

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

523 12

**«ГОРЯЧАЯ» МОДЕЛЬ ВСЕЛЕННОЙ****Я. Б. Зельдович**

Минувший 1965 г. принес важнейшее открытие в астрономии. Измерения в области коротких и ультракоротких радиоволн ( $\lambda = 7; 3; 0,25$  см) показали наличие изотропного, т. е. не зависящего от направления наблюдения, излучения, соответствующего температуре около  $3^\circ$  К. К моменту написания статьи имелись: опубликованное в июле 1965 г. краткое сообщение об измерениях на  $\lambda = 7,3$  см, заметка об измерениях на  $\lambda = 3$  см (март 1966 г.), сообщение о неопубликованных измерениях другой группы на  $\lambda = 0,25$  см, также радиометодами \*).

Изучение спектра поглощения радикала циана (CN) в галактическом газе в оптическом диапазоне также подтверждает наличие излучения с длиной волны 0,254 см, интенсивность которого соответствует  $3^\circ$  К. Любопытно, что результаты измерений, относящихся к CN, были известны еще в сороковых годах, но тогда они остались необъясненным парадоксом. В изученной области длин волн обнаруженное излучение в  $10^2$ — $10^5$  раз больше того, что можно ожидать от известных источников — звезд и радиогалактик.

Возможность существования такого излучения была предсказана на основе теории расширяющейся Вселенной Фридмана. Начиная с 1948 г. в рамках этой теории рассматривалась горячая модель, в которой предполагается, что в дозвездном состоянии вещество характеризуется большой энтропией. Понятие энтропии имеет в данном случае простой и наглядный смысл: в тепловом равновесии при большой энтропии на каждый атом приходится много квантов света, и оказывается, что энтропия прямо пропорциональна числу квантов. Измерения, упомянутые выше, приводят к значению около  $10^9$  квантов на атом. В ходе расширения энтропия, а значит, и число квантов сохраняются. Однако энергия квантов при расширении убывает в соответствии с тем, что длина волны увеличивается в той же пропорции, в которой в ходе расширения растут все расстояния между каждой заданной парой частиц или парой галактик.

Таким образом, экстраполяция в прошлое приводит к представлению о плазме, в которой число квантов в единице объема гигантски превосходит число атомов или, точнее, число нуклонов и электронов в том же объеме. Температура этой плазмы в ходе расширения меняется. Предположим, что был момент, когда плотность была бесконечна, и будем отсчитывать время от этого момента, отстоящего от сегодняшнего дня приблизительно на  $10^{10}$  лет в прошлое. Из уравнений механики и из

\*) В самое последнее время измерения проделаны и на длине волны 20 см.

известного сейчас соотношения между числом квантов и числом атомов в единице объема можно найти температуру и написать соответствующие зависимости от времени. В момент  $t = 1$  сек температура была около  $1 \text{ Мэв}$ , т. е.  $10^{10}$  градусов; кроме квантов в равновесии было почти столько же пар электронов и позитронов; при этом ядра не могли существовать, имелись протоны и нейтроны в почти одинаковом числе; столкновения с электронами и позитронами приводили к взаимным превращениям протонов и нейтронов.

По мере расширения исчезали позитроны. Часть нейтронов распадалась, остальные нейтроны соединялись с протонами и в конечном счете дали состав:  $\sim 70\%$  водорода и  $30\%$  гелия по весу (т. е. около  $10\%$  по числу атомов гелия). От этого периода должны остаться также нейтрино и антинейтрино в количестве, примерно равном количеству квантов, и с той же средней энергией, отвечающей в настоящий момент несколькими градусам, т. е. около  $10^{-3}$  эв. Несколько лет назад считалось, что содержание гелия в веществе, не подвергшемся переработке в звездах, значительно меньше  $30\%$ , и это представлялось существенной трудностью для горячей модели.

В этот период была сформулирована гипотеза о возможной «холодной» модели, дающей  $100\%$  водорода при полном отсутствии радиоизлучения того типа, который открыт в настоящее время. Очевидно, что в свете последних данных гипотеза о холодной модели должна быть оставлена, хотя вопрос о первичном содержании гелия с наблюдательной стороны остается неясным и требующим исследования \*).

Еще более парадоксальные выводы следуют из горячей модели для более ранних моментов и более высоких температур. Из теории следует, что был период (когда  $T \geq 10^{13}$  градусов), когда было много нуклонов и антинуклонов, и с этой точки зрения сегодняшние нуклоны представляют собой результат малого избытка нуклонов над антинуклонами на той ранней стадии. Если существуют еще более тяжелые частицы — кварки, то и они должны были находиться в заметном количестве в равновесии, и можно рассчитать, что к сегодняшнему моменту могло уцелеть до  $10^{-9}$ — $10^{-10}$  кварков на один атом водорода; это больше, чем средняя концентрация золота  $10^{-12}$ — $10^{-13}$  и радия  $10^{-18}$  (также на один атом водорода). Следует подчеркнуть, что выводы о ядерных реакциях при  $t = 1$  сек и позже практически не зависят от предположений о более ранней стадии, о природе кварков и антинуклонов и о том, достигалась ли когда-нибудь плотность больше  $10^3 \text{ г/см}^3$  и температура выше  $10^{10}$  градусов. Уже при указанных условиях все процессы идут быстро; какой бы ни был задан начальный состав, в этот момент произойдет почти мгновенное установление равновесия; система забудет начальный состав, дальнейшее развитие событий не зависит от предположений о том, что было при  $t < 1$  сек. Напомним, что, по существу, теория горячей Вселенной представляет собой экстраполяцию в прошлое состояния окружающей нас Вселенной, свойства которой изучаются в настоящее время. Как и всякая экстраполяция, она тем надежнее, чем ближе к нам, т. е. чем менее удалено в прошлое рассматриваемое состояние.

После периода ядерных реакций ( $1 \text{ сек} < t < 100 \text{ сек}$ ) второй характерной вехой является момент  $t = 3 \cdot 10^6$  лет, соответствующий температуре  $3000 \div 4000^\circ$ . Если водород и гелий более или менее равномерно перемешаны с излучением, то до этого периода они ионизованы. Плотность излучения превышает плотность обычного вещества. Давление излучения

\*) В самое последнее время, согласно частным сообщениям, обнаружены старые звезды с низким содержанием гелия. Надежность этих сообщений не ясна.

велико; «вещество», т. е. электроны и ионы (ядра), сильно взаимодействует с излучением. Это взаимодействие с излучением препятствует образованию звезд и галактик. Силы тяготения, которые собирают вещество в ту область, где плотность вещества уже превосходит среднюю («гравитационная неустойчивость»), не в состоянии преодолеть давление излучения, повышающееся при сжатии вещества. Только после  $t = 3 \cdot 10^6$  лет происходит рекомбинация электронов и протонов в атомы водорода и, предположительно, начинается образование звезд и галактик. При этом намечается концепция, согласно которой первое поколение звезд составляет малую долю общей массы вещества; может быть, здесь более уместен термин «празвезды», поскольку условия их образования радикально отличаются от условий, в которых в настоящее время образуются звезды; соответственно могут отличаться и их свойства.

Итак, предполагается, что празвезды могут быстро выделить энергию, достаточную для нагрева остальной, большей части вещества. Значительная часть этого вещества остается в виде горячей ионизованной плазмы и не конденсируется в звезды. Таким образом, концепция горячей модели Вселенной увязывается с независимо возникшей гипотезой о существовании (в настоящее время!) горячего ионизованного межгалактического газа, плотность которого  $\sim 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup> в десятки раз больше плотности вещества в звездах, усредненной по всему пространству. Необычайно яркие объекты — сверхзвезды (квазары), открытые в последние несколько лет, дают наблюдательные основы для этой гипотезы. Спектр одного из наиболее удаленных (из известных в настоящее время) квазаров ЗС-9 имеет особенности, на основании которых сделан вывод, что в межгалактической среде содержится  $6 \cdot 10^{-11}$  атомов нейтрального водорода в 1 см<sup>3</sup> (плотность  $10^{-34}$  г/см<sup>3</sup> \*). Этот водород поглощает линию Лаймана  $\alpha$  с длиной волны  $\lambda = 1216 \text{ \AA}$ . Источник ЗС-9 находится на таком расстоянии, что красное смещение увеличивает все длины волн в 3,012 раза! Благодаря этому далекая ультрафиолетовая область спектра с длиной волны  $\lambda = 1216 \text{ \AA}$  (которую атмосфера не пропускает) воспринимается нами как  $\lambda = 3662 \text{ \AA}$  и доступна наблюдению земными телескопами. Чем ближе к нам рассматриваемый слой межгалактического газа, тем меньше смещена в красную сторону линия поглощения; в целом получается полоса поглощения для земного наблюдателя, простирающаяся от  $\lambda = 3,012 \cdot 1216 = 3662 \text{ \AA}$  в сторону более коротких волн. Указанная плотность нейтрального водорода  $10^{-34}$  г/см<sup>3</sup> относится к окрестности ЗС-9, т. е. не только к пространственно удаленному объекту, но и к далекому прошлому. Предполагается, что в этот период плотность ионизованного газа составляла  $(2 \div 5) \cdot 10^{-28}$  г/см<sup>3</sup>, т. е. нейтральный газ составлял менее  $10^{-6}$  доли всего газа, для чего требуется температура газа порядка  $10^6$  градусов. При этом газ весьма разрежен, прозрачен и отнюдь не находится в равновесии с общим космическим излучением, температура которого в этот момент порядка 10 градусов Кельвина. В рассматриваемый период ( $t \sim 2 \cdot 10^9$  лет) нагрев газа осуществляется только за счет энергии таких объектов, как звезды и галактики.

