях. Во-первых, один из самых общих законов природы, сформулированный частной теорией относительности, заключается в том, что никакие взаимодействия не могут распространяться со скоростью, превышающей скорость света. Теория Ньютона этого обстоятельства не учитывает. Общая теория относительности устранила этот недочет.

Во-вторых, со времен Галилея было известно, что все тела падают в поле тяготения с одинаковым ускорением. Однако впервые Эйнштейн высказал мысль, что общее ускорение определяется изменением свойств пространства и времени, вызванным гравитирующими телами.

В классической теории пространство считалось абсолютным, т. е. одинаковым всегда и везде и никак не зависящим от физических явлений, которые в нем происходят. Точно так же и время считалось абсолютным, т. е. неизменным по темпу, так сказать, протекания и одинаковым для всех точек пространства вне зависимости от каких-либо физических явлений. Два сформулированных выше положения приводят к представлению о том, что пространство и время не независимы друг от друга и от физических явлений. Они образуют единое, как принято говорить, искривленное четырехмерное пространство (три собственно пространственных измерения плюс время), для описания которого требуется особая геометрическая теория, отличающаяся от геометрии Эвклида. К моменту создания общей теории относительности (1916 г.) такая геометрия уже была разработана Гауссом, Лобачевским, Больяйи, Риманом.

Проще всего представить себе неэвклидову геометрию в двухмерном случае, т. е. на поверхности. Например, на сфере крат-

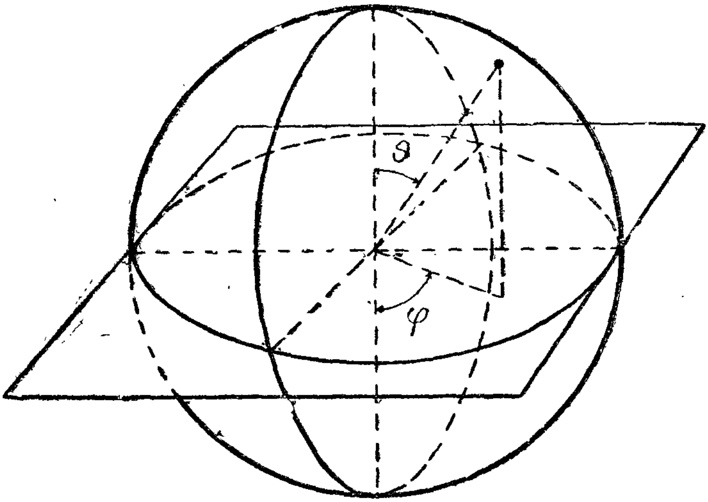

Рис. 3. Сфера — поверхность постоянной положительной кривизны.

чайшими линиями между двумя точками или «прямейшими», заменяющими здесь прямые эвклидовой геометрии, являются дуги больших кругов. Любые два больших круга пересекаются в двух противоположных точках, т. е. непересекающихся «прямейших» вообще нет, а сумма углов треугольника, построенного из отрезков «прямейших», больше π.

Эти и другие свойства сферы отличают ее от эвклидовой двухмерной поверхности — плоскости.

Положение любой точки на сфере можно описывать, как на глобусе, с помощью двух координат — широты и долготы, т. е. углов ϑ и φ (рис. 3). Квадрат отрезка dl «прямейшей», соединяющей две очень близкие точки на сфере, координаты которых отличаются на очень малые (или, математически говоря, бесконечно малые) углы $d\vartheta$ и $d\varphi$, представляется в виде суммы:

$$(dl)^2 = R^2 \sin^2 \vartheta \, (d\varphi)^2 + R^2 (d\vartheta)^2 \qquad (28)$$

(углы ϑ и φ измеряются в радианах).

Аналогичное выражение на плоскости в прямоугольных координатах (рис. 4) имеет вид:

$$(dl)^2 = (dx)^2 + (dy)^2 \tag{29}$$

Это соотношение представляет собой теорему Пифагора (dl — гипотенуза, dx, dy — катеты), а формула (28) есть видоизменение этой теоремы для сферы; причем сумма углов сферического треугольника с гипотенузой dl и катетами $R \sin \vartheta d\varphi$ и $Rd\vartheta$ больше π.

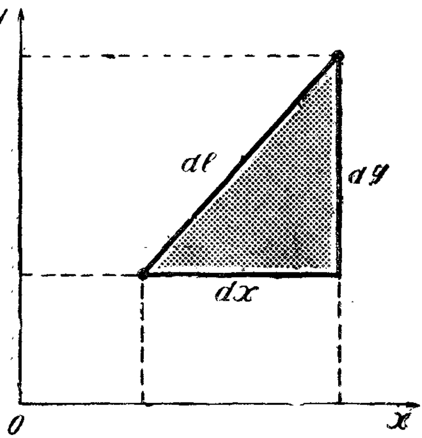

Рис. 4. Прямоугольные координаты на эвклидовой плоскости.

Трудно представить себе наглядно свойства трехмерного пространства, аналогичного сфере. Такое пространство имеет конечный объем (равный $2\pi^2R^3$), подобно тому как сфера имеет конечную площадь $4\pi R^2$. В то же время оно не имеет границ (как не имеет их поверхность сферы).

Другой пример неэвклидовой геометрии — геометрия на двухмерной поверхности, которая называется псевдосферой. Часть этой поверхности изображена на рис. 5; там же показан отрезок одной из «прямейших» линий на псевдосфере. Поверхность является как бы вогнутой в отличие от выпуклой поверхности сферы. Математически эти типы поверхностей различают, говоря в первом случае об отрицательной, а во втором — о положительной кривизне.

Трехмерное пространство отрицательной кривизны имеет бесконечный объем.

Сфера и псевдосфера — это поверхности, у которых кривизна во всех точках одинакова. В общем же случае геометрические свойства пространства могут меняться от точки к точке. Такое пространство называется римановым. Его свойства в каждой точке характеризуются не одной только кривизной как в указанных случаях, но целым набором величин. Для того чтобы это понять, рассмотрим простые примеры.

Пусть на эвклидовой плоскости выбрана косоугольная система координат и угол между осями равен α. Тогда по формулам тригонометрии, как это видно из рис. 6, квадрат расстояния между точками есть:

$$(dl)^2 = (dx)^2 + (dy)^2 + 2 \cos \alpha \, dxdy. \tag{30}$$

В качестве другого примера рассмотрим цилиндрическую систему координат, когда положение точки определяется, как видно из рис. 7, радиусом-вектором r, т. е. расстоянием от начала координат 0 и углом φ (измеренным в радианах), который радиус-вектор образует с некоторой осью. Координаты обеих точек равны соответственно (r, φ) и $(r + dr, \varphi + d\varphi)$. Тре-

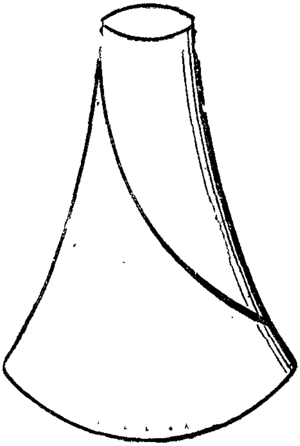

Рис. 5. Пример поверхности постоянной отрицательной кривизны — часть псевдосферы. Псевдосфера образуется вращением кривой, называемой трактрисой (или линией влечения).

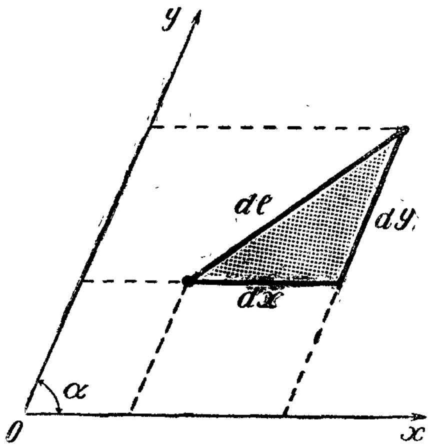

Рис. 6. Косоугольные координаты на эвклидовой плоскости.

угольник со сторонами dr, $rd\varphi$ и dl почти в точности прямолинеен, если длины dr и $rd\varphi$ очень малы. Поэтому

$$(dl)^2 = (dr)^2 + r^2 (d\varphi)^2. \tag{31}$$

Приведенные примеры приводят нас к выводу, что при любом выборе координатной системы x_1, x_2 расстояние между двумя бесконечно близкими точками определяется формулой вида

$$(dl)^2 = \gamma_{11} (dx_1)^2 + \gamma_{22} (dx_2)^2 + 2\gamma_{12} dx_1 dx_2. \tag{32}$$

(Во втором из наших примеров $\gamma_{12} = 0$).

Сокращенно эту формулу пишут так:

$$(dl)^2 = \sum_{i, k=1}^{i, k=2} \gamma_{ik} dx_i dx_k, \tag{33}$$

или, опуская знак суммы и считая, что по дважды повторяющимся значкам происходит суммирование:

$$(dl)^2 = \gamma_{ik} dx_i dx_k, \tag{34}$$

При этом, разумеется, $\gamma_{ik} = \gamma_{ki}$. Коэффициенты γ_{ik} могут зависеть от координат, как, например, в случае (31). В случае прямоугольных координат (29).

$$\gamma_{11} = \gamma_{22} = 1, \quad \gamma_{12} = \gamma_{21} = 0, \tag{35}$$

а в остальных случаях в эвклидовом пространстве можно преобразовать величины γ_{ik} к тем же значениям, если в формулах (30) и (31) сделать переход к прямоугольным координатам.

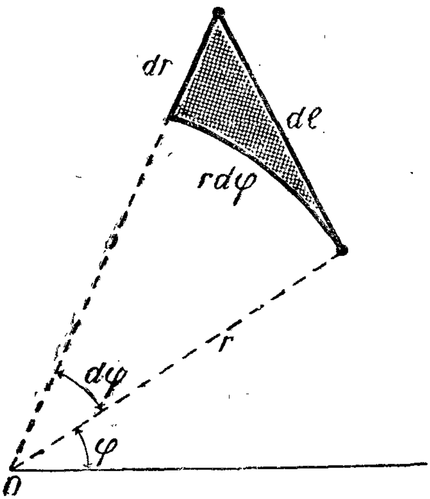

Рис. 7. Цилиндрические координаты на эвклидовой плоскости.

Поставим теперь вопрос. Пусть нам заданы коэффициенты γ_{ik} как какие-то функции координат x_1 и x_2. Всегда ли возможно преобразованием координат привести их к виду (35) во всем пространстве? Ответ на этот вопрос отрицательный. Действительно, в геометрии на сфере $(dl)^2$ дается формулой (28) и никаким преобразованием координат нельзя перейти в формуле (29) во всем пространстве, потому что (29) есть теорема Пифагора для треугольника, сумма углов которого равна π. Таким образом набором величин γ_{ik}, зависящих от координат, можно в общем случае характеризовать геометрические свойства поверхности, отличной от эвклидовой.

Совершенно аналогично в трехмерном пространстве расстояния выражаются формулой

$$(dl)^2 = (dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2 \tag{36}$$

в прямоугольных координатах эвклидова пространства. В самом общем случае произвольных координат и риманова пространства

$$(dl)^2 = \gamma_{ik} dx_i dx_k,$$

где значки i и k пробегают значения 1, 2, 3 и $\gamma_{ik} = \gamma_{ki}$. Кривизна пространства может быть выражена через γ_{ik}.