Нужно различать две связанные между собой, но существенно отличающиеся по содержанию гипотезы:

1) Горячая модель Вселенной — температуры от  $10^{10}$  К при  $t = 1$  сек до  $3^\circ$  К сегодня. Изотропное радиоизлучение в области длин волн порядка сантиметров и миллиметров есть следствие горячей модели. Радиоизлучение является прямым наследником того мощного

\*) В самое последнее время измерения на другом источнике не подтвердили этот вывод, что, однако, не исключает наличия ионизованного водорода (см. ниже).

излучения в сжатой горячей плазме, плотность которого на ранней стадии во много раз превосходила плотность вещества; при этом совершенно несущественно, имеем ли мы дело с теми же самыми индивидуальными квантами: в состоянии полного теплового равновесия происходит поглощение одних квантов, испускание других, рассеяние третьих, но все эти процессы уравновешены так, что не меняют ни полной энергии среды, ни спектра квантов. Так обстоит дело при большой плотности. При малой плотности поглощение и испускание квантов становится несущественным, рассеяние их не играет роли, можно следить за судьбой отдельного кванта. Во всяком случае наблюдаемые сейчас радиокванты — это или те же кванты, или потомки тех квантов, которые, как предполагается, имели энергию порядка  $Mэв$  при  $t = 1 \text{ сек}$  и уменьшили свою энергию в силу красного смещения в ходе расширения, т. е., по существу, за счет доплер-эффекта. По отношению к этим квантам сейчас в ходу термин «реликтовое излучение». Важно, что ни звезды, ни радиогалактики, ни горячий межгалактический газ не могут дать ничего приближающегося по свойствам к реликтовому излучению: энергия реликтового излучения слишком велика, и спектр его не похож ни на спектр звезд, ни на спектр радиоисточников \*). Этим и доказывается космологическое, реликтовое происхождение рассматриваемого радиоизлучения.

2) **Горячая межгалактическая плазма.** Эта концепция относится к периоду заведомо после  $t = 3 \cdot 10^6$  лет; плазма нагрета до  $10^5 - 10^6$  градусов и уже не находится в равновесии с реликтовым излучением. Значит, такая плазма нуждается в источниках нагрева.

Вопрос о взаимодействии горячей плазмы и реликтового излучения весьма интересен. Обмен энергией между ними в настоящее время мал, но ранее он мог быть больше. Энергетические оценки показывают, что плазма не могла дать то излучение (с его плотностью и спектральным составом), которое мы считаем реликтовым. С другой стороны, те же подсчеты баланса энергии показывают, что плазма не могла быть нагрета слишком рано, сразу после  $t = 3 \cdot 10^6$  лет. Электроны плазмы рассеивают кванты излучения за счет комптон-эффекта. Любопытно, что оптическая толщина порядка единицы достигается на расстоянии, соответствующем красному смещению в 6—8 раз. Изотропное реликтовое излучение не меняет свои свойства при этом рассеянии; энергии электронов и квантов таковы, что рассеяние не сопровождается заметным обменом энергией, не меняет спектр. Однако наблюдение далеких дискретных источников — квазаров с большим красным смещением будет затруднено эффектом рассеяния на электронах. Вместе с тем, в силу независимости сечения рассеяния от частоты, очень не легко с уверенностью доказать наличие комптоновского рассеяния и определить концентрацию свободных электронов.

Важнейшее значение имело бы обнаружение гелия в составе межгалактического газа и измерение его температуры по излучению мягких рентгеновских квантов. В настоящее время измерения дают лишь неравенство  $T < 2 \cdot 10^6$  для температуры межгалактического газа.

Необычайно трудную задачу представляет собой обнаружение реликтовых нейтрино и антинейтрино. Для ее решения нужно повысить существующую точность в  $10^6$  раз!

Вместе с тем необходимо подчеркнуть огромное значение такого опыта. Обнаружение нейтрино в должном количестве и с ожидаемым

\*) В самое последнее время обсуждалась гипотеза, согласно которой на ранней стадии в звездах выделилась практически вся ядерная энергия, а свет звезд был переработан в тепловое излучение путем поглощения и переизлучения частицами пыли. Однако по многим причинам эту гипотезу надо считать неправдоподобной.

спектром подтверждало бы представления горячей модели об очень ранней стадии, когда  $t < 1$  секунды, плотность больше  $10^6$  г/см<sup>3</sup>, температура выше 1 миллиона вольт. Поистине измерение реликтовых нейтрино будет «экспериментом века»!

Горячая модель ставит задачи огромной важности и трудности перед теоретиками. Сюда относятся прежде всего:

а) Вопрос о том, можно ли построить (с привлечением квантовых представлений) теорию перехода от сжатия при  $t < 0$  к расширению при  $t > 0$ .

б) Удельная энтропия вещества в горячей модели (характеризуемая числом  $10^9$  квантов на один атом) рассматривалась выше как изначально заданная характеристика этой модели, как одно из тех начальных условий, задание которых необходимо для интегрирования уравнений. Можно ли поставить вопрос: почему энтропия именно такая, а не больше или не меньше? Только поняв происхождение большой энтропии, можно будет удовлетворительно ответить на вопрос о том, как получается почти зарядово-симметричное состояние с гигантским числом антинуклонов и нуклонов и в тоже время с определенным небольшим перевесом нуклонов. В самом деле, если при  $t < 0$  были только нуклоны, которые каким-то способом создали большую энтропию, то эта энтропия в свою очередь при малой плотности проявлялась в излучении. В таком случае последующее при сжатии рождение пар  $N + \bar{N}$  и наличие пар  $N + \bar{N}$  (при сохранении перевеса нуклонов  $N$ ) в начале расширения при  $t > 0$  является следствием известных законов.

в) Любопытно, что в связи с горячей моделью по-другому ставится вопрос о существовании сверхплотных тел, находящихся под своим гравитационным радиусом. Такие тела обязаны собирать излучение своей окрестности, и при этом они катастрофически увеличивают свою массу. Гипотеза об изначально существовании сверхплотных тел должна как-то учитывать взаимодействие этих тел с окружающим их излучением.

г) Отметим конкретные вопросы, относящиеся к состоянию большой плотности: как обстоит дело с вихревыми движениями и магнитными полями в этом состоянии? Какова степень однородности и флуктуации в этом состоянии?

д) Теория образования и эволюции «обычных» объектов (звезд, галактик, скоплений, квазаров) также должна развиваться с учетом реликтового излучения.

е) Напомним, наконец, что до настоящего времени остается нерешенным самый жгучий вопрос: надо ли себе представлять эволюцию Вселенной как 1) однократное расширение из особого сингулярного состояния, или как 2) однократное сжатие от  $t = -\infty$ ,  $\rho = 0$  через  $t = 0$ ,  $\rho = \infty$  (или  $10^{93}$  г/см<sup>3</sup>) и последующее расширение, продолжающееся до настоящего времени, или как 3) бесконечную последовательность циклов сжатия и расширения? Производить выбор той или иной гипотезы на основе философских соображений нельзя. Каждая из этих гипотез согласуется с известными нам законами физики; физические законы являются не связями между ощущениями мыслящей личности, а объективно существующими познаваемыми закономерностями внешнего мира. В полном соответствии с этим и ответ на поставленный вопрос, т. е. выбор между различными гипотезами, должен производиться на основе объективного естественно-научного изучения окружающей нас Вселенной как путем наблюдений, так и путем разработки физической теории с учетом наблюдательных данных.

Можно высказать теоретические доводы (связанные с увеличением энтропии) против идеи бесконечного повторения подобных циклов. Любо-

пытно, что в силу законов общей теории относительности картина явления совершенно не похожа на обычное представление о «тепловой смерти». В самом деле, на протяжении каждого цикла Вселенная может быть неоднородной, состоять из звезд и очень мало походить на картину постоянной средней плотности и температуры, которая соответствует максимуму энтропии в системе без тяготения. Повторение циклов требует, чтобы плотность в настоящее время была больше определенной критической величины  $\bar{\rho}_c \sim (1 \div 2) \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3$ . При этом Вселенная должна быть геометрически замкнутой\*). С каждым циклом возрастает энтропия, а следовательно, и энергия, приходящаяся на один атом в его сопутствующей системе координат, возрастает период и размах цикла, т. е. максимальный радиус в момент перехода от расширения к сжатию.

Однако решающее слово принадлежит наблюдательной астрономии: именно измерение общей средней плотности вещества (включая и самые трудно обнаружимые формы — от нейтрино и гравитационных волн до коллапсировавших звезд и галактик) определит свойства и судьбу Вселенной. Как уже сказано, если  $\bar{\rho} > \rho_c$ , то расширение сменится сжатием. Если  $\bar{\rho} < \rho_c$ , остается выбор лишь между однократным расширением и однократным сжатием, которое сменилось расширением.

Сама величина  $\rho_c$  зависит от константы Хаббла  $u = Hr$ ,  $\rho_c = 3H^2/8\pi G$ ,  $H \sim 75 \div 100 \text{ км/сек} \cong 0,3 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^{-1}$ , гравитационная константа  $G = 6,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}$ . Поэтому  $\rho_c$  известно довольно точно. Основной вклад в  $\bar{\rho}$ , вероятно, вносит межгалактическая плазма, и поэтому практически ее изучение является важнейшей задачей.

Вернемся от гипотез, которые излагались в порядке возрастающей смелости (а значит, убывающей достоверности), к фактической, наблюдательной стороне дела.

Нет ли несоответствия между несколькими наблюдениями на трех или четырех длинах волн и грандиозностью выводов? Каковы те следствия, которые непосредственно могут быть сделаны из опытных данных? Эти два вопроса не случайно поставлены рядом. Понятно, что огромный резонанс и значение опытов, о которых идет речь, зависят от сопоставления их со всей системой взглядов эволюционной космологии, с теорией А. А. Фридмана, с современными сведениями о взаимодействии вещества и излучения и о ядерных реакциях. На этом стоит остановиться, потому что совсем недавно высказывалась такая точка зрения: теория Фридмана, т. е. идея общей космологической эволюции, является приближением, которое на определенном этапе было полезно и привело к открытию красного смещения; но вот уже 30—40 лет эта теория не дает новых результатов, она не плодотворна, дальнейшее развитие должно пойти по линии замены ее другими представлениями...

Однако развитие, которое получила космология в последние годы и даже, точнее, в последний год, не подтвердило такой прогноз, а значит, не подтвердило и приведенную выше оценку прошлого. Новые факты находят понимание и увязываются (реликтовое излучение и химический состав) в рамках применения теории Фридмана ко все более далекому

\*) Вывод о замкнутости при  $\bar{\rho} > \rho_c$  получается как следствие уравнений общей теории относительности, связывающих кривизну пространства с плотностью вещества. При этом принимаются дополнительные гипотезы об отсутствии так называемого космологического члена в уравнениях, об однородности распределения вещества и изотропности (равноценности всех направлений) в расширении. Эти три гипотезы не могут считаться строго доказанными, но они во всяком случае не противоречат наблюдениям, а в последнее время получили поддержку в связи с измерениями реликтового излучения.

прошлому, эта теория оправдывается для состояний, все более близких к сингулярному. Эта теория является плодотворной, она дает руководящие идеи наблюдениям — без нее вряд ли было бы придано фундаментальное значение наблюдению слабого радиофона, как не было своевременно придано значение особенностям спектра CN.

Обращаясь к непосредственным следствиям наблюдений, не связанным с теорией, следует подчеркнуть изотропию излучения и согласие с формой равновесного спектра (планковской кривой) в пределах изученной части спектра. Изотропия излучения, безотносительно к определенной теории и к предположениям о далеком прошлом, свидетельствует об одинаковости условий в различных направлениях от нас. Слабое взаимодействие с пылью, нейтральными атомами и плазмой рассматриваемого излучения ( $7\text{ см} \div 0,25\text{ см}$ ) позволяет сделать заключения, относящиеся к гораздо большему расстоянию, чем это можно сделать по статистике далеких дискретных объектов. Измеряемые сегодня кванты испытали рассеяние (в среднем) на таком расстоянии, которое соответствует красному смещению порядка  $z = 6$  или  $8$ , т. е. в момент  $t \sim t_0/15$ , где  $t_0$  — сегодняшний возраст. Значит, по крайней мере начиная с этого периода расширение происходит изотропно.

Второе следствие заключается в том, что Земля (Солнце, наша Галактика) не имеет большой скорости относительно поля излучения: скорость  $10\,000\text{ км/сек}$  дала бы анизотропию в 10% на длине волны  $7\text{ см}$  или  $3\text{ см}$  и 20% на длине  $0,25\text{ см}$ . По-видимому, такая анизотропия была бы замечена. Планковский спектр реликтового излучения (который следует проверить дальше до  $\lambda \sim 0,05\text{ см}$ ) косвенно может дать подтверждение существованию периода равновесия света и плазмы, относящегося к более раннему этапу. Свойства реликтового излучения при этом позволяют глубже заглянуть во Вселенную, проверить и прямо подтвердить основы современных космологических взглядов — изотропию и однородность практически всей доступной наблюдению части Вселенной.

Обзор, приведенный выше, ставил целью дать общую характеристику состояния космологии после крутого поворота, произошедшего совсем недавно. Этот обзор в основном рассчитан на неспециалиста, т. е. на физика, но не астронома. Чтобы облегчить восприятие всей картины, изложение не прерывалось техническими деталями, формулами, приоритетными вопросами, ссылками на оригинальную литературу.

Однако читатель, заинтересовавшийся излагаемой проблемой или отдельными ее частями, нуждается в таких материалах. Все они вынесены в приложения, следующие за основным текстом обзора и написанные подчеркнуто сухо, чтобы компенсировать нестрогий, беллетризованный стиль обзора.

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### 1. ИЗМЕРЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КОРОТКИХ ВОЛНАХ

Основные измерения проделаны на частоте  $4080\text{ Мгц}$  ( $\lambda = 7,35\text{ см}$ ) и опубликованы в работе: A. A. Penzias, R. W. Wilson, *Astrophys. J.* **142** (1), 419 (1965).

Работа выполнена в лаборатории фирмы Белла. На указанной частоте эффективная температура антенны (20-футовый рупор-рефлектор; рис. 1) оказалась на  $3,5^\circ$  выше, чем предполагалось. Полная измеренная температура в зените  $6,7^\circ\text{ К}$ , из которых  $2,3^\circ$  приписываются вкладу атмосферы, а вычисленный вклад самой антенны (связанный с ее омическим сопротивлением)  $0,8 \pm 0,4^\circ\text{ К}$ . Прием осуществлялся мазером с бегущей волной. Относительно полученного избытка  $3,5 \pm 1^\circ$  на  $4080\text{ Мгц}$  ( $2 \cdot 10^{-20}\text{ вт/м}^2\text{ гц}\cdot\text{стер}$ ) авторы утверждают, что в пределах точности наблюдения он изотропен, не поляризован и не подвергается сезонным изменениям, по наблюдениям с июля 1964 г. по апрель 1965 г.

В декабре 1965 г. в Майами (США) происходила конференция; краткое содержание докладов содержится в препринте Торнтон Пейджа. Упоминаются измерения (P. G. Roll, D. T. Wilkinson, Palmer Physical Laboratory) на длинах волн

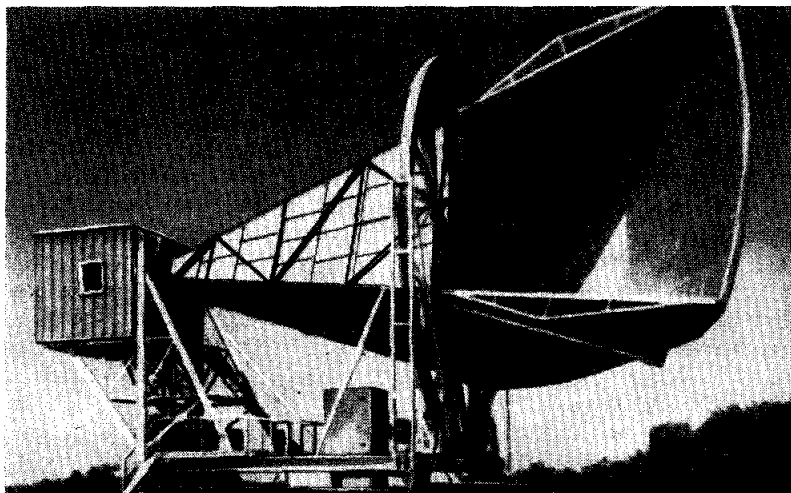


Рис. 1.

3,5 см и 0,25 см, которые дали  $3 \pm 1^\circ$  и  $3 \pm 1^\circ$ . Эти же измерения как неопубликованные упомянуты в заметке: J. E. Feltz, Phys. Rev. Letts. 15, 1003 (1965). Подробности об аппаратуре отсутствуют\*). В отчете о конференции упоминается использование радикала CN со ссылкой на Fields'a.

Идея метода состоит в том, что в межзвездном пространстве молекулы практически не испытывают столкновений и переходы из нижнего A в возбужденное A\* состояние определяются взаимодействием с излучением:

$$h\nu + A \rightleftharpoons A^* \quad (\text{рис. 2}),$$

$$\frac{[A^*]}{[A]} = e^{-h\nu/kT},$$

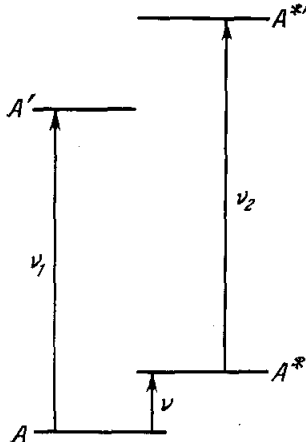


Рис. 2.

где  $T$  — эффективная температура излучения с длиной волны, соответствующей разности энергий  $A^*$  и  $A$ , в данном случае 0,254 см. О заселенности уровней  $A$  и  $A^*$  судят по интенсивности линий поглощения оптического света звезд ( $\nu_1$  и  $\nu_2$ ), для которых состояния  $A$  и  $A^*$  являются исходными.

Таким образом, молекулы CN выполняют роль инфракрасного ( $\nu$ ) термометра с оптическим ( $\nu_1, \nu_2$ ) отсчетом.

В. И. Слыш любезно указал на ранние работы по CN: A. McKellar, Public Dominion Astrophys. Observ. 7 (15) (1941)\*\*).

Независимо этот метод предложил И. С. Шкловский. Соответствующая работа уже опубликована (см. Астрон. циркуляр № 364, 28. 3., 1966).