Теперь мы должны познакомиться с понятием интервала между событиями, введенными частной теорией относительности.

Начнем с классической (или нерелятивистской) механики. Пусть имеются две инерциальные (т. е. движущиеся по инерции) системы отсчета и вторая движется относительно первой со скоростью u вдоль оси x. Пусть некоторая частица движется по отношению к первой системе отсчета в том же направлении со скоростью v и в момент t ее координата равна x. Задание момента времени и координат определяет, как говорят, мировую точку, или событие.

Если отличать координату и время во второй системе отсчета штрихами, то в ней то же событие характеризуется величинами x' и t'. В классической механике время абсолютно, т. е. одинаково во всех системах отсчета. Поэтому

$$\begin{aligned} t' &= t, \\ x' &= x - ut, \\ v &= v - u. \end{aligned} \tag{37}$$

Эти соотношения формулируют так называемый принцип относительности Галилея. Из него следует, что ускорение любого тела в обеих системах одинаково.

Принципу Галилея противоречит тот экспериментально установленный факт, что свет (и вообще электромагнитные волны) распространяется в любой инерциальной системе отсчета с одной и той же скоростью c, приблизительно равной 300 тыс. $км \cdot сек.^{-1}$ ($c = 3 \cdot 10^{10}$ $км \cdot сек.^{-1}$). Это значит, что для него $c' = c$ в противоречии с (37). То же относится к любым частицам (например, нейтрино) и волнам (например, гравитационным волнам — см. раздел 8), движущимся или распространяющимся со скоростью c. Для устранения этого противоречия надо изменять закон преобразования величин x, t, v, что и было сделано частной теорией относительности. Оказалось, что время имеет разное значение в разных системах отсчета ($t' \neq t$), т. е. промежуток времени между двумя событиями различен в разных системах отсчета. Изменился по сравнению с (37) и закон преобразования, или, как говорят, сложения скоростей. Однако выяснилось, что есть величина, являющаяся инвариантом, т. е. имеющая одинаковое значение во всех инерциальных системах отсчета. Эта величина и есть интервал между событиями.

Если расстояние между двумя близкими событиями равно dl, а промежуток времени между ними — dt, то квадрат интервала между ними есть:

$$(ds)^2 = c^2 (dt)^2 - (dl)^2. \tag{38}$$

Для любых причинно-связанных событий $(ds)^2 \geqslant 0$, так как их связь осуществляется движением тел или распространением сигналов. То и другое происходит со скоростью $v \leqslant c$, так что

$$(dl)^2 = v^2 (dt')^2 \leqslant c^2 (dt)^2.$$

В какой-либо иной системе отсчета

$$(ds')^2 = c^2 (dt')^2 - (dl')^2. \tag{39}$$

Пусть два события связаны друг с другом распространением света, так что $dl = cdt$ и $ds = 0$. Но тогда и $ds' = 0$, так как свет и в новой системе отсчета распространяется со скоростью c и $dl' = cdt'$. Таким образом, интервал между событиями, связанными распространением света, равен нулю во всех системах отсчета. Значит, интервал ds' должен отличаться от ds лишь множителем, зависящим от относительной скорости систем; несложные соображения показывают, что множитель должен равняться единице, так что

$$ds' = ds,$$

и интервал действительно есть инвариант. Интервал имеет важный физический смысл. Пусть в одной системе тело движется со скоростью v, а в другой оно покоится. В первой системе интервал между двумя мировыми точками тела

$$ds = \sqrt{c^2 (dt)^2 - (dl)^2} = \sqrt{c^2 - v^2}\, (dt)^2.$$

Во второй системе (она называется сопутствующей) $dl = 0$ и $ds = cdt_0$.

Значком «0» отмечено время в сопутствующей системе и оно называется собственным временем. Сравнивая выражения, получим:

$$dt_0 = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\, dt. \tag{40}$$

Итак, промежуток собственного времени dt_0 равен соответствующему интервалу, деленному на скорость света; он меньше промежутка времени в любой другой системе отсчета.

В неинерциальной системе отсчета, т. е. в системе, движущейся с ускорением, выражение для интервала усложняется.

Перейдем, например, от инерциальной системы к другой, движущейся вдоль оси x с постоянным ускорением w так что

$$x = x' + \frac{1}{2} w (t')^2, \quad t = t'.$$

Тогда

$$dx = dx' + \frac{w}{2} [(t + dt)^2 - t^2] \approx dx' + wtdt.$$

Мы пренебрегли величиной $(dt)^2$, так как она гораздо меньше, чем tdt. Подставляя выражение dx в формулу для интервала

(38), мы получим

$$dl = dx = dx' + wtdt,$$

$$(ds)^2 = [c^2 - w^2 (t')^2] (dt')^2 - (dx')^2 - 2wt'dx'dt'. \qquad (41)$$

Таким образом, в (41) вошло произведение $dx'dt'$. В общем случае неинерциальной системы квадрат интервала имеет вид:

$$(ds)^2 = \sum g_{ik} dx_i dx_k, \qquad (42)$$

где значки i, k равны 0, 1, 2, 3 и значение i, $k = 0$ относится к времени так, что $cdt = dx_0$. При этом $g_{ik} = g_{ki}$.

Обратим теперь внимание на тот факт, что по отношению к ускоренно движущейся системы отсчета все тела, не подверженные действию сил, представляются движущимися в обратную сторону с одинаковым ускорением, совершенно подобно тому, как все тела падают в поле тяготения в данной точке пространства с одинаковым ускорением.

Сходство движений в ускоренной системе и в поле тяготения привело Эйнштейна к идее о том, что интервал между двумя событиями выражается в поле тяготения общей формулой (42), в которой величины g_{ik} являются функциями координат и времени. Интервал является инвариантом по отношению к преобразованию координат и времени. Совокупность величин g_{ik} представляет то, что называется метрическим тензором, а отдельные величины g_{ik} называются его компонентами.

Однако, несмотря на формальное сходство между выражениями интервала в неинерциальной системе отсчета и в гравитационном поле, между ними существует глубокое различие. В то время как в первом случае мы можем преобразованием координат и системы отсчета привести интервал к виду

$$(ds)^2 = c^2 (dt)^2 - (dx)^2 - (dy)^2 - (dz)^2, \qquad (43)$$

во втором случае мы можем «исключить» гравитационное поле лишь в небольшой области, где оно практически однородно, в течение ограниченного промежутка времени, пока практически не меняется. В других областях пространства и в другие времена интервал в этой системе отсчета уже не будет иметь вид (43).

Теория тяготения Эйнштейна устанавливает связь между распределением и движением материи, с одной стороны, и метрикой пространства — времени—с другой. В уравнения, описывающие такую связь, входят не непосредственно величины g_{ik}, а некоторое сложное выражение, называемое тензором Эйнштейна и зависящее от величин g_{ik} и их изменения в пространстве и во времени. В этих уравнениях величины g_{ik} играют роль «гравитационных потенциалов». Число независимых «потенциалов» в общем случае равно десяти, ибо $g_{ik} = g_{ki}$.

В гравитационных полях отдельных небесных тел, например звезд и планет, обычно можно выбрать систему координат так, чтобы наиболее существенной оказалась величина g_{00}, т. е. коэффициент перед $(dt)^2$. Оказывается, что

$$g_{00} \approx \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2}\right), \qquad (44)$$

где M — масса гравитирующего тела, а R — расстояние до его центра.

Итак, при наличии гравитационного поля пространство существенно неэвклидово, а время, как говорят, «негалилеево», т. е., так сказать, «протекает» в разных местах с разной скоростью.

Если рассмотреть два бесконечно близкие события, происходящие в одной точке пространства, так что $dx_1 = dx_2 = dx_3 = 0$, то формула для интервала (38) между ними сводится к следующей

$$(ds)^2 = g_{00}c^2dt^2.$$

Тогда промежуток собственного времени между этими событиями dt_0, который, как мы уже знаем, равен $\frac{1}{c}\,ds$, есть

$$dt_0 = \sqrt{g_{00}}\,dt. \qquad (45)$$

Если гравитационное поле не меняется со временем, то и для конечных промежутков времени Δt, Δt_0 выполняется соотношение (45):

$$\Delta t_0 = \sqrt{g_{00}}\,\Delta t. \qquad (46)$$

Именно промежутки собственного времени t_0 определяют темп физических процессов в данном месте, например, период колебания τ_0 световой волны, испускаемой атомом на поверхности звезды, где гравитационное поле сильно. Вдалеке от звезды, например на Земле, такой же атом испустит свет, период которого измеряется таким же промежутком его собственного времени. Вдали от звезды гравитационное поле слабо и g_{00} с большой точностью равно единице. Поэтому собственное время t_0 и «координатное» время t здесь совпадают.

Значит, мы можем сказать, что промежуток «координатного» времени t — есть время, измеренное по физическим процессам, или, как говорят, по часам, находящимся на Земле. По земным часам, измеряющим период дошедшего до нас света, период колебаний атома, находящегося на звезде, есть не τ_0, а

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{g_{00}}}. \qquad (47)$$

Это означает, что свет, испущенный на звезде, принимается на Земле с измененным периодом.

Подставляя сюда формулу для g_{00} (44), мы видим, что период света, приходящего с поверхности звезды, есть

$$\tau \approx \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\frac{2GM}{Rc^2}}}, \qquad (48)$$

т. е. период увеличивается, а частота уменьшается, или, как говорят, происходит смещение к красному концу спектра. Относительная величина этого гравитационного красного смещения z есть

$$z = \frac{\tau-\tau_0}{\tau_0} \approx \frac{1}{\sqrt{1-\frac{2GM}{Rc^2}}} - 1. \qquad (49)$$

На поверхности Солнца $M \approx 2\cdot 10^{33}$ *г*, $R \approx 7\cdot 10^{10}$ *см*, $\frac{2GM}{Rc^2} \approx \approx 5\cdot 10^{-6}$; поэтому $z \approx 3\cdot 10^{-6}$.

В классической механике свободные от действия сил тела двигаются равномерно и прямолинейно. Общая теория относительности обобщила этот принцип: в гравитационном поле, т. е. в «искривленном» неэвклидовом пространстве — времени, тела двигаются по так называемым геодезическим линиям, которые представляют четырехмерное, т. е. пространственно-временное обобщение «прямейших» линий неэвклидовой геометрии.

По таким линиям движутся планеты вокруг Солнца и летит брошенный камень на Земле. В данном случае искривление пространства-времени мало, и его можно довольно точно учесть, вводя «фиктивную» силу тяготения в эвклидовом пространстве — времени, как это делается в классической теории.

6. ЭКСПЕРИМЕНТЫ И НАБЛЮДЕНИЯ, ОБОСНОВЫВАЮЩИЕ И ПОДТВЕРЖДАЮЩИЕ ОБЩУЮ ТЕОРИЮ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Мы упоминали в предыдущем разделе, что в основе общей теории относительности лежат два установленных экспериментально принципа.