На рис. 3 показан спектр реликтового излучения, соответствующий  $T = 3^\circ \text{K}$ , и спектр фона от радиогалактик (точками отмечены экспериментальные

данные). На рисунке нанесены также рассчитанные И. Д. Новиковым и А. Г. Дорошкевичем спектры суммарного излучения звезд и пыли.

\*) После сдачи в печать статьи пришла статья: P. G. Roll, D. T. Wilkinson, Phys. Rev. Letts. 16, 405 (1966) — с подробным отчетом об этих измерениях.

\*\*) См. появившиеся в последнее время статьи P. Thaddeus, I. F. Glauser, Phys. Rev. Letts. 16, 849 (1966), G. B. Field, J. L. Hitchcock, там же, 817.



Выступая на симпозиуме в Бюракане 10.V. 1966 г., Шейкшафт сообщил об измерениях, сделанных в Кембридже на длине волны 20 см. Эти измерения также дали интенсивность фона (после вычитания вклада источников), соответствующую 3° К.

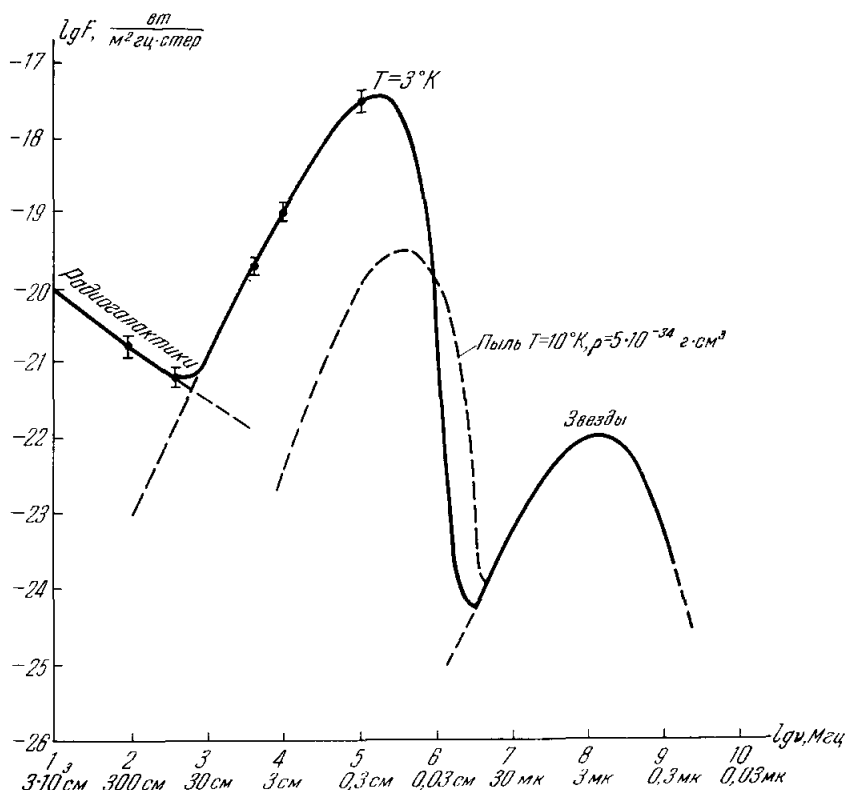


Рис. 3.

## 2. ГОРЯЧАЯ МОДЕЛЬ ВСЕЛЕННОЙ

Горячая модель была предложена Гамовым в связи с вопросом о происхождении элементов (G. Gamov, Phys. Rev. 70, 572 (1946); 74, 505 (1948), Rev. Mod. Phys. 21, 367 (1949)) и развивалась в работах: R. A. Alpher, H. A. Bethe, \*), G. Gamov, Phys. Rev. 73, 803 (1948); R. A. Alpher, J. W. Follin, R. C. Herman, Phys. Rev. 92, 1347 (1953). Гамов отмечает, что на раннем этапе плотность квантов во много раз больше плотности «вещества» \*\*). В обзоре 1956 г. (Vistas in Astron. 2, 1726, (1956)) указывается, что предположительно плотность энергии в настоящее время соответствует 6° К. В связи с вопросом о химическом составе (см. приложение 6) Зельдович предложил холодную модель (ЖЭТФ 43, 1561 (1961), Вопросы космогонии 9, 232 (1963)).

Обсуждение и сравнение холодной и горячей моделей (с выводами в пользу холодной) см. также в обзорах: Я. Б. Зельдович, УФН 80 (3), 357 (1963); Advances Astron. and Astrophys. 3, 241 (1965). Для наблюдательного выбора между холодной и горячей моделями А. Г. Дорошкевич и И. Д. Новиков (ДАН СССР 154 (4), 745, (1964)) рассмотрели спектр излучения звезд и радиисточников. В горячей модели

\*) Бете не участвовал в работе. Его фамилия была поставлена Гамовым с единственной целью соответствия греческому алфавиту: альфа, бета, гамма, работа именовалась «αβγ-теория».

\*\*) Отметим некоторые высказывания об эволюции Вселенной на 1-й Советской гравитационной конференции: В. А. Белоконь, О кинематике, термодинамике и гравитонах в космологии; Я. А. Смородинский, Нейтрино и эволюция Вселенной, (М., Изд-во МГУ, 1961).

на этот спектр накладывается спектр планковского излучения. Приводим график из этой работы (рис. 4) \*).

В работе был сделан вывод, что в интервале длин волн от 0,06 см до 30 см измерения дают возможность выяснить на опыте справедливость горячей или холодной модели. Как видно из рис. 3, при  $\lambda = 0,1$  см интенсивность планковского излучения в его максимуме примерно в  $3 \cdot 10^6$  раз больше интенсивности излучения звезд и радиоисточников.

Приводим энергетические оценки. Температуре  $3^\circ \text{K}$  отвечает полная плотность реликтового излучения  $0,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$ . Полная плотность излучения звезд и радиоисточников, усредненная по всему пространству, порядка  $10^{-14} \text{ эрг/см}^3$ , т. е. в 60 раз меньше. Принимая плотность вещества  $10^{-29} \text{ г/см}^3$ , получим, что реликтовое излучение в настоящее время составляет  $6 \cdot 10^{16} \text{ эрг/г}$ . Сама по себе эта величина невелика по сравнению с ядерной энергией горения водорода ( $\sim 6,5 \cdot 10^{18} \text{ эрг/г}$  до  $\text{He}^4$  и  $8 \cdot 10^{18} \text{ эрг/г}$

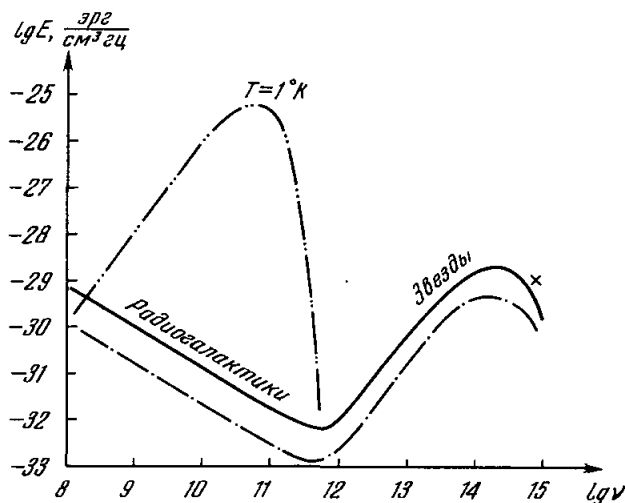


Рис. 4.

до  $\text{Fe}^{56}$ ). Однако нет такого механизма, при котором энергия ядерной реакции преобразовывалась бы в спектр, соответствующий  $3^\circ \text{K}$ . Если же принять, что энергия выделялась в звездах с температурой поверхности хотя бы  $3000^\circ \text{K}$ , а падение до  $3^\circ \text{K}$  произошло в ходе расширения, то потребуется уже в 1000 раз больше энергии —  $6 \cdot 10^{19} \text{ эрг/г}$ , что в 10 раз больше всего запаса ядерной энергии. Поэтому тривиальные объяснения наблюдаемого излучения представляются маловероятными. Решающее значение будут иметь измерения по всему спектру и определение изотропности излучения. Хойл и Тайлер (Nature 203, 1108 (1964)) выступили в пользу горячей модели, основываясь на химическом составе газовых туманностей (см. ниже). В статье: R. Dicke, P. I. E. Peebles, P. G. Roll, D. T. Wilkinson, Astrophys J. 142, 414 (1965) — описывается, как авторы, исходя из горячей модели, приступили к измерениям реликтового термического излучения на длине волны 3 см, но еще до того, как начались измерения, узнали о результатах Пензиаса и Вилсона (цитировано выше, приложение 1) и истолковали их с космологической точки зрения. Сообщения этих двух групп изложены в письмах, помещенных в одном номере журнала рядом. Эти две работы и имели решающее значение в признании справедливости горячей модели.

На симпозиуме в Бюракане Бербедж поставил вопрос о том, не может ли переизлучение пыли дать тепловой спектр. В настоящее время содержание пыли заведомо недостаточно. Ее оптическая толща на характерной длине  $c/H = 10^{28} \text{ см}$  для излучения с длиной волны порядка сантиметров не превышает  $10^{-3}$ . Однако можно себе представить, что плотность была достаточна в прошлом, в момент  $t = 10^6$  лет. При этом необходимо, чтобы быстро выделилась значительная часть ядерной энергии (десятки процентов). В целом эта гипотеза маловероятна (см. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Астрон. ж. 43, № 6 (1966)).

Решающее значение для выбора между горячей моделью и любым вариантом более позднего рождения квантов имел бы нейтринный эксперимент: реликтовые тепловые нейтрино с  $T = 2^\circ$  характерны только для горячей модели.

\*) Планковский спектр реликтового излучения рис. 4 соответствует  $1^\circ \text{K}$ . Разумеется, авторы тогда не могли знать точного значения температуры реликтового излучения.

## 3. БЕЗРАЗМЕРНАЯ ЭНТРОПИЯ

Энтропия в классической теории определяется дифференциально  $dS = dQ/T$  с точностью до постоянной величины; она имеет размерность *кал/град*. Квантовая теория определяет абсолютное значение энтропии. При этом  $S = k \ln W$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $W$  — вероятность состояния. Пользование специальными тепловыми единицами представляет собой только условность; в рациональной системе  $T$  измеряется в единицах энергии,  $k = 1$ . В этой системе найдем энтропию, приходящуюся на один нуклон:  $S_1 = \ln W_1$ . Если система состоит только из нуклонов, то  $W_1$  — среднее число клеток фазового объема, приходящихся на нуклон, т. е. отношение числа квантовых уровней  $\Gamma$ , на которых находятся нуклоны, к числу нуклонов:

$$\Gamma = \frac{\bar{p}^3 V}{(2\pi\hbar)^3},$$

где  $V$  — объем,

$$\bar{p} = (3kTm)^{1/2},$$

$$W_1 = \frac{\Gamma}{N} = \frac{m^{3/2} T^{3/2}}{n} \frac{(3k)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} = 3 \cdot 10^{55} \frac{m^{3/2} T^{3/2}}{n};$$

здесь  $N$  — полное число частиц (нуклонов) в объеме  $V$ ,  $n$  — их плотность,  $n = N/V$ . Для пониженного водорода с плотностью  $\rho = 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup> ( $n = 6 \cdot 10^{-6}$  см<sup>-3</sup>) при  $T = 10^6$  °К (вклад электронов мал) получим

$$W_1 = 10^{34}, \quad S_1 = \ln W_1 = 78.$$

В звезде

$$\rho = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3} \quad (n = 6 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}), \quad T = 10^8 \text{ °К},$$

$$W_1 = 10^8, \quad S_1 = \ln W_1 = 18.$$

Учтем излучение; его энергия в единице объема и соответствующая энтропия равны

$$\varepsilon_\gamma = aT^4, \quad s_\gamma = \frac{4}{3} aT^3,$$

где

$$a = \frac{\pi^2 k^4}{15 (\hbar c)^3} = 7,57 \cdot 10^{-15} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} / \text{град}.$$

Безразмерная энтропия на нуклон

$$S_1 = \frac{s_\gamma}{kn} = 72,5 \frac{T^3}{n}.$$

Для сравнения приводим число квантов в единице объема:

$$n_\gamma = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{pc/kT} - 1} \approx \frac{\varepsilon_\gamma}{\hbar v} = \frac{\varepsilon_\gamma}{2,7kT}, \quad \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{pc/kT} - 1} = \left(\frac{kT}{c}\right)^3 \cdot 2,404,$$

где  $p$  — импульс кванта; число квантов на один нуклон

$$N_\gamma = \frac{n_\gamma}{n} \approx 20,4 \frac{T^3}{n} = \frac{S_1}{3,55}.$$

Аналогичный расчет для равновесного спектра нейтрино и антинейтрино (с химическим потенциалом  $\mu = 0$  и при учете спиральности нейтрино) дает

$$\varepsilon_\nu = \frac{7}{8} aT^4, \quad s_\nu = \frac{7}{6} aT^3, \quad S_2 = \frac{s_\nu}{kn} = \frac{64}{n} T^3,$$

$$n_{\nu, \bar{\nu}} = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{cp/kT} + 1} \approx \frac{\varepsilon_\nu}{6,3kT},$$

$$\int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{cp/kT} + 1} = \left(\frac{kT}{c}\right)^3 \cdot 1,83,$$

$$N_{\nu, \bar{\nu}} = \frac{n_\nu + n_{\bar{\nu}}}{n} = 15,0 \frac{T^3}{n} = \frac{S_2}{4,26}.$$

Отсюда, округляя ( $3,55 \approx 4$ ;  $4,26 \approx 4$ ), найдем

$$S = S_1 + S_2 \approx 4 (N_\gamma + N_\nu + N_{\bar{\nu}}).$$

В этой формуле наглядно ясно все вплоть до множителя 4. Термодинамическая вероятность  $W_1$  есть произведение вероятностей (числа состояний на частицу) каждой из частиц (кванта, нейтрино), приписанных к нуклоны.

Средняя энергия этих частиц  $\hbar\bar{\nu} \approx 4kT$ ; значит, доля заполнения ими фазового пространства

$$\frac{1}{e^{\hbar\bar{\nu}/kT} + 1} \approx \frac{1}{e^{\hbar\bar{\nu}/kT} - 1} \approx e^{-\hbar\bar{\nu}/kT} \approx e^{-4},$$

т. е. в среднем на частицу приходится  $e^4$  состояний. Следовательно,

$$W_1 = (e^4)^{N_\gamma + N_\nu + N_{\bar{\nu}}},$$

откуда и следует выражение для энтропии.

Без учета нейтрино, полагая  $\bar{q} \approx 10^{-29} \text{ э.с.м}^{-3}$  ( $n = 6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ ),  $T = 3^\circ \text{ К}$ , найдем  $S_1 = 72,5 \frac{T^3}{n} = 3 \cdot 10^8$ . С учетом нейтрино  $S_1$  может приблизительно удвоиться.

Найденное  $S_1$  гораздо больше собственной энтропии нуклона и электрона, не достигающей и 100 единиц. Соображения о происхождении самой высокой энтропии и зарядовой «почти симметрии» в связи с прохождением через сингулярность  $t=0$  и предыдущим периодом  $t < 0$  см.: Я. Б. Зельдович и И. Д. Новиков, Письма ЖЭТФ 4, 117 (1966).

#### 4. МЕХАНИКА ГОРЯЧЕЙ МОДЕЛИ

В горячей модели на ранней стадии плотность нуклонов мала по сравнению с плотностью квантов и других частиц с массой покоя, равной нулю. Электронно-позитронных пар много лишь тогда, когда температура больше энергии массы покоя электрона,  $T > 6 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{К}$  ( $kT > mc^2$ ). Если выполнено это неравенство, то можно и электроны и позитроны рассматривать как релятивистские частицы. То же относится и к более тяжелым частицам при соответственно еще более высокой температуре. Следовательно, с большой точностью имеет место соотношение

$$p = \frac{1}{3} \varepsilon = \frac{1}{3} \varrho c^2 \quad (4,1)$$

( $p$  — давление,  $\varepsilon$  — плотность энергии,  $\varrho$  — плотность вещества в  $\text{г/см}^3$ ).

Уравнение механики расширения в однородной и изотропной модели в теории Фридмана, т. е. согласно общей теории относительности, имеет вид

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{G}{r^2} \frac{4\pi r^3}{3} \left( \varrho + \frac{3p}{c^2} \right), \quad (4,2)$$

где  $r$  — радиус мира или пропорциональное радиусу мира расстояние между парой произвольно выбранных точек, движущихся с хэббловским расширением. Уравнение линейно в  $r$ , а следовательно, умножение  $r$  на константу не меняет уравнения.

Уравнение энергии имеет вид

$$\frac{d}{dt} (\varepsilon r^3) = -p \frac{dr^3}{dt}, \quad (4,3)$$

откуда с учетом (4,1)

$$\varepsilon r^4 = \text{const}, \quad \varrho r^4 = B. \quad (4,4)$$

Из уравнений (4,2) и (4,3) следует точно (даже если не выполнено (4,1))

$$\frac{1}{2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 = \frac{1}{r} G \frac{4\pi}{3} r^3 \varrho + A. \quad (4,5)$$

С учетом (4,4) и пренебрегая на ранней стадии константой  $A$ , получим

$$\frac{1}{2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 = \frac{4\pi GB}{3r^2}, \quad r = \left( \frac{32\pi}{3} GBt^2 \right)^{1/4}, \quad (4,6)$$

$$\varrho = \frac{3}{32\pi G t^2} = \frac{4,5 \cdot 10^5}{t^2} \text{ г/см}^3, \quad \varepsilon = \varrho c^2 = \frac{4 \cdot 10^{26}}{t^2} \text{ эрг/см}^3.$$

Если бы газ состоял только из квантов электромагнитного поля, мы имели бы  $\varepsilon_\gamma = aT^4$ . С учетом того, что в равновесии есть различные сорта частиц, что дает коэффициент  $\nu$ , запишем:

$$\varepsilon = \nu a T^4 = \rho c^2,$$

где  $a = \frac{\pi^2 k^4}{15 h^3 c^3}$ , безразмерный коэффициент  $\nu > 1$ ;

$$(kT)^4 = \frac{1}{\nu} \frac{45}{32\pi^3} \frac{\hbar^3 c^5}{G t^2},$$

$$T (\text{град}) = t^{-1/2} \nu^{-1/4} \cdot 4,5 \cdot 10^{10}, \quad t (\text{сек}) = \frac{2,25 \cdot 10^{20}}{T^2 (\nu)^{1/2}},$$

$$T (M\text{эв}) = t^{-1/2} \nu^{-1/4} \cdot 4,3, \quad t (\text{сек}) = \frac{1,7}{T^2 (\nu)^{1/2}}.$$