Опыт Майкельсона — Морли привел к выводу, что свет распространяется с одной и той же скоростью по отношению к любой инерциальной системе отсчета. Исходя из этого факта, А. Эйнштейн показал в частной теории относительности, что скорость света является максимально возможной в природе скоростью; ее могут иметь лишь частицы, масса покоя которых равна нулю (фотоны, т. е. кванты электромагнитных волн, нейтрино), а также гравитационные волны (см. ниже). Частицы с массой покоя, отличной от нуля, могут двигаться со скоростью, приближающейся к скорости света, но не достигающей ее в точности. Л. Этвеш установил другой фундаментальный принцип — равенство инертной и тяжелой массы. Этот вывод по существу содержался уже в законе, полученном Галилеем, согласно которому все тела падают под влиянием силы тяжести с одинаковым ускорением (но только эксперименты Галилея были проделаны с меньшей точностью).

Однако для построения общей теории относительности указанные два принципа не достаточны; необходимы дополнительные гипотезы, например, гипотезы о римановом характере геометрии пространства-времени и о виде математических уравнений, связывающих характеристики пространства-времени с характеристиками материи и т. д. Поэтому для подтверждения общей теории относительности требуются эксперименты и наблюдения, способные проверить ее следствия.

Орбиты, по которым планеты движутся вокруг Солнца, должны несколько отличаться от эллипсов Кеплера вследствие взаимного тяготения самих планет. Например, ближайшая к Солнцу точка орбиты — перигелий — должна медленно обращаться вокруг Солнца. Общая теория относительности предсказывает увеличение скорости этого обращения. Сильнее всего этот релятивистский эффект для Меркурия, так как он ближе к Солнцу. Для него дополнительная скорость обращения перигелия должна быть равна 43 *сек* в столетие. Наблюдение подтверждает это предсказание теории. К сожалению, однако, та же самая близость Меркурия к Солнцу, которая усиливает предсказываемый теорией эффект, одновременно с этим усиливает и другие, трудно поддающиеся точному учету, воздействия на скорость вращения перигелия. Самая незначительная сплюснутость Солнца, например на одну двадцатитысячную (которая не может быть исключена по наблюдениям), уже изменит скорость вращения перигелия на величину около 10% от релятивистской добавки. Неопределенность может быть еще больше, если допустить неодинаковость вращения внутренних и внешних слоев Солнца. Поэтому точное количественное подтверждение теории пока отсутствует.

Общая теория относительности предсказала еще два явления, которые также согласуются с наблюдениями: смещение в красную сторону спектральных линий в свете, испускаемом Солнцем и другими звездами, и отклонение световых лучей звезд при распространении их вблизи Солнца.

О первом явлении мы уже говорили в предыдущем разделе. К сказанному там добавим, что явление может быть качественно понято в рамках теории тяготения Ньютона. Именно световой квант, уходящий из звезды, производит работу против сил ее тяготения; на величину этой работы уменьшается его энергия, а следовательно, и частота.

Такое покраснение света должно происходить, конечно, и в гравитационном поле Земли при распространении света снизу вверх; но сдвиг спектральных линий в этом случае невелик, ввиду того что масса Земли много меньше массы звезды. И все же сдвиг удалось зарегистрировать даже в условиях земной лаборатории (Р. Паунд, Дж. Ребка).

Что касается второго явления, то его также можно качественно понять уже на основе частной теории относительности. Раз свет обладает энергией, то он обладает инертной массой, а следовательно, согласно Л. Этвешу, и тяжелой массой. Поэтому, проходя мимо Солнца, он должен притягиваться им и отклоняться в сторону от прямолинейного пути, подобно тому как это происходит с обычными частицами. Отметим, однако, что общая теория относительности предсказывает отклонение света вдвое большее, чем то, которое вытекало бы из частной теории относительности.

Оба эти явления, как и рассмотренное выше явление вращения перигелия Меркурия, действительно наблюдаются и служат подтверждением общей теории относительности; однако точность измерений сейчас еще недостаточно велика, чтобы говорить о строгом количественном совпадении с предсказаниями теории.

7. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И КОСМОЛОГИЯ

Мы видели в разделе 3, что в зависимости от соотношения между средней плотностью материи ρ и критическим значением $\rho_к$ возможно либо неограниченное расширение Метагалактики, либо расширение, останавливающееся и сменяющееся сжатием. Мы получили эти результаты при помощи классической теории тяготения Ньютона. Общая теория относительности подтверждает их и приводит к важным выводам о связи возможных типов расширения с общими, или, как говорят, глобальными свойствами пространства. Она показывает, что при плотности, меньше критической, когда расширение продолжается неограниченно, общая кривизна пространства отрицательна и его полный объем бесконечен. В то же время при плотности, превышающей критическую, когда расширение сменяется сжатием, общая кривизна положительна и пространство имеет конечный объем. В первом случае говорят об открытом, а во втором — о замкнутом пространстве. Кривизна открытого пространства уменьшается при расширении, а кривизна замкнутого пространства уменьшается при расширении и увеличивается при сжатии. В промежуточном случае, когда плотность равна критической и расширение неограниченно, но скорость его постепенно уменьшается, стремясь к нулю, общая кривизна пространства равна нулю и оно является эвклидовым в больших масштабах, так что его объем бесконечен.

Такое конечное или бесконечное расширяющееся пространство было впервые рассмотрено А. А. Фридманом. Отметим, что при обсуждении свойства этого «мира Фридмана» мы имели в виду систему отсчета, которая в каждой точке пространства движется вместе с расширяющейся материей, т. е. является сопутствующей. Хотя в данной системе скорость в каждой точке равна нулю, тем не менее можно, находясь в ней, определять относительные скорости материи, например по эффекту Доплера. Именно в этой сопутствующей системе пространство однородно и изотропно.

До сих пор речь шла о теории Фридмана, т. е. о теории однородно и изотропно расширяющейся Метагалактики. Свойства, предсказанные Фридманом, в нынешнюю эпоху установлены непосредственными наблюдениями. Но общая теория относительности показывает, что эти свойства не обязательно имели место с «самого начала». Например, расширение могло быть анизотропным, т. е. скорости расширения могли быть различными в различных направлениях. В простейшем случае в трех взаимно перпендикулярных направлениях могло происходить расширение со скоростями, пропорциональными расстояниям в направлениях, но с разными коэффициентами пропорциональности. Теория показывает, что эти три различные коэффициента могут с течением времени сближаться друг с другом, так что расширение приближается к изотропии. Заметим также, что возможно неоднородное вначале состояние Метагалактики, которое с течением времени приближается к однородному. При таких условиях классическая теория тяготения Ньютона в общем случае неприменима даже в сравнительно малых масштабах. Дело в том, что в случае, рассмотренном нами в разделе 3, скорость разбегания частиц, находящихся на расстоянии R друг от друга, определяется лишь массой M, заключенной в сфере радиуса R:

$$V^2 \approx \frac{2GM}{R} = \frac{8\pi G}{3} \rho R^2, \tag{50}$$

и при малых расстояниях R скорость много меньше c, а разность гравитационных потенциалов в соответствующих точках много меньше c^2. Положение резко меняется в анизотропном случае и при произвольной неоднородности. При этом скорость разбегания частиц определяется и удаленными массами, находящимися в точках, где гравитационный потенциал отличается от потенциала в данной точке на величину, немалую по сравнению с c^2, а при таких условиях, как мы знаем, теория Ньютона неприменима.

И теория Фридмана, и теория анизотропной Метагалактики представляют собой применения общей теории относительности к Метагалактике, состоящей из обычного вещества и радиации.

Однако, как мы уже говорили в разделе 2, делались и делаются попытки выйти за рамки обычных законов физики. Пожалуй, самой интересной является гипотеза, которую мы сейчас изложим.

А. Эйнштейн предположил (а Ж. Леметр применил это к расширяющейся Метагалактике), что в пространстве, кроме обычного гравитирующего вещества, имеется еще некоторая однородно распределенная стационарная антигравитирующая (т. е. отталкивающая) среда с необычным уравнением состояния

$$p = -\rho c^2,$$

т. е. с отрицательным давлением p. А. Эйнштейн ввел это предположение до открытия расширения Метагалактики: отталкивающее действие среды могло компенсировать гравитацию; отсюда следовала теоретическая возможность стационарного мира. После открытия расширения такая возможность отпала, но указанная среда может в принципе существовать и в расширяющемся мире. Недавно Э. Б. Глинер обратил внимание на то, что эта среда обладает свойствами вакуума — любая система отсчета по отношению к ней является сопутствующей, так что скорость движения любого тела по отношению к ней не может быть определена и поэтому не имеет физического смысла. Точно так же она не имеет смысла по отношению к пустому пространству в частной теории относительности.

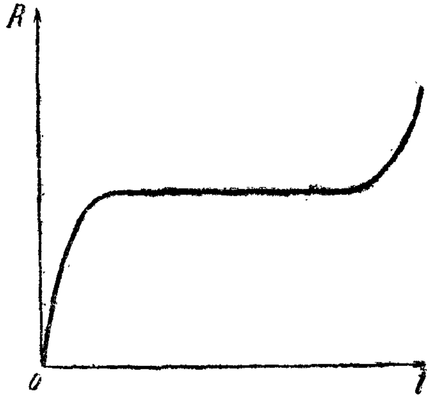

Рис. 8. Изменение во времени относительного расстояния между точками по теории Леметра.

Ж. Леметр показал, что в расширяющейся Метагалактике отталкивающая сила среды ослабляет гравитацию и при определенных условиях может «пересилить» ее, т. е. превратить расширение из замедляющегося в ускоряющееся. В эпоху такого превращения скорость расширения очень мала (рис. 8); вычисления показывают, что длительность этой эпохи может достигать, например, 50 млрд. лет, а возраст Метагалактики доходить до 70 млрд. лет.

Напомним, что в отсутствие отталкивающей среды возраст Метагалактики оказывался равным примерно 10 млрд. лет (раздел 3). К сожалению, до сих пор еще не удалось установить, существует ли в действительности такое общее отталкивание в реальной Метагалактике.

На примере теории Леметра и рассмотренной выше теории анизотропного расширения мы видим, что в настоящее время наблюдательные данные еще не позволяют установить предпочтительность какой-либо одной из допустимых теорий. Теория Фридмана выделяется из других вариантов, строго говоря, лишь наибольшей простотой и симметрией.

8. НЕКОТОРЫЕ ВАЖНЫЕ ВЫВОДЫ ИЗ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

1) *Гравитационный дефект массы*

В классической теории Ньютона гравитационная масса тела (т. е. масса, определяющая создаваемое им поле тяготения), равная, как уже отмечалось, инертной массе, представляет собой сумму масс покоя составляющих его частиц. В релятивистской теории масса тела может быть больше суммарной массы покоя частиц (так как энергия их движения и энергия радиации создают вклад в полную массу) и меньше ее. Например, сравнительно небольшое уменьшение, или, как говорят, дефект массы атомных ядер, связан с тем, что при объединении нуклонов в ядро выделяется энергия их связи. Поскольку в релятивистской теории всякая энергия соответствует определенной массе:

$$E = Mc^2,$$

то при этом уменьшается и масса. Совершенно аналогично при образовании массивного тела выделяется гравитационная энергия, что также сопровождается уменьшением массы. Таким образом, существует и гравитационный дефект массы, который можно качественно понять, даже оставаясь в рамках ньютоновой теории гравитации и учитывая, если он мал, лишь частную теорию относительности. Но, как показывает общая теория относительности, дефект массы может быть настолько велик, что масса тела окажется равной нулю.

В случае же ядерных и других известных сейчас взаимодействий это невозможно.