Наконец, для плотности всех сортов частиц  $n$  получим, принимая во внимание, что средняя энергия частицы равна  $\approx 4 kT \sim \hbar^{3/4} c^{5/4} G^{-1/4} t^{-1/2} \nu^{-1/4}$ :

$$n = \frac{\varepsilon}{4kT} = \frac{\nu a T^4}{4kT} \approx \nu^{1/4} t^{-3/2} \frac{a \left( \frac{45}{32\pi^3} \frac{\hbar^3 c^5}{G} \right)^{3/4}}{\hbar^4} = t^{-3/2} \nu^{1/4} \cdot 4,67 \cdot 10^{31}.$$

## 5. УСТАНОВЛЕНИЕ РАВНОВЕСИЯ

Не подлежит сомнению, что при высоких температурах число пар  $e^+e^-$  не отличается от равновесного. Для примера рассмотрим момент, когда  $T = 1 M\text{эв}$  ( $1,16 \cdot 10^{10} \text{ К}$ ),  $t = 1 \text{ сек}$ ,  $n_{e^+} \approx n_{e^-} = 10^{30} \text{ см}^{-3}$ . Сечение аннигиляции порядка  $10^{-24} \text{ см}^2$ , скорость частиц порядка скорости света, а следовательно, время установления равновесия порядка

$$\tau = \frac{1}{\sigma n c} = 10^{-17} \text{ сек}.$$

Итак,  $\tau$  ничтожно мало по сравнению с  $t$ . Полное равновесие  $e^+e^- \rightleftharpoons \gamma$  обеспечено. Точно так же обстоит дело и с установлением равновесия мюонных пар  $\mu^+\mu^-$ , а также мезонов и барионов всех сортов при соответствующих более высоких температурах.

Вопрос об установлении равновесия нужно рассматривать только в двух случаях: а) при слабом взаимодействии, когда сечение реакции во много раз меньше  $10^{-24} \text{ см}^2$ ; сюда относится вопрос о нейтрино и гравитонах;

б) для частиц с отличной от нуля массой покоя при низкой температуре, когда равновесная концентрация становится малой; сюда относится вопрос об остатке античастиц — антипротонов и позитронов — и вопрос о возможной концентрации кварков. Рассмотрим эти вопросы по очереди.

Рождение электронных нейтрино и антинейтрино идет в основном по реакции  $e^- + e^+ = \nu_e + \bar{\nu}_e$ . Ее сечение для релятивистских электронов и позитронов

$$\sigma_\nu \approx \frac{g^2 E^2}{\hbar^4 c^4},$$

где  $g$  — константа слабого взаимодействия  $\sim 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$ . Подставим вместо  $E$  по порядку величины  $kT$  и составим, используя выражение для  $T$ , условие

$$t \approx \tau = \frac{1}{\sigma_\nu n c} \sim \frac{G^{5/4} \hbar^{13/4}}{g^2 c^{1/4}} t^{5/2}, \quad t = 10 \text{ сек}.$$

Эта оценка является весьма грубой, и она приведена лишь с той целью, чтобы показать, как входят в искомое выражение константы  $G$ ,  $g$  и другие.

Для более точной оценки воспользуемся выражением скорости перекачки энергии из  $e^+e^-$  в  $\nu\bar{\nu}$ , вычисленным Чпу (в двух формулах ниже  $T$  — в  $^\circ\text{К}$ ):

$$W = 4,6 \cdot 10^{-66} T^9 (\text{эрг}/\text{см}^3 \text{сек}), \quad T > 3 \cdot 10^9,$$

и сравним его с равновесной плотностью энергии  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ :

$$\varepsilon = 6,8 \cdot 10^{-15} T^4 (\text{эрг}/\text{см}^3),$$

откуда время установления равновесной плотности

$$\tau = \frac{\varepsilon}{W} = 1,5 \cdot 10^{54} / T^5 = \frac{7}{T^5 (M\text{эв})} (\text{сек}).$$

Используем связь  $T$  и  $t$ :

$$t = \frac{1,7}{T^2 (M_{\text{эв}}) \sqrt{v}}.$$

Привравнивая  $t = \tau$ , найдем (при  $v = 4,5$ )

$$T = 2 M_{\text{эв}} = 4 m_e c^2, \quad t = 0,2 \text{ сек.}$$

Существенно, что равновесие между  $\bar{\nu}\bar{\nu}$  и  $e^+e^-$  поддерживается лишь в тот период, когда  $T > m_e c^2$ .

Известно, что существуют два типа нейтрино-электронные  $\nu_e$  и мюонные  $\nu_\mu$ . Приведенный расчет относился к электронным нейтрино.

Мюонные нейтрино рождаются в реакциях

$$\begin{aligned} \mu^+ + \mu^- &= \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu, \\ \mu^+ &= e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e, \quad \mu^- = e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e. \end{aligned}$$

Время жизни мюона  $2 \cdot 10^{-6}$  сек. Отсюда следует, что время установления равновесия приблизительно равно  $2 \cdot 10^{-6}$  сек, когда  $T > m_\mu c^2$  и мюонов много; если же  $T < m_\mu c^2$  и число мюонов уменьшается, соответственно увеличивается время установления равновесия:

$$\tau = 2 \cdot 10^{-6} e^{m_\mu c^2/T} \approx 2 \cdot 10^{-6} e^{107/T}$$

( $T$  — в  $M_{\text{эв}}$ ). Сопоставляя с выражением  $T(t)$ , найдем из условия  $t = \tau$ ,  $T = 12 M_{\text{эв}}$ ,  $t = 0,01$  сек,  $\exp(-m_\mu c^2/T) \sim 10^{-4}$ .

Итак, есть период полного термодинамического равновесия всех типов частиц, включая оба сорта нейтрино и антинейтрино. При этом  $m_\mu c^2 > T_1 > m_e c^2$ , а значит, равновесные плотности энергии находятся в соотношении (в момент  $T = T_1$ )

$$\begin{aligned} \gamma : e^\pm : \nu_e : \bar{\nu}_e : \nu_\mu : \bar{\nu}_\mu &= \varepsilon_1 : \frac{7}{4} \varepsilon_1 : \frac{7}{8} \varepsilon_1 : \frac{7}{8} \varepsilon_1, \\ \varepsilon_1 &= a T_1^4. \end{aligned}$$

Эти соотношения можно найти, например, в «Статистической физике» Ландау и Лифшица.

Для краткости вместо  $\varepsilon_\gamma$  пишем просто  $\gamma$ ... Все остальные частицы практически отсутствуют (о гравитонах речь пойдет ниже). Плотность барионов в этот момент обозначим через  $q_1$ . Раньше этого периода также в равновесии находятся частицы всех типов; при более высокой температуре добавляются еще сильно взаимодействующие мезоны и барион-антибарионные пары. Равновесие между сильно взаимодействующими частицами, электромагнитными квантами и заряженными лептонами устанавливается практически мгновенно. Следовательно, выше  $T_1$  есть полное равновесие, ниже  $T_1$  нейтрино (как  $\nu_e$ , так и  $\nu_\mu$ ) расширяются, не взаимодействуя с другими видами частиц.

Нетрудно найти удельную энтропию в момент  $T_1$ , отдельно для  $\gamma$  и пар и отдельно для нейтрино:

$$\begin{aligned} S_\gamma + S_{e^+, e^-} &= \frac{4}{3} \frac{a T_1^3 + \frac{7}{4} a T_1^3}{q_1}, \\ S_{\nu_e, \bar{\nu}_e} &= S_{\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu} = \frac{4}{3} \frac{7}{8} \frac{a T_1^3}{q_1}. \end{aligned}$$

В ходе расширения после  $t_1$  при  $T < T_1$  отдельно сохраняется часть энтропии, зависящая от нейтрино, и часть зависящая от  $\gamma$  и  $e^\pm$ . Однако между собой  $\gamma$  и  $e^\pm$  находятся в равновесии и обмениваются энергией и энтропией.

Обозначим индексом 0 сегодняшнюю ситуацию. Получим, учитывая, что пар  $e^\pm$  при низкой температуре уже нет:

$$\begin{aligned} S_0(\gamma) &= S_1(\gamma) + S_1(e^+e^-) = \frac{4}{3} \frac{a(T_0\gamma)^3}{q_0} = \frac{4}{3} \frac{11}{4} \frac{a T_1^3}{q_1}, \\ S_0(\nu_e \bar{\nu}_e) &= S_0(\nu_\mu \bar{\nu}_\mu) = \frac{4}{3} \frac{7}{8} \frac{a(T_0\gamma)^3}{q_0}. \end{aligned}$$

Здесь  $T_0\gamma$  — это и есть сегодняшняя температура квантов  $3^\circ \text{ К}$ ,  $q_0$  — предположительно  $10^{-29} \text{ г/см}^3$ . Независимо от численного значения  $q_0$  из приведенных выше равенств

следует:

$$T_{0\nu} = \sqrt{\frac{4}{11}} T_{0\gamma} = 0,7 \cdot 3^\circ \text{ K} = 2^\circ \text{ K}, \quad \varepsilon_0 (\nu_e \bar{\nu}_e) = \varepsilon_0 (\nu_\mu \bar{\nu}_\mu) = \frac{7}{8} \left( \frac{4}{11} \right)^{4/3} \varepsilon_0 (\gamma) = 0,35 \varepsilon_0 (\gamma).$$

Вопрос о плотности нейтрино в горячей модели рассматривался кратко в статье Зельдовича (Атомная энергия 14, 92 (1963)) и подробно в упомянутых выше обзорах; см. также упомянутую статью R. Dicke и его сотрудников \*).

Экспериментальное обнаружение планковского спектра нейтрино представляло бы огромный интерес. Если подтвердилось бы соотношение  $T_{0\nu} : T_{0\gamma}$ , то было бы получено доказательство правильности наших представлений о самых ранних стадиях расширения ( $T \sim 10^{10}$  градусов,  $\rho \approx 10^5 \text{ г/см}^3$ ). В принципе наличие космологического фона нейтрино и антинейтрино меняет вид спектра электронов  $\beta$ -распада вблизи максимальной энергии (S. Weinberg, Phys. Rev. 128, 1457 (1962)), что, по замечанию А. Д. Сахарова, можно было бы использовать для обнаружения реликтовых нейтрино. Однако, как отметил Б. М. Понтекоров, аналогичное изменение спектра вызывает и наличие у нейтрино малой массы покоя. Опыт дает  $m_\nu < 100 \text{ эв}$ ; космический фон содержит нейтрино с энергией порядка  $10^{-3} \text{ эв}$ . Значит, для их обнаружения нужно повысить точность опыта в  $\sim 10^5$  раз!

Быше мы видели, что сравнительно ранний отрыв (прекращение взаимодействия) нейтрино от других частиц уменьшает их энергию, поскольку на ранних стадиях энергия была распределена между большим числом сортов частиц.

Это рассуждение придает большую стабильность всей теоретической картине: если существуют какие-то неизвестные нам типы частиц, еще слабее взаимодействующие с известными, чем нейтрино, то они отрываюся еще раньше, а следовательно, вносят вклад в общую плотность энергии существенно меньший, чем нейтрино \*\*).

Неизвестные сильно взаимодействующие частицы, очевидно, можно себе представить лишь в области больших масс — иначе они уже были бы открыты! Частным случаем таких неизвестных гипотетических частиц являются кварки...

Такие тяжелые сильно взаимодействующие частицы меняют соотношение между  $T$  и  $\varepsilon$  при  $T > mc^2$ , но к моменту, когда достигается  $T = T_1$ , они вымирают и никакого влияния на все дальнейшее не оказывают.

Частицы, способные к самопроизвольному распаду, после снижения температуры (т. е. когда прекращается их образование) исчезают по экспоненциальному закону в функции времени, и наблюдение реликтовых частиц такого рода невозможно.

Иначе обстоит дело в случае частиц, стабильных в вакууме и исчезающих только при взаимодействии с другими частицами. К таким относятся антипротоны  $\bar{p}$ , позитроны  $e^+$ , какой-то один сорт кварков (если они существуют) и его античастицы.

В предположении однородности начального распределения вещества везде имеется избыток нуклонов и электронов; в этих условиях остаточная концентрация  $\bar{p}$  и  $e^+$  оказывается ничтожной, значительно меньше той, которая генерируется в настоящее время в космических лучах.

Существует теория, согласно которой мир в среднем зарядово симметричен, т. е. содержит равное число барионов и антибарионов. Аннигиляция не происходит вследствие того, что они разделены пространственно. Более того, выдвигалось предположение, что на раннем этапе барионы и антибарионы находились вместе, а затем были разделены комбинированным действием гравитационных и магнитных сил. Приводим ссылку: X. Альвен, Астрон. ж. 42 (5), 873 (1965); H. Alfven and O. Klei n, Ark. Phys. 23, 187 (1962). Эта теория неудовлетворительна, так как рассмотрение приходится начинать с разреженной плазмы малой плотности, а не с  $\rho = \infty$ . Оставаясь ниже на базе консервативного взгляда об избытке барионов и отсутствии разделения, обратимся к кваркам.

Кварк может исчезнуть лишь при столкновении с другим кварком ( $q + q = N + \bar{q}$ ) или с антикварком ( $q + \bar{q} = \pi, \rho, \dots$ ). Поэтому при уменьшении их концентрации скорость гибели кварков уменьшается. Количественно вопрос был разобран в статьях: Я. Б. Зельдович, Л. Б. Окунь, С. Б. Пикельнер, УФН 87 (1), 113 (1965); L. B. Okun, S. B. Pikelner, Ya. B. Zeldovich, Phys. Letts. 17 (2), 164 (1965). К проделанному там анализу можно только добавить, что статьи писались до наблюдений, подтвердивших горячую модель. В настоящее время из диапазона  $10^{-9}$ — $10^{-18}$ , указанного в статьях ( $10^{-18}$  относилось к холодной модели), нужно выбрать цифру, близкую к наибольшей. При рассмотрении выгорания в звездах нужно иметь в виду, что если стабилен  $p$ -кварк с зарядом  $+\frac{2}{3} e$ , то стабилен и  $\bar{p}$ -кварк с заря-

\*) См. также работу Пиблса, примечание к стр. 663.

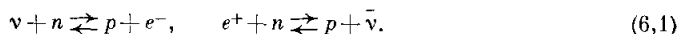
\*\*) По замечанию Герштейна и Зельдовича (Письма ЖЭТФ 4, сентябрь 1966) из космологических соображений следует, что масса покоя мюонных нейтрино меньше  $500 \text{ эв}/c^2$ . Экспериментально доказано лишь, что эта масса меньше  $2 \text{ Мэв}/c^2$ .

дом  $-\frac{2}{3}e$ , который должен уже в силу кулоновского взаимодействия прилипать к тяжелым ядрам. В прилипании может играть роль и сильное взаимодействие. В целом учет прилипания уменьшает степень выгорания кварков в звездах. Сегодня следует считать наиболее вероятным отношение  $\sim 10^{-10}$ – $10^{-13}$  кварков к нуклонам.

## 6. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ГОРЯЧЕЙ МОДЕЛИ

Кроме цитированных выше работ Гамова, Альфера и Германа и цитированных там не опубликованных до сих пор расчетов Ферми и Туркевича, отметим следующую работу: S. N a y a s h i, Progr. Theor. Phys. (Japan) 5, 224 (1950), где рассматривается изменение во времени соотношения между протонами и нейтронами.

При высокой температуре процесс идет значительно быстрее, чем спонтанный распад нейтрона ( $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ ,  $\tau = 11$  мин), за счет индуцированного превращения \*)



При температуре выше  $T_2 = 1$  Мэв имеет место термодинамическое равновесие

$$\frac{n}{p} = e^{-\frac{\Delta mc^2}{kT}},$$

где  $\Delta m$  — разность масс, равная 1,3 Мэв.

Нужно было уточнить работу Хаяши (расчеты приведены в Advances Astron. and Astrophys. 3, 241 (1965)), учитывая принцип Паули: например, скорость процесса  $e^- + p \rightarrow n + \nu$  зависит не только от числа электронов нужной энергии, но и от числа свободных мест в распределении нейтрино. Поскольку общая концентрация барионов ничтожна по сравнению с концентрацией  $e^\pm$ ,  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$ , отношение  $n/p$  зависит только от времени и не зависит от самой концентрации барионов, т. е. не зависит от удельной энтропии. Окончательно получается  $n = 16,5\%$  ( $n + p$ ),  $p = 83,5\%$  ( $n + p$ ).

При более низкой температуре реакции (6,1) практически прекращаются, спонтанный распад нейтронов конкурирует с ядерными реакциями, которые начинаются с захвата нейтрона  $p + n = D + \gamma$  и заканчиваются образованием  $\text{He}^4$ . Конкурирующий с распадом нейтрона процесс требует двойных столкновений, поэтому он представлен тем сильнее, чем выше плотность барионов при данной температуре, т. е. чем меньше удельная энтропия. При малой энтропии все нейтроны превращаются в  $\text{He}^4$  и, следовательно, получится 33%  $\text{He}^4$ , 67% водорода. Примерный вид зависимости химического состава Вселенной от времени показан на рис. 5.

Мерой энтропии является отношение  $T^3/\varrho_m$ . Приводим результаты расчета Ю. Н. Смирнова (Астрон. ж. 49 (6), 1084 (1964)) конечного состава вещества Вселенной в % для трех значений энтропии, исправленные с учетом вышеизложенного (таблица).

$\frac{T^3/\varrho_m}{10^{39}}$	H	He <sup>4</sup>	D	T	He <sup>3</sup>
7000	92	5	3	0,01	0,03
70	70	30	0,1	$\sim 2 \cdot 10^{-5}$	$\sim 2 \cdot 10^{-6}$
0,7	67	33	$0,3 \cdot 10^{-3}$	$\sim 10^{-7}$	$\sim 2 \cdot 10^{-7}$

Напомним, что, принимая  $T = 3^\circ$ ,  $\varrho_m = 10^{-29}$ , получим  $T^3/\varrho_m = 3 \cdot 10^{30}$ , а при крайнем значении плотности  $\varrho_m = 3 \cdot 10^{-31}$  получим  $T^3/\varrho_m = 100 \cdot 10^{30}$ . Следовательно, ожидаемое содержание гелия в дозвездном веществе лежит в пределах от 28 до 32%.

Вопрос о фактическом количестве гелия в различных объектах обсуждается с точки зрения горячей модели в заметке Хойла и Тайлер (Nature 203, 1108 (1964)). Они считают, что имеется хорошее согласие с ожидаемым значением 30%. Ранее предполагали, что гелия значительно меньше. Так, например, в книге Бете и Сальпетера «Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами» (гл. IV, раздел 3, § 74, В, стр. 317 английского издания 1957 г.) без указания источников говорится, что «типич-

\*) Везде рассматриваются только электронные нейтрино  $\nu_e$ ; индекс  $e$  опускаем.