Если бы мы могли представить себе замкнутый мир (имеющий конечные размеры), как, например, помещенный в пространство гораздо больших размеров, то мы должны были бы считать, что масса шара равняется нулю; его наличие не проявлялось бы никакими внешними действиями, из него не выходил бы «наружу» свет и никакие другие сигналы. Произведем теперь мысленно некоторое изменение шара: «снимем» с него тонкий наружный сферический слой. Тогда окажется, что масса оставшегося шара уже не равна нулю, но она будет много меньше суммы масс покоя его частиц.

Мы рассматриваем, конечно, не реальный мир, а просто теоретическую модель, причем считаем, что имеются лишь одни частицы, а радиацией и тепловой энергией можно пренебречь.

Чем больше «снимаемый» слой, тем больше остающаяся масса. Она возрастает почти до половины суммарной массы покоя, а при «снятии» дальнейших слоев начинает убывать, так сказать, нормальным образом. Такое причудливое поведение шара объясняется тем, что гравитационный дефект массы для всего замкнутого мира полностью компенсирует его массу покоя и массу, связанную с энергией расширения, а при «снятии» наружных слоев он уменьшается быстрее, чем суммарная масса покоя, и приближается к нулю; тогда становится применимой теория Ньютона. Такая часть замкнутого мира была исследована Я. Б. Зельдовичем и названа им «полузамкнутым миром».

Недавно В. А. Рубан исследовал другой случай, предсказываемый общей теорией относительности: расширяющийся или сжимающийся шар, гравитационная масса которого никак не связана с суммарной массой покоя. Она вообще не создается частицами шара, как в теории Ньютона, и представляет собой характеристику гравитационного поля, т. е. искривления пространства-времени. Такую особенность этой «геометрической» массы отмечают, называя ее «массой без массы» (Дж. Уилер). Что касается массы покоя частиц и массы, связанной с энергией расширения или сжатия, то они целиком скомпенсированы гравитационным дефектом массы в каждом сферическом слое. Поэтому при «снятии» слоев гравитационная масса шара Рубана не изменяется в отличие от «полузамкнутого мира».

В обоих разобранных примерах гравитационного дефекта массы — теории мира А. А. Фридмана, являющейся продолжением в релятивистскую область ньютоновой теории гравитирующего шара, и в теории В. А. Рубана, не имеющей никакого классического аналога, замечательно то обстоятельство, что вся масса системы может быть скомпенсирована. Это значит, что если такие объекты могут образоваться из обычных тел конечной массы, то при их образовании должна выделиться энергия, эквивалентная всей их массе.

2) *Сфера Шварцшильда*

Массивное тело создает гравитационное поле, которое на больших расстояниях мало отличается от классического ньютонова поля. Различие возрастает по мере роста отношения $\frac{2GM}{Rc^2}$, где R — расстояние от центра тела. Величина $\frac{2GM}{c^2} = R_г$ называется гравитационным радиусом тела. Для массы порядка солнечной $R_г \approx 3 \cdot 10^5$ *см*. Если тело настолько плотно, что его радиус меньше гравитационного, то другое тело может приблизиться к нему на расстояние $R_г$. При этом скорость падения, вычисляемая по ньютоновской формуле $v = \left(\frac{2GM}{R}\right)^{1/2}$, стремится к c, так что теория Ньютона совершенно неприменима. Общая теория относительности приводит в этом случае к целому ряду неожиданных результатов:

а) тело, падающее извне, будет приближаться к сфере радиуса $R_г$ (ее называют сферой Шварцшильда) в течение бесконечного времени по удаленным часам;

б) однако по часам, находящимся на этом падающем теле, оно пересечет сферу Шварцшильда и упадет на центральное тело за конечное время;

в) если падающее тело излучает свет, то при его приближении к гравитационному радиусу красное смещение будет возрастать, а частота света, принимаемого удаленным прибором, стремиться к нулю;

г) фотоны, испущенные телом, вошедшим внутри сферы Шварцшильда, оказываются «захваченными» полем тяготения; они уже не могут выйти наружу, а движутся внутрь сферы Шварцшильда;

д) фотон, у которого траектория полета проходит мимо центрального тела на расстоянии меньшем $2{,}6\,R_г$, также «захватывается».

3) *Гравитационные волны*

В общей теории относительности изменения гравитационного поля, вызванные, например, перемещением масс, передаются на расстояние не мгновенно, как было в теории Ньютона. Они распространяются с той же скоростью, что и электромагнитные волны. В частности, при ряде физических процессов могут возникать изменения метрики, распространяющиеся в пространстве волнообразно. Такие волны называются гравитационными. Источниками гравитационных волн могут быть двойные звезды, а также пульсары, которые, по-видимому, представляют собой нейтронные звезды, быстро вращающиеся и колеблющиеся. Генерация и обнаружение гравитационных волн в принципе возможны и в лабораторных установках, например, при помощи быстро вращающихся массивных асимметричных тел.

Наиболее чувствительная установка, предназначенная для обнаружения гравитационных волн, построена недавно Дж. Вебером. Она состоит из двух связанных друг с другом приборов, находящихся на расстоянии примерно тысячи километров. На установке, тщательно защищенной от случайных воздействий, он обнаружил ряд совпадающих по времени сигналов. Вебер считает, что эти совпадения не могут быть случайными, и полагает, что обнаруженные им сигналы создаются приходящими из мирового пространства гравитационными волнами. Если так, то в пространстве вокруг нас должно иметься довольно много гравитационных волн.

Глава IV. **Гравитационная неустойчивость**

9. ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ МЕТАГАЛАКТИКЕ

В разделе 4 мы видели, что в ранние эпохи существования Метагалактики все ее вещество представляло собой равномерно перемешанные газ и радиацию, температура и давление которых были везде одинаковы и которые испытывали общее расширение. Каким образом из однородной среды образовались галактики и отдельные звезды?

Для образования стационарных гравитационно-связанных систем, какими являются галактики и звезды, требуется, по-видимому, в первую очередь, чтобы то вещество, из которого они строятся, перестало расширяться вместе со всей Метагалактикой и обособилось из метагалактической среды. Такие обособившиеся массы вещества должны представлять собой облака газа, в которых, помимо теплового движения, существуют и хаотические движения целых объемов вещества, способные дать начало пекулярным движениям звезд и вращению каждой галактики как целого. Дальнейшая эволюция облака состоит в том, что оно сжимается, испытывая то, что называется гравитационной конденсацией, причем происходит не только общее уплотнение облака, но и еще более быстрое сжатие отдельных сравнительно небольших его частей, из которых и образуются звезды.

Очень важным является то обстоятельство, что однородная расширяющаяся среда действительно обнаруживает стремление к разделению на отдельные облака. Начальная стадия этого космогонического процесса была рассмотрена Е. М. Лифшицем. Мы ограничимся качественным изложением его результатов в условиях применимости теории тяготения Ньютона.

Пусть в некотором объеме расширяющейся среды произошло возмущение — увеличение плотности на величину $\delta\rho$ по сравнению с плотностью ρ окружающей среды. Если отношение $\delta\rho/\rho$ возрастает со временем, то говорят, что состояние среды неустойчиво. При этом рассматриваемый объем может продолжать расширяться, но только медленнее, чем окружающая среда (рис. 9).

Время расширения какого-либо невозмущенного объема среды от очень малого размера до радиуса R можно оценить по приближенному равенству (14):

$$t \approx \frac{R}{\left(\frac{GM}{R}\right)^{1/2}}.$$

Для объема той же массы, который подвергся уплотнению (уменьшению размера на величину δR) и уменьшению полной энергии на величину δE, время расширения изменится:

$$t \approx \frac{R - \delta R}{\left(\frac{2GM}{R - \delta R} - \delta E\right)^{1/2}}.$$

Мы пренебрегаем здесь действием сил давления; условие, когда это допустимо, будет рассмотрено в следующем разделе.

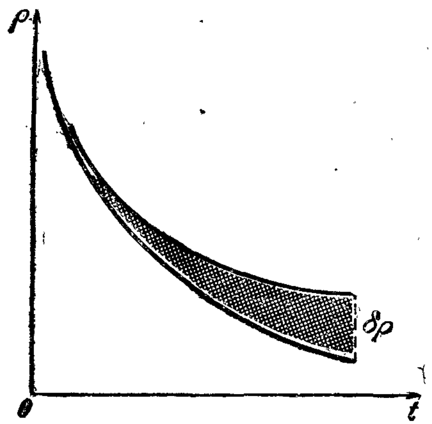

Рис. 9. Изменение во времени средней плотности Метагалактики и плотности в гравитационно-неустойчивом сгущении (верхняя кривая).

За одинаковое время t «нормальный» объем с массой M и сгущение той же массы расширятся до разных размеров. Приравняем квадраты обоих выражений и после простых преобразований получим:

$$\left(1 - \frac{\delta R}{R}\right)^3 = 1 - \frac{R\delta E}{2GM}\left(1 - \frac{\delta R}{R}\right).$$

Нас интересуют условия, при которых δR и δE малы по сравнению с R и $\frac{GM}{R}$. В таком случае слева в равенстве мы можем пренебречь квадратом и кубом отношения $\frac{\delta R}{R}$, а справа произведением малых величин

$$\frac{\delta E}{\frac{2GM}{R}} \cdot \frac{\delta R}{R}.$$

Тогда мы получим

$$\frac{\delta R}{R} \approx \frac{\delta E}{\frac{2GM}{R}} = \frac{1}{6}\frac{\delta E}{GM} R. \qquad (51)$$

Знаяизменение размеров, мы легко найдем изменение плотности. В «нормальном» объеме плотность $\rho = \frac{M}{\frac{4\pi}{3} R^3}$, так что

$$\frac{3}{4\pi} M = \rho R^3. \qquad (52)$$

Для сгущения

$$\frac{3}{4\pi} M = (\rho + \delta\rho)(R - \delta R)^3 \qquad (53)$$

разделим (53) почленно на (52). Мы получим

$$1 = \left(1 + \frac{\delta\rho}{\rho}\right)\left(1 - \frac{\delta R}{R}\right)^3.$$

При перемножении справа пренебрежем квадратами и кубами малых величин. Тогда мы получим

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx 3\frac{\delta R}{R}. \qquad (54)$$

Подставляя сюда результат (51), мы придем к выводу:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \frac{1}{2}\frac{\delta E}{GM}R. \qquad (55)$$

В эпоху преобладания газа масса M неизменна; поэтому, если сгущение возникло в момент t_0 с радиусом R_0 и имело относительный избыток плотности $\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_0$, то в дальнейшем оно будет развиваться по закону

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_0 \frac{R}{R_0} = \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3}. \qquad (56)$$

(Напомним, что в эпоху газа $R \sim t^{2/3}$).

В эпоху преобладания радиации, как легко видеть,

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_0 \left(\frac{R}{R_0}\right)^2 = \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)\frac{t}{t_0}. \qquad (57)$$

Обе эти формулы относятся к слабым сгущениям: $\frac{\delta\rho}{\rho} \ll 1$. Для грубой оценки их можно применять вплоть до значений $\frac{\delta\rho}{\rho} \approx 1$. Общая теория относительности показывает, что внутри сгущения и вблизи него метрика отличается от метрики однородной расширяющейся Метагалактики.

В эпоху, когда плотность Метагалактики не превосходила ядерную плотность ($\rho < 10^{15}$ *г/см*^{3}), кинетическая (тепловая) энергия частиц значительно превышала энергию их взаимодействия друг с другом, так что среда представляла собой идеальный газ, более или менее равномерно перемешанный с радиацией. Мы не знаем, была ли эта среда вполне однородна и равновесна или в ней были значительные неоднородности и движения. Мы рассмотрим здесь лишь первую возможность.

При наличии теплового движения в газе всегда возникают ничтожно малые случайные неоднородности, называемые флуктуациями. В объеме, содержащем N частиц, средняя относительная флуктуация плотности

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \frac{1}{\sqrt{N}}.$$

Галактика с массой 10^{44} *г* содержит примерно 10^{68} нуклонов, и потому в объеме с такой массой $\frac{\delta\rho}{\rho} \approx 10^{-34}$. В эпоху преобладания газа время изменилось от $t = 3 \cdot 10^{13}$ *сек* до $t = 3 \cdot 10^{17}$ *сек* и по формуле (56) величина $\frac{\delta\rho}{\rho}$ могла бы возрасти приблизительно в тысячу раз.

В эпоху преобладания радиации величина $\delta\rho/\rho$ росла быстрее, но от момента ядерной плотности ($t_0 \approx 10^{-4}$) до эпохи газа могла возрасти не более чем на 17 порядков. Этого еще недостаточно для того, чтобы флуктуация масштаба галактики могла вырасти до величины $\delta\rho/\rho \approx 1$, чтобы образовалась связанная система.

Мы приходим к выводу о том, что тепловые флуктуации недостаточны, и в послеядерную ($\rho < 10^{15}$ *г·см*$^{-3}$) эпоху состояние метагалактической среды должно было быть сильно неравновесным. Неравновесность могла быть двоякого рода: могли существовать либо значительные неоднородности плотности, либо макроскопические движения, прибавлявшиеся к общему космологическому расширению. Мы обсудим обе эти возможности в разделах 11 и 12.

10. УСЛОВИЕ ДЖИНСА

Если упомянутые в конце предыдущего параграфа отклонения от равновесия были достаточно велики, они могли привести к выделению из метагалактической среды отдельных облаков газа, уже не участвующих в общем космологическом расширении. Под действием гравитационных сил эти облака сгустились в галактики и отдельные звезды. Такой процесс сгущения называется гравитационной конденсацией; мы рассмотрим здесь его основные закономерности.

Пусть в гравитационно связанном и уже нерасширяющемся облаке образовалось уплотнение. В нем увеличилась сила собственного тяготения, стремящаяся сжать его дальше. Но одновременно возникает перепад давления $\delta p = p - p_0$, при котором давление внутри уплотнения становится больше, чем в окружающей среде, и этот перепад давления препятствует сжатию. Дальнейшая судьба сгущения зависит от того, какая из двух сил — гравитации или давления — больше и притом быстрее увеличивается при сжатии. Мы рассмотрим область уплотнения с массой M и увеличенной плотностью $\rho + \delta\rho$ пусть размеры области в разных направлениях не очень отличаются и средний размер есть R. Силу давления, действующую на единичный объем, можно представить в виде:

$$\frac{\delta p}{R} = \frac{\delta p}{\delta\rho}\frac{\delta\rho}{R}.$$

Отношение $\delta p/\delta \rho$ при малых изменениях давления и плотности равно квадрату скорости звука u^2 (или, что примерно то же, квадрату средней тепловой скорости атомов газа $v_T \approx \frac{kT}{m_a}$, как это показывается в кинетической теории газов). В то же время изменение силы тяжести, действующей на единицу объема, есть

$$\frac{GM\delta\rho}{R^2}.$$

Разность этих двух сил

$$\left(u^2 - \frac{GM}{R}\right)\frac{\delta\rho}{R}$$

отрицательна, и потому сила тяжести будет преобладать, если

$$\frac{GM}{R} > u^2. \tag{58}$$

Учитывая, что $M \approx \rho R^3$, запишем неравенство в виде:

$$R > R_G = \frac{u}{\sqrt{G\rho}}. \tag{59}$$

Итак, сила тяготения превосходит силу давления для любого сгущения, размеры которого превышают характерную длину R_G. Всякое сгущение таких размеров неустойчиво и сжимается под действием гравитации. Это условие гравитационной неустойчивости установлено Дж. Джинсом; величину R_G часто называют джинсовой длиной.

При сжатии газа он нагревается, т. е. работа сжимающих сил частично превращается в тепло. Если это тепло совсем не выносится наружу (теплопроводностью, излучением или другими процессами), то сила давления возрастает при сжатии быстрее, чем сила тяжести, и рано или поздно сжатие прекратится. Однако в действительности тепло постепенно выносится из сгущения наружу, и гравитационная конденсация будет продолжаться.

Если в процессе сжатия джинсова длина уменьшается, то первоначальное уплотнение может разбиваться на более мелкие фрагменты, такие, что для них выполняется условие гравитационной неустойчивости.

С наибольшей скоростью сжатие гравитационного неустойчивого сгущения происходит в том случае, если выделяемое тепло выносится из него наружу очень быстро. Сила давления при этом малосущественна, и сгущение сжимается беспрепятственно со скоростью свободного падения. Такое быстрое сжатие называют к о л л а п с о м.

За какое время сгущение сожмется при коллапсе от начального размера R_0, например до размера $^1/_2\, R$? В начальный момент, когда облако еще покоилось, энергия E единицы массы, находящейся на границе рассматриваемого объема, сводится к потенциальной энергии $-\frac{GM}{R_0}$. При уменьшении радиуса вдвое потенциальная энергия будет равна $\frac{2GM}{R_0}$, а по закону сохранения кинетическая энергия $\frac{V^2}{2}$ определится так:

$$\frac{1}{2}V^2 = E + \frac{2GM}{R_0} = \frac{GM}{R_0}.$$

Средняя скорость за этот промежуток времени равна $\frac{1}{2}\sqrt{\frac{2GM}{R_0}}$. Но тогда промежуток времени t_G, необходимый для сжатия с этой средней скоростью на величину $\frac{R_0}{2}$, равен

$$t_G = \frac{R_0}{2}\cdot 2\sqrt{\frac{R_0}{2GM}} = \sqrt{\frac{R_0^3}{2GM}} = \sqrt{\frac{3}{8\pi}\frac{1}{G\rho_0}} \approx \frac{1}{\sqrt{G\rho_0}},$$

где ρ_0 — начальная плотность сгущения.

Дальнейшее сжатие будет происходить со все возрастающей скоростью, так что полное время сжатия до остановки коллапса по порядку величины есть t_G.

Оценим для примера, какова должна быть плотность газового облака, состоящего из водорода и имеющего температуру $T = 10°$ K, для того, чтобы в нем могли оказаться гравитационно неустойчивыми сгущения с массой Солнца $M \approx 10^{33}$ *г*. Мы выбрали температуру, более или менее характерную для межзвездных газовых облаков, наблюдаемых в нашей Галактике. Гравитационная конденсация в этих облаках может приводить, как полагают, к образованию молодых звезд, новых членов нашей звездной системы. Размеры конденсирующегося сгущения должны быть не меньше джинсовой длины R_G. При плотности ρ его масса должна быть не меньше джинсовой массы

$$M_G \approx \rho R_G^3.$$

Воспользовавшись формулой (59), запишем

$$M_G \approx \frac{u^3}{G\sqrt{G\rho}}. \tag{60}$$

Эта масса равна массе Солнца, если плотность ρ равна

$$\frac{u^6}{G^3 M^2_{\text{солн}}}.$$

Но при $T \approx 10°$ K скорость звука в водороде

$$u \approx \frac{kT}{m_a} = 3\cdot 10^4 \text{ см/сек}.$$

так как масса атома

$$m_a \approx 10^{-24}\ г; \quad kT \approx 10^{-15}\ эрг.$$

Подставляя известные нам значения G и $M_{солн}$, получим

$$\rho = \frac{u^6}{G^3 M^2_{солн}} \approx 10^{-18}\ г/см^3.$$

Значение плотности превышает плотность наблюдаемых межзвездных газовых облаков. Поэтому вероятнее всего, что звезды образуются не поодиночке, а целыми скоплениями. В плоской части Галактики существуют так называемые рассеянные скопления, состоящие примерно из 10^3 звезд. Для гравитационной неустойчивости такой массы необходима плотность приблизительно $10^{-24}\ г \cdot см^{-3}$. Плотность газа в больших облаках удовлетворяет этому условию. При сжатии такого сгущения в ходе гравитационной неустойчивости джинсова длина в нем может, как мы уже говорили, уменьшиться до размеров, при которых гравитационно неустойчивыми оказываются массы порядка массы отдельной звезды.

Сгущаясь в звезду, вещество разогревается до тех пор, пока температура не достигнет значений порядка 10^6 °K, при которых становятся возможными ядерные реакции превращения водорода в гелий. В ядерных реакциях выделяется тепло, которое способно восполнить теплопровод и повысить давление в центре настолько, чтобы сила давления уравновесила гравитационную силу. Так сжимающееся сгущение превращается в стационарную звезду.

Оценка условий гравитационной конденсации для сгущения с массой Галактики довольно затруднительна, поскольку мало что известно о температурах «прагалактических» облаков, т. е. облаков, из которых предположительно образуются галактики. Однако можно сказать наверняка, что плотность таких облаков должна быть меньше современной плотности Галактики $10^{-24}\ г \cdot см^{-3}$, так как предполагается, что она образовалась из облака посредством сжатия. С другой стороны, плотность облака обязана быть больше средней плотности вещества в современной Метагалактике, равной, как мы видели, примерно $10^{-30}\ г \cdot см^{-3}$, так как со времени образования Галактики Метагалактика все время расширялась. Поэтому мы можем взять для оценки плотность прагалактического облака, например порядка $10^{-27}\ г \cdot см^{-3}$. Тогда мы увидим, что масса Галактики совпадает с джинсовым пределом, определяемым формулой (60), если температура $T \approx 10^5 - 10^6$ °K.

Насколько реальна такая температура в эпоху образования галактик? Если правильна гипотеза о гравитационной конденсации галактик из прагалактических облаков, то в начале конденсации средняя плотность газа в Метагалактике должна быть близка к начальной плотности облаков $\approx 10^{-27}$ $г \cdot см^{-3}$. При такой плотности реликтовая температура газа гораздо меньше, чем 10^5 °K. Мы видели, что температура даже в более ранний момент — момент перехода от эпохи преобладания излучения к эпохе преобладания газа — была меньше этой величины. Однако в период образования галактик действовали, возможно, некоторые источники разогрева, и среда была весьма горячей, как это предполагается, например, в гипотезе праздвезд (см. следующий раздел).

В предыдущем и в этом разделе мы рассмотрели гравитационную неустойчивость в расширяющейся среде и в облаке, выделившемся из нее. Во втором случае гравитационная неустойчивость всегда приводит к сжатию; в первом же случае, как мы отмечали, это не обязательно. Однако и в первом случае критерий неустойчивости является джинсовским. Действительно, если избыточная сила тяжести, возникшая в результате уплотнения, превосходит силу давления, то дополнительная результирующая сила, а следовательно, и добавочное ускорение каждой частицы рассматриваемого объема направлены внутрь и потому скорость его расширения уменьшается быстрее, чем скорость космологического расширения среды, а величина $\frac{\delta\rho}{\rho}$ возрастает.

В эпоху преобладания радиации скорость звука близка к скорости света

$$u = \left(\frac{\delta p}{\delta \rho}\right)^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{3}} c,$$

ибо $p = \frac{1}{3} \rho c^2$. Поэтому условие Джинса эквивалентно требованию

$$\left(\frac{GM}{R}\right)^{1/2} > c.$$

Легко убедиться, что объем среды с массой порядка массы Галактики удовлетворяет этому условию лишь в течение нескольких десятков лет в начале эпохи радиации.

В эпоху преобладания газа условие Джинса выполняется для массы Галактики всегда.

В заключение раздела отметим, что в качестве силы, препятствующей гравитационной конденсации, мы рассматривали здесь одну только силу давления. Конденсация имеет место в том случае, если скорость теплового движения $V_T \approx u$ не превосходит величину $\left(\frac{GM}{R}\right)^{1/2}$. Но конденсации способно мешать не только хаотическое тепловое движение отдельных атомов, но и хаотическое движение целых масс вещества (турбулентность). Для конденсации необходимо, чтобы скорости этих движений также не превосходили величину $\left(\frac{GM}{R}\right)^{1/2}$. Может мешать конденсации и вращение облака; но центробежные силы, обязанные вращению, препятствуют сжатию только по направлению, перпендикулярному оси вращения. Силу, препятствующую сжатию, способно создавать также магнитное поле

Глава V.

Формирование и эволюция звездных систем

11. ГИПОТЕЗА ПРАЗВЕЗД

А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович и И. Д. Новиков рассмотрели упомянутую в разделе 9 возможность значительных неоднородностей плотностей как причины образования галактик. Они исходили из предположения, в пользу которого говорит ряд наблюдательных фактов, что образование галактик относится к эпохе $t \approx 10^{16}$ *сек*. Какие же причины обусловили гравитационную конденсацию именно галактических масс? Ведь в эпоху образования галактик (так же, как и в непосредственно предшествовавшую ей эпоху) джинсова масса, соответствовавшая температуре строго однородной расширяющейся Метагалактики, была все время меньше массы галактики.

Для ответа на поставленный вопрос указанные авторы предположили, что в момент перехода от эпохи радиации к эпохе газа в Метагалактике существовали такие сгущения плотности, которые к моменту $t \approx 10^{16}$ *сек* могли возрасти до величины $\frac{\delta\rho}{\rho} \approx 1$ и после этого быстро сконденсироваться. Эти первоначальные неоднородности должны были иметь величину $\frac{\delta\rho}{\rho} \approx 10^{-2}$, как легко увидеть из формулы (56). В начале эпохи газа при температуре $T \approx 3 \cdot 10^{3}\,^\circ$ K и средней плотности $\rho \approx 10^{-21}$ *г·см*$^{-3}$ джинсова масса $M_G \approx \rho R_G^3$ приблизительно равна $10^5 \div 10^6$ масс Солнца.

Авторы предположили, что значение $\frac{\delta\rho}{\rho} \approx 10^{-2}$ относится к сгущениям именно этой массы, а в более массивных сгущениях отклонения плотности от средней были меньше. Поэтому к моменту $t \approx 10^{16}$ *сек* гравитационно сконденсировались объекты с массой $M \approx 10^6\ M_{солн}$, представляющие собой гигантские звезды, которые авторы назвали празвездами.

В этих «празвездах» ядерные реакции протекают настолько быстро, что водород в них должен был сгореть полностью примерно за миллион лет ($\approx 3 \cdot 10^{15}$ *сек*), после чего они должны были испытать взрыв, подобный вспышкам сверхновых звезд. Выделившаяся из праззвезд энергия нагрела метагалактический газ, по предположению авторов, до миллиона градусов. Для этого необходимо, чтобы в праззвезды вошла примерно десятитысячная доля всего вещества. (Причины, определившие с самого начала эту долю, остаются неизвестными). При температуре около миллиона градусов и средней плотности газа $\approx 10^{-27}$ *г·см*$^{-3}$, которую он имел к моменту $t \approx 10^{16}$ *сек*, джинсова масса примерно равна массе галактики. После указанного разогрева дальнейшее образование праззвезд уже невозможно, а неоднородности, созданные взрывами праззвезд создают, как полагают авторы, «затравочные» сгущения, конденсирующиеся в дальнейшем в галактики.

12. ГИПОТЕЗА ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В предыдущем параграфе мы рассмотрели гипотезу о том, что сильная неравномерность Метагалактики, необходимая для формирования галактик, заключалась в наличии в ней больших неоднородностей плотности. Здесь мы рассмотрим другую гипотезу, первоначально предложенную К. Вейцзеккером, о том, что в догалактической стадии Метагалактика была охвачена турбулентностью, хаотическими движениями масс разных масштабов. Идея Вейцзеккера была развита Л. М. Озерным и А. Д. Черниным для горячей Вселенной, в которой в начальную стадию преобладала радиация и турбулентность представляла собой вихревые движения фотонов, увлекавших за собой газ. Движения наибольшего масштаба охватывали такие количества вещества, масса покоя которых примерно равнялась массе больших скоплений галактик. Эти вихри обладали моментом количества движения, который по законам механики не изменялся со временем. Грубо говоря, этот момент количества движения есть

$$K \approx MVR = \text{const},$$

где M — масса, V — скорость, R — размер вихря. Так как в эпоху преобладания радиации, как мы знаем, $M \propto \frac{1}{R}$, то постоянство K влечет за собой постоянство скоростей:

$$V = \text{const} \text{ при } \rho_р > \rho_г.$$

Зная скорости вращения современных галактик, можно оценить скорость соответствующих вихрей V; грубая оценка дает значение порядка 10^8 — $3 \cdot 10^8$ *см·сек*$^{-1}$. В то же время скорость звука u в среде, в которой преобладает радиация, близка к скорости света $u \approx 10^{10}$ *см·сек*$^{-1}$. Таким образом, скорость вихревого движения была много меньше скорости звука.

Так обстояло дело до тех пор, пока расширение Метагалактики не охладило ее до температуры $T \approx 4\cdot10^3\,{}^\circ$ К, при которой электроны, которые до того времени были отделены от ионов тепловым движением, объединяются с ними, образуя нейтральные атомы. Это объединение называется рекомбинацией. Отметим удивительное совпадение (неизвестно, случайное или нет), заключающееся в том, что переход от преобладания радиации к преобладанию газа относится примерно к тому же времени ($t \approx 10^{13}$ *сек*), что и рекомбинация.

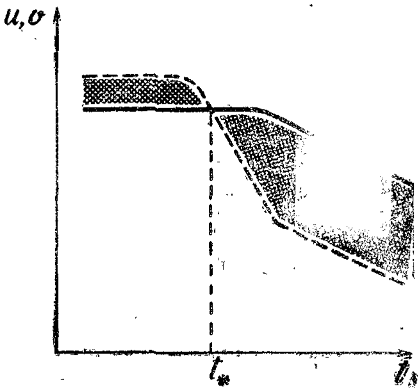

Рис. 10. Изменение во времени скорости звука u (пунктир) и скорости турбулентных движений V. Скорость турбулентного движения становится больше скорости звука после t_* — момента рекомбинации метагалактической плазмы.

Рекомбинация повлекла за собой важное изменение: если до этого фотоны (т. е. электромагнитные волны) действовали своими электрическими и магнитными полями на электроны и ионы и таким образом сильно взаимодействовали с ними, то после рекомбинации это взаимодействие «отключилось». Фотонные вихри перестали увлекать за собой газ, и движения последнего оказались независимыми. Но скорость движений газа, которая прежде была дозвуковой, теперь оказалась сверхзвуковой (рис. 10). Ведь скорость звука в газе при $T \approx 4000\,{}^\circ$ К равна примерно $u \approx 3\cdot10^{16}$ *см·сек*$^{-1}$, т. е. много меньше скорости вихревых движений. Но такие сверхзвуковые движения неизбежно порождают так называемые ударные волны, которые сжимают газ в отдельных местах, порождая сгущения. Ударные волны могут в дальнейшем испытать гравитационную конденсацию. В соответствии со сказанным выше сгущения обладают вращением и пекулярным движением, т. е. как раз теми свойствами, которыми, как правило, обладают галактики.

Еще один важный вывод из этой гипотезы.

Как показал А. Н. Колмогоров, скорость турбулентных движений возрастает с увеличением их масштаба расстояний между наиболее удаленными точками вихря R пропорционально $R^{1/3}$, т. е. медленнее, чем возрастает с расстоянием скорость космологического расширения. Поэтому турбулентные движения целиком погасили космологическое расширение в масштабе отдельных галактик, но не могли погасить его полностью в масштабе больших скоплений; скопления галактик, по-видимому, расширяются, хотя и медленнее, чем Метагалактика.

Как же возникли первоначальные фотонные вихри? На вопрос еще нет ответа. Может быть, турбулентность и расширение Метагалактики (т. е. и хаотическое и регулярное ее движения) происходят из одного и того же источника. Как можно увидеть, самые ранние фазы расширения должны были иметь существенно нефридмановский — неоднородный и анизотропный — характер.

Гипотеза турбулентности (по мнению авторов брошюры) обладает рядом привлекательных черт и кажется сейчас довольно правдоподобной. Но только будущее развитие теории, накопление наблюдательного материала позволят ответить на вопрос, какая из гипотез (а ведь существуют еще и другие гипотезы, кроме изложенных здесь) правильна.

13. ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

При сжатии выделившегося из расширяющейся метагалактической среды облака джинсова длина, как указывалось в разделе 10, может уменьшаться, в результате чего образуются звездные скопления, а в дальнейшем и отдельные звезды. Эти звезды движутся по различным орбитам в общем гравитационном поле всей системы. Если у прагалактического облака был большой момент количества движения и система вращается быстро (таковы плоские подсистемы спиральных галактик), то звезды движутся по почти круговым орбитам. Отклонения от них и соответствующие случайные, или пекулярные, скорости малы. В эллиптических галактиках (и в сферических подсистемах спиральных) момент количества движения мал, орбиты звезд сильно отличаются от круговых и имеют самые различные наклоны и почти вся скорость звезды является пекулярной. Кинетическая энергия пекулярных движений звезды близка к ее потенциальной энергии U в общем гравитационном поле

$$U \approx -\frac{GM\mu}{R}$$

(μ — масса звезды, $M = \mu N$, N, R — масса, число звезд и размер системы), так что средняя скорость звезды

$$V \approx \sqrt{\frac{GM}{R}}. \qquad (61)$$

Опять то же выражение, что и в разделе 10!) Движение звезд по довольно вытянутым орбитам в эллиптических галактиках, так же как их обращение по почти круговым орбитам в спиральных галактиках, обеспечивает стационарность системы.

Случайный характер скоростей звезд позволяет рассматривать их совокупность как газ из частиц, которые могут время от времени сближаться и обмениваться энергией. Эти сближения или «столкновения» могут быть двух типов.

1) Столкновения (назовем их контактными), при которых центры звезд проходят друг от друга на расстоянии, меньшем их диаметра $2r$, так что они непосредственно «толкают» друг друга. Для того чтобы какая-либо звезда испытала такое столкновение с другой звездой, ее центр должен пройти внутри круга радиуса $2r$, т. е. площадью $\sigma_к \approx 4\pi r^2$. Эта площадь называется сечением звезды для контактного столкновения. Какое расстояние $l_к$ должна пройти звезда, чтобы испытать одно такое столкновение? Ее центр, как легко видеть, должен оказаться в объеме $\sigma_к l_к$, и если концентрация звезд, т. е. число их в единице объема есть, n, то в этом объеме должна оказаться одна встречная звезда, т. е. $n\sigma_к l_к \approx 1$.

Значит,

$$l_к \approx \frac{1}{n_к \sigma_к}. \tag{62}$$

Длина $l_к$ называется длиной свободного пробега для контактных столкновений.

2) Звезды взаимодействуют друг с другом, даже и без соприкосновения — гравитационными силами. Сближаясь друг с другом, они отклоняются этими силами от их первоначального пути. Чем меньше ближайшее расстояние d между звездами, тем больше отклонение. Особенно сильным оно становится при столь малом расстоянии, на котором потенциальная энергия взаимодействия двух звезд $\frac{Gm^2}{d}$ становится равной или большей их кинетической энергии $\frac{mV^2}{2}$, т. е. когда

$$d \leqslant d_G = \frac{2Gm}{V^2}.$$

Сближения на такое расстояние мы назовем гравитационными столкновениями. Такое столкновение произойдет, если данная звезда окажется внутри круга радиуса d_G, т. е. площади $\sigma_G = \pi d_G^2$.

Так как гравитационные силы спадают с расстоянием медленно, то в звездном газе оказываются существенными и более далекие сближения звезд; учет их показывает, что в формулу для σ_G необходимо ввести множитель, равный примерно 100 для обычных галактик, подобных нашей:

$$\sigma_G \approx 100\pi d_G^2 \approx 100\pi \frac{(2Gm)^2}{V^4}. \tag{63}$$

Величина σ_G называется сечением, а

$$l_G \approx \frac{1}{n\sigma_G} \tag{64}$$

длиной свободного пробега для гравитационных столкновений.

Если подставить в (63) выражение для скорости (61), то мы получим:

$$\sigma_G \approx 100\pi \frac{(2Gm)^2R^2}{(GNm)^2} \approx 1000 \frac{R^2}{N^2}. \tag{65}$$

Звезда, движущаяся со скоростью V, проходит расстояние l за время $\tau \approx \frac{l}{V}$, называемое временем свободного пробега. Это есть промежуток времени между двумя последовательными столкновениями.

Для гравитационных столкновений время свободного пробега есть:

$$\tau_G \approx \frac{l_G}{V} \approx \frac{1}{nV\sigma_G} \approx 10^{-3} \frac{N^2}{nVR^2}. \tag{66}$$

Время контактных столкновений

$$\tau_{\text{к}} \approx \frac{l_{\text{к}}}{V} \approx \frac{1}{nV4\pi r^2}. \tag{67}$$

Отношение этих времен:

$$\frac{\tau_G}{\tau_{\text{к}}} \approx 10^{-2}\left(\frac{r}{R}\right)^2 N^2. \tag{68}$$

Оценим времена τ_G и $\tau_{\text{к}}$ для сферической части нашей Галактики, для которой $M \approx 10^{44}$ *г*, $N \approx 10^{11}$, $R \approx 10^{23}$ *см*;

$$n \approx \frac{N}{R^3} \approx 10^{-58}\ \textit{см}^{-3},\quad V \approx 10^7\ \textit{см}\cdot\textit{сек}^{-1}$$

$$\tau_G \approx 10^{24}\ \textit{сек} \approx 3\cdot 10^{16}\ \text{лет},$$

$$\tau_{\text{к}} \approx 10^{28}\ \textit{сек} \approx 3\cdot 10^{20}\ \text{лет}.$$

Оба времени колоссально велики, они на много порядков превышают и время существования Метагалактики ($\approx 10^{10}$ лет), и время, в течение которого звезды могут светить, «сжигая» свое ядерное горючее. Поэтому в нашей Галактике столкновения звезд настолько редки, что можно считать, что они практически не происходят.

Иначе обстоит дело в таких системах, как шаровые скопления звезд, упомянутые в конце раздела 1. Для них

$$M \approx 10^{39}\ \textit{г},\ N \approx 10^6,\ R \approx 10,\ n \approx 10^{-51}\ \textit{см}^{-3},$$
$$V \approx 3\cdot 10^6\ \textit{см}\cdot\textit{сек}^{-1};$$

поэтому $\tau_G \approx 3 \cdot 10^{15}$ *сек* $\approx 10^8$ лет,

$$\tau_K \approx 3 \cdot 10^{21} \text{ сек} \approx 10^{14} \text{ лет.}$$

Таким образом, в шаровых скоплениях τ_G гораздо меньше указанных выше характерных времен и, значит, они происходят там довольно часто; контактные же столкновения очень редки.

Гравитационные столкновения в звездных системах были впервые исследованы В. А. Амбарцумяном; он показал, что, обмениваясь энергией при гравитационных столкновениях, звезда может иногда получить скорость, превышающую «скорость отрыва», и «испариться» из системы. Такие испарения происходят примерно в 100 раз реже, чем столкновения. Система, испытывающая испарения, постепенно сжимается и в ее структуре происходят характерные изменения. Л. Э. Гуревич изучил эволюцию такой системы. Он показал, что в ней выделяются центральная область повышенной концентрации, все более уплотняющаяся по мере испарения, и довольно далеко отстоящая от нее наружная сравнительно разреженная «оболочка», которую обычно называют гало. Эта структура действительно наблюдается в шаровых скоплениях. Такая эволюция могла иметь место и в системах большего масштаба, если они были вначале достаточно концентрированными или имели концентрированные центральные области. При испарении звезд из такой системы ее вращение замедляется, потому что испаряющиеся звезды уносят значительный момент количества движения. Размеры системы, как показывает расчет, уменьшаются быстрее, чем число звезд в ней. Поэтому согласно формулам (66) — (68) контактные столкновения в конце концов становятся достаточно частыми, даже более частыми, чем гравитационные. При контактных столкновениях звезды выбрасывают газ, который падает к центру системы, постепенно накопляется там и наконец образует массивную или даже сверхмассивную звезду.

14. СВЕРХМАССИВНЫЕ ЗВЕЗДЫ

В современной космогонии важное значение имеет исследование особенностей сверхмассивных звезд, т. е. звезд, масса которых на несколько порядков превышает массу Солнца. Наибольший интерес представляют звезды, масса которых примерно равна $10^6 - 10^8\ M_{\text{солн}}$. В нашей брошюре мы уже дважды столкнулись с необходимостью исследования таких звезд: в разделе 11 в связи с гипотезой празвезд и в предыдущем разделе 13 в связи с возможностью образования сверхмассивных звезд в центральных областях звездных систем.

Сверхмассивная звезда во многих отношениях сильно отличается от обычных звезд. Для уравновешивания силы тяжести в ней необходимо высокое давление, которое создается не только газом, но и находящейся в нем радиацией. В сверхмассивной звезде давление радиации, или, как говорят в данном случае, световое давление, значительно превосходит давление газа. Это видно уже из довольно грубых оценок, которые мы сейчас проделаем.

На единицу объема звезды массы M и радиуса R действует направленная к центру сила

$$\rho \frac{GM}{R^2}.$$

(Это порядковая оценка, относящаяся к «среднему» элементу объема, который находится на расстоянии от центра, сравнимом с радиусом R, например равном половине радиуса; ρ — средняя плотность). Эта сила уравновешивается силой давления, направленной наружу. Последняя равна перепаду давления на единицу длины, или приблизительно

$$\frac{p_{\text{ц}} - p_R}{R},$$

где $p_{\text{ц}}$ и p_R — давление в центре и на поверхности звезды. Последнее равно нулю, и потому, приравнивая эти две силы, мы получим

$$p_{\text{ц}} \approx \rho \frac{GM}{R}.$$

Предположим теперь, что газовое давление значительно превосходит световое. Тогда $p_{\text{ц}}$ выражается через температуру $T_{\text{ц}}$ и концентрацию $n_{\text{ц}}$ в центре звезды обычной формулой:

$$p_{\text{ц}} \approx kT_{\text{ц}} n_{\text{ц}} = kT_{\text{ц}} \frac{\rho_{\text{ц}}}{m_{\text{а}}},$$

где $m_{\text{а}}$ — масса атома.

Отсюда

$$kT_{\text{ц}} \approx \frac{\rho}{\rho_{\text{ц}}} \frac{GMm_{\text{а}}}{R} \approx \frac{1}{40} \frac{GMm_{\text{а}}}{R}. \qquad (69)$$

(Мы учли, что обычно в звездах с преобладающим газовым давлением центральная плотность примерно в сорок раз превосходит среднюю плотность). Теперь мы можем определить световое давление p_p; оно примерно равно произведению kT на концентрацию фотонов n_p, которая, как мы уже знаем (см. раздел 4), есть приблизительно $\left(\frac{kT}{\hbar c}\right)^3$.

$$p_{\text{р}} \approx kTn_{\text{р}} \approx kT\left(\frac{kT}{\hbar c}\right)^3.$$

Значит, отношение светового давления в центре к газовому примерно равно:

$$\frac{1}{n_ц}\left(\frac{\hbar c}{kT_ц}\right)^3.$$

Подставим сюда значение $T_ц$ из формулы (69) и учтем, что

$$n_ц \cdot R^3 \approx 10\frac{M}{m_а}.$$

(Как обычно, $M = \frac{4\pi}{3} nR^3$, $n_ц \approx 40n$. Тогда мы придем к выводу, что отношение светового давления к газовому в центре есть

$$\left(\frac{M}{M_р}\right)^2,$$

где $M_р$ — характерная масса:

$$M_р \approx 10m\left(\frac{\hbar c}{Gm^2}\right)^3 \approx 10M_{солн}.$$

Таким образом, газовое давление может преобладать над лучистым лишь в том случае, если $M < M_р$. Более точный расчет показывает, что при $M \gg 100\ M_{солн}$ световое давление много больше газового.

Преобладание светового давления в сверхмассивных звездах приводит к ряду особенностей в их структуре и поведении.

Так как световое давление в центре гораздо больше давления газа, оно способно вытолкнуть весь газ из центра, оставив в центральной области звезды пустотелую сердцевину. Однако такая структура крайне неустойчива. При этом в звезде сразу возникнут хаотические потоки газа, приводящие к перемешиванию вещества и радиации. Состояние, характеризующееся такими хаотическими движениями, называется турбулентным, и сверхмассивная звезда все время находится в таком состоянии.

Кроме турбулентности, световое давление вызывает и другое явление. Оно стремится вытолкнуть из звезды электроны, а последние тянут за собой положительно заряженные ядра (в этом и состоит механизм действия давления радиации). Однако сила, выталкивающая более тяжелые атомы, оказывается слабее силы тяжести, а наиболее легкие атомы — в первую очередь водород — выбрасываются из звезды. Таким образом, из сверхмассивной звезды должны происходить выбросы или истечение газа. Вообще она может обнаруживать те самые особенности, которые характерны для активных ядер галактик, для квазаров и квазагов.

Если такая сверхмассивная звезда образуется в центре галактики внутри плотной звездной системы, то ее масса, а потому и активность, тем больше, чем меньше момент количества движения системы, чем медленнее ее вращение. Это связано с тем, что при малом моменте и медленном вращении газу легче скапливаться в центре, поскольку этому не мешают центробежные силы. Так можно объяснить, почему у быстро вращающихся спиральных галактик размеры и активность ядра невелики, а у медленно вращающихся эллиптических галактик и галактик других типов (сейфертовские, $N - D$-галактики) размеры ядер и их активность гораздо больше.

Заключение

В физике существуют два метода исследования природы: опыт (т. е. эксперимент и наблюдение), вскрывающий неизвестные свойства природы и устанавливающий их количественные характеристики, и теория, формулирующая на основе опытных данных общие принципы, позволяющие предсказывать еще не открытые явления природы.

Принципы теоретической физики — не только сжатое выражение результатов многих опытов, но и обобщение, или, как говорят, экстраполяция установленных на опыте закономерностей далеко за пределы конкретных условий, в которых они были установлены. Справедливость теоретического принципа подтверждается всей совокупностью последующих экспериментов и наблюдений по проверке выводов и предсказаний теории.

Общая теория относительности Эйнштейна по богатству и глубине содержания при простоте и ясности исходных положений представляет собой одно из самых значительных достижений науки. Она опирается на ряд фундаментальных фактов, установленных экспериментально (см. раздел 6); однако сам по себе ни один из этих фактов не давал никаких непосредственных указаний ни на искривленность пространства-времени, ни на отклонения от ньютоновой теории тяготения. Мощное теоретическое обобщение их, осуществленное А. Эйнштейном, привело к коренной ломке представлений о пространстве, времени, тяготении, Вселенной.

Блестящим результатом теории Эйнштейна явилось объяснение всемирного тяготения как проявления геометрической структуры пространства—времени на основе фундаментальной идеи о связи между геометрией пространства и времени, с одной стороны, и распределением и движением материи — с другой. Закон этой связи не зависит от выбора системы отсчета. Он формулируется в виде математических соотношений, которые как говорят, ковариантны, т. е. справедливы в любой системе отсчета, как инерциальной, так и неинерциальной.

Такая ковариантность считалась некоторое время главным пунктом общей теории относительности, которую называли и «теорией всеобщей ковариантности». Распространившееся теперь понимание теории Эйнштейна как теории пространства, времени и тяготения, а не как «теории всеобщей ковариантности», энергично развивает В. А. Фок.

Наиболее важной областью применения общей теории относительности является космология. Эта теория привела к предсказанию самого грандиозного по масштабу явления природы — расширения Метагалактики. Такой вывод из теории был сделан А. А. Фридманом в 1922 г.; позже последовало наблюдательное подтверждение (Э. Хаббл).

Работы Фридмана, основанные на общей теории относительности, подсказали и правильный подход к космологической проблеме в ньютоновой теории. До этого все попытки рассмотрения однородного и безграничного распределения материи в рамках классической теории приводили к противоречиям. Правильный, непротиворечивый и последовательный способ рассмотрения состоит в том, чтобы исследовать сравнительно небольшой объем пространства, ограниченный шар, мысленно выделенный из всего однородного распределения вещества. В данном случае окружающая среда не оказывает влияния на частицы внутри шара, а движение частиц и изменение плотности шара, анализируемые по ньютоновской теории, дают представление о свойствах однородного мира во всех небольших его областях. Именно этим способом (впервые примененном Э. Милном и В. Маккри в тридцатые годы) мы и воспользовались в разделе 3 для рассмотрения закономерностей космологического расширения, что позволило нам широко пользоваться во многих разделах брошюры простой и наглядной классической теорией тяготения. Но сама эта возможность стала очевидной лишь благодаря общей теории относительности.

Разумеется, для описания общих глобальных свойств мира классическая теория недостаточна и требуется общая теория относительности (см. раздел 7). Но в малых участках однородного и изотропного мира, рассматриваемого в течение ограниченного времени, обе теории приводят к совпадающим результатам. Такое соотношение между ними является выражением одного из самых общих принципов развития науки — принципа соответствия. Согласно этому принципу всякая новая более общая теория, если она правильна, должна содержать в себе в качестве частного или предельного случая старую теорию, подтверждаемую опытом в конкретных частных условиях.

Так, законы общей теории относительности переходят в законы классической теории, если гравитационное поле является слабым, а скорости частиц очень малы по сравнению со скоростью света. Если выполняется лишь первое условие (слабое поле), то законы общей теории относительности переходят в законы частной теории относительности, а слабое гравитационное поле можно описывать при этом ньютоновой теорией тяготения.

Геометрическое объяснение тяготения в общей теории относительности, столь привлекательное в теоретическом отношении, породило многочисленные попытки построения единой теории поля, т. е. такой теории, в которой электромагнитное поле наравне с гравитационным объяснялось бы как некоторое проявление метрики пространства—времени. Эти попытки оказывались неудачными. Одна из причин неудач заключается в следующем. В то время как все тела падают в гравитационном поле с одинаковым ускорением, в электрическом поле ускорения различны. Ведь в электрическом поле E сила есть $F = eE$, где e — заряд ускоряемой частицы, а потому ускорение

$$w = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} F.$$

Для разных тел отношения e/m различны, а потому различно и ускорение. Ускорение тела, падающего в гравитационном поле, не зависит от свойств тела, и его можно рассматривать как проявление свойств самого пространства—времени, а ускорение тела в электрическом поле существенно зависит и от свойств тела. Значит, простая «геометризация» электромагнетизма по образцу общей теории относительности невозможна. Допустимы, конечно, более искусные способы объединения тяготения и электромагнетизма. Но ценность их сейчас не очень велика, поскольку теперь, кроме указанных двух взаимодействий — тяготения и электромагнитного взаимодействия, стали известны взаимодействия еще двух типов: сильные взаимодействия, существующие, например, внутри атомных ядер, и слабые взаимодействия, например радиоактивный распад.

Строгая и до конца последовательная теория этих взаимодействий в настоящее время отсутствует, и совершенно не ясно, существует ли их связь с гравитацией.

Помимо построения космологии, одним из самых интересных результатов общей теории относительности явилось предсказание гравитационных волн (см. раздел 8). Гравитационные волны—тот пункт, в котором общая теория относительности соприкасается с другой фундаментальной теорией современной физики — с квантовой теорией. Подобно тому как электромагнитным волнам соответствуют их кванты, или частицы, фотоны, гравитационным волнам также должны отвечать согласно квантовой теории определенные частицы — кванты этих волн, которые были названы гравитонами.

Квантовая теория гравитационных волн впервые разрабатывалась М. П. Бронштейном. Оказалось, что гравитоны, так же как и фотоны, не имеют массы покоя и движутся со скоростью света. Как и другие частицы, гравитоны могут испытывать столкновения, отдавать или получать импульс и энергию; кроме того, они могут при подходящих условиях превращаться, например, в пару электрон-позитрон и наоборот — электрон и позитрон, сталкиваясь и аннигилируя, могут превратиться в гравитоны. Нужно, однако, подчеркнуть, что свойства гравитонов, предсказываемые теорией, как и само их существование, до сих пор не получили еще экспериментального подтверждения.

Гравитационные волны представляют собой слабые отклонения от плоского пространства—времени, т. е. слабое гравитационное поле. Гораздо сложнее проблема квантования сильного гравитационного поля; она до сих пор далека от решения. Тем не менее имеются некоторые теоретические указания на то, что квантовые эффекты в гравитации могут на самом деле существовать при особых условиях, представление о которых можно получить, если воспользоваться методом анализа размерностей (уже применявшимся нами в разделах 3, 4). В релятивистской теории фигурируют две мировые постоянные: постоянная тяготения G и скорость света c. Их размерности

$$[G] = см^3 \cdot сек^{-2} г^{-1}; \quad [c] = см \cdot сек^{-1}.$$

В квантовой теории тяготения должна появиться еще квантовая постоянная $\hbar$ с размерностью

$$[\hbar] = см^2 \cdot сек^{-1}\, г.$$

Из этих постоянных можно построить три величины l_1, t_1, ρ_1, имеющие размерность длины, времени и плотности:

$$l_1 = \left(\frac{G\hbar}{c^3}\right)^{1/2} \approx 10^{-33}\ см,$$

$$t_1 = \left(\frac{G\hbar}{c^5}\right) \approx 10^{-43}\ см,$$

$$\rho_1 = \frac{c^5}{G^2\hbar} \approx 10^{94}\ г \cdot см^{-3}.$$

Отсюда можно сделать следующий вывод: гравитационное поле должно подчиняться квантовой теории, если гравитационно взаимодействуют друг с другом тела, находящиеся на расстоянии, меньше l_1, или, если речь идет о явлении, происходящем за время, меньшее t_1 (например, о гравитационном поле, созданном колебанием тела с периодом, меньшим t_1). Наконец, гравитационные свойства среды с плотностью, превышающей ρ_1, также должны подчиняться квантовой теории. Это значит, что квантование должно относиться и к самим пространству и времени.

К сожалению, такой вывод вызывает некоторые сомнения. Дело в том, что при указанных плотностях и на указанных расстояниях значительную и притом совершенно неизвестную нам роль может играть сильное взаимодействие. Но это взаимодействие имеет некоторую характерную длину, или так называемый радиус действия r_1, и, кроме того, некоторую характерную энергию. Но тогда наш прежний простой отпадает и появляется, например, величина размерности длины

$$l_2 = l_1 f\left(\frac{l_1}{r_1}\right),$$

где f — совершенно произвольная функция от аргумента $\frac{l_1}{r_1}$.

То же относится, очевидно, и к двум другим характерным величинам.

СОДЕРЖАНИЕ

Лев Эммануилович ***ГУРЕВИЧ***,
Артур Давидович ***ЧЕРНИН***

ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

В ФИЗИЧЕСКОЙ КАРТИНЕ МИРА.

Гравитация, космология, космогония

Редактор И. Б. Файнбойм
Худож. редактор В. Н. Конюхов
Техн. редактор Г. И. Качалова
Обложка Л. П. Ромасенко
Корректор В. В. Каночкина

А 04662. Сдано в набор 24.III.1970 г.
Подписано к печати 11.V.1970 г.
Формат бумаги $60 \times 90^1/_{16}$. Бумага типографская
№ 3. Бум. л. 2,0. Печ. л. 4,0. Уч.-изд. л. 3,57.
Тираж 89 400 экз. Издательство «Знание».
Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4.
Набрано во 2-ой типографии изд-ва «Наука». Заказ 282.
Отпечатано в типографии изд-ва «Знание».
Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4. Заказ 1252.
Цена 12 коп.

Уважаемые читатели!

ВОЗМОЖНО
ВАС ЗАИНТЕРЕСУЕТ
ДРУГАЯ НАША СЕРИЯ —
«ПРОМЫШЛЕННОСТЬ».
ДО КОНЦА ГОДА
В ЭТОЙ СЕРИИ ВЫЙДУТ
СЛЕДУЮЩИЕ БРОШЮРЫ:

Лебедев В. А. Качество и экономическая эффективность производства.

Корнеев Л. А. Промышленный шпионаж.

Мунипов В. М. Эргономика в промышленности.

Флиорент Г. И. Наука управлять.

Фридман М. И. Специализация и кооперирование.

Цицеров И. А. Пути улучшения использования металлообрабатывающего оборудования.