ное звездное вещество состоит главным образом из водорода плюс приблизительно 10% (по массе) гелия...».

Некоторые авторы и сейчас считают, что содержание первичного гелия меньше 30% (порядка 13—20%), и видят в этом трудность предлагаемой теории горячей Вселенной (см. высказывания Woolf'a и Peebles'a, приведенные в препринте Пэйджа; см. также цитированную работу Dicke с сотрудниками).

Определение содержания гелия в старых звездах особенно затруднительно именно потому, что старые звезды имеют низкую температуру поверхности.

Вопрос о методах обнаружения гелия в межгалактическом газе рассматривает Р. А. Сюняев (Астрон. ж. № 5 (1966)). Эти методы оказываются весьма трудными.

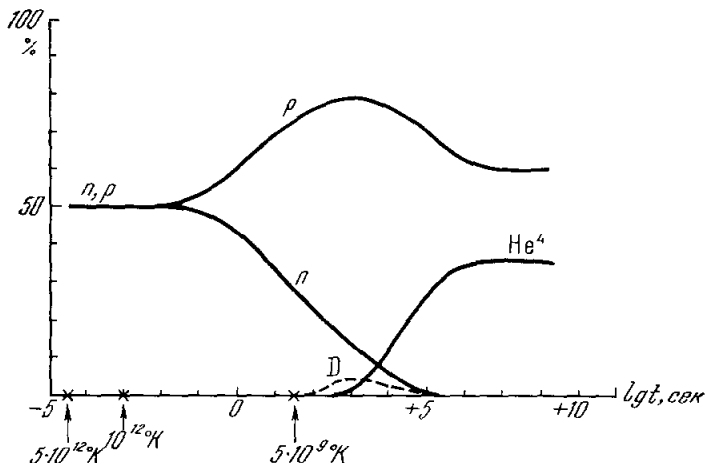


Рис. 5.

В принципе было бы весьма интересно измерить содержание первичного дейтерия и  $\text{He}^3$  в дозвездном веществе; их содержание зависит от энтропии в той области, где количество  $\text{He}^4$  достигает насыщения. Однако эта задача еще труднее. К тому же ядерные реакции под действием космических лучей легко перекрывают реликтовое содержание  $\text{He}^3$ , а может быть, и дейтерия \*).

## 7. ГРАВИТАЦИОННЫЕ ЕДИНИЦЫ, РОЖДЕНИЕ ГРАВИТОНОВ

В настоящее время нет последовательной квантовой теории гравитации. Квантовые теории электромагнитного поля, электронов и других полей и частиц строятся в заданном пространстве и времени; в соответствии со специальной теорией относительности это есть пространство и время Минковского, т. е. преобразования Лоренца перепутывают время и пространственные координаты. Однако до тех пор, пока не рассматривается тяготение, нет влияния частиц и полей на само пространство и время, в частности, координаты  $x, t$  могут рассматриваться как числа, а не как операторы.

В теории тяготения сама метрика пространства становится зависящей от наличия полей и частиц. Теорию слабых гравитационных полей можно рассматривать как теорию тензорного поля малых добавок  $h$  к метрическим коэффициентам  $g^0$  пространства Минковского. Тогда к этим добавкам, рассматривая их в плоском пространстве, можно применять обычные методы теории поля; при этом получается, в частности, теория гравитационных волн, а квантование этой теории приводит к понятию кванта гравитационных волн — гравитона. Как и в случае кулоновского поля, квантование никак не влияет на статическое гравитационное взаимодействие.

\*) После написания статьи пришла работа: Р. I. E. Peebles, Phys. Rev. Letts. 16, 410 (1966), в которой повторены расчеты Смирнова и снова указана важность измерения первичного содержания гелия. В препринте Сердженца и Сирла указывается, что содержание гелия на поверхности звезд шаровой компоненты Галактики (гало) в 100 раз меньше, чем на поверхности звезд диска (в населении I типа). Данные относятся к звездам главной последовательности. Тайлер и Хаукинг отмечают, что при неизотропном расширении на ранней стадии содержание гелия может быть как больше, так и меньше 30% при данной энтропии (Nature 209 (5030), 1278 (1966)). Анизотропия расширения может быть связана с первичным магнитным полем (см., например, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 48, 986 (1965)).

Формулировка «тяготение осуществляется обменом гравитонами» ничего не означает и способна только ввести в заблуждение неспециалиста: введение гравитонов не вызывает никаких изменений в картине гравитационного взаимодействия макроскопических тел.

Описание гравитационного излучения двойных звезд и т. п. макроскопических тел с помощью понятия гравитонов не нужно в том же смысле, в каком не нужно квантовое описание работы радиостанции: когда гравитонов много, они имеют одинаковую частоту и когерентны по фазе, мы вправе говорить о классическом поле.

С отдельными гравитонами мы имеем дело на уровне атомов и частиц \*). Вероятность испускания гравитонов весьма мала не только по сравнению с испусканием электромагнитного кванта, но и по сравнению с испусканием пары  $\gamma, \gamma$ . Это было отмечено в примечании к первой статье об испускании пар  $\gamma, \gamma$  — Г. М. Гандельман и В. С. Пинаев (ЖЭТФ 37, 1072 (1959)). Поэтому для звезд испускание гравитонов пренебрежимо мало. Заметим, что испускание низкочастотных гравитационных волн за счет макроскопических движений может достигать величины порядка оптической светимости и уносить энергию порядка процентов  $mc^2$  (см. В. Б. Брагинский и, УФН 86 (3), 433 (1965); Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, ДАН СССР 155, 1033 (1964)).

Как обстоит дело с излучением гравитонов на самой ранней стадии горячей Вселенной? Расчет, подобный тому, который был проведен выше для нейтрино, показывает, что установление равновесия требует плотности, лежащей на границе применимости неквантовой теории тяготения к механике Вселенной.

Начнем с определения этой границы. Из мировых констант  $G$  ( $6,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$ ),  $\hbar$  ( $1,05 \cdot 10^{-27} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{сек}$ ) и  $c$  ( $3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ ), как известно, можно построить величину любой размерности. В частности (см., например, А. Д. Сахаров, ЖЭТФ 49 (7), 345 (1965)), получим длину  $l_g$ , массу  $m_g$  и единицу времени  $t_g$ :

$$l_g = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} = 1,7 \cdot 10^{-33} \text{ см}, \quad m_g = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ г}, \quad t_g = \frac{l_g}{c} = 0,6 \cdot 10^{-43} \text{ сек}.$$

Из этих величин легко получить и характерную плотность

$$\varrho_g = \frac{m_g}{l_g^3} = 4 \cdot 10^{93} \text{ г/см}^3.$$

В классической теории расширения эта плотность достигается в момент, когда  $t \approx t_g$ . В самом деле, общая формула такова:

$$\varrho = \frac{3}{32\pi G t^2},$$

откуда

$$t_1 = 6,5 \sqrt{\frac{\varrho_g}{G}} = 6,5 t_g.$$

Существующая теория не применима к более раннему периоду. Если возможен переход от сжатия к расширению, то можно предполагать, что максимальная достигаемая плотность порядка  $\varrho_g$ .

Удобство пользования «гравитационными» единицами измерения длины, массы и всех других величин заключается в том, что во всех расчетах и формулах следует положить  $G = \hbar = c = 1$ .

Итак, рассмотрим рождение гравитонов, пользуясь этими единицами и начиная интегрирование от  $\varrho = 1$ ,  $t = 6,5$ . Напомним, что в этих единицах масса протона пренебрежимо мала:  $m_p = 10^{-19}$ .

Выражение для плотности электромагнитного излучения:

$$\varrho_\gamma = \frac{\pi^2}{15} T^4 = 0,65 T^4$$

(плотность массы и плотность энергии совпадают, поскольку  $c = 1$ ). Очевидно, что  $T$  здесь в энергетических единицах; одна энергетическая единица соответствует  $kT_g = mc^2$ ;  $T_g = 1,3 \cdot 10^{32}$  градусов \*\*).

\*) Отметим не относящиеся прямо к теме весьма интересные работы о возможности когерентного испускания и детектирования гравитационных волн: В. И. Пустовойт и М. Е. Герценштейн, ЖЭТФ 42 (1), 163 (1962); У. Х. Коппелем и В. Р. Нагибаров, Письма ЖЭТФ 2, 529 (1965).

\*\*) А. Д. Сахаров (Письма ЖЭТФ 3, 439 (1966)) считает, что  $T_g$  есть верхний предел температуры теплового излучения вследствие гравитационного взаимодействия частиц.

Равновесная плотность гравитонов такая же, как и квантов. За счет наличия частиц разных сортов, которые все при этих условиях являются ультрарелятивистскими \*),

$$\varrho = \nu \cdot 0,65 T^4 = \frac{3}{G \cdot 32\pi t^2} = \alpha t^{-2}, \quad \varrho_i = \frac{\varrho}{\nu}, \quad n_i = \frac{\varrho}{\eta \cdot 4T},$$

где  $\nu$  может быть \*\*) порядка 20 или 50. Индекс  $i$  относится к отдельным сортам частиц.

Ю. С. Владимиров (ЖЭТФ 45 (8), 251 (1963\*\*\*) рассматривал рождение гравитонов при аннигиляции. Очевидно, что при высокой температуре именно этот процесс должен доминировать над тормозным излучением гравитонов, подобно тому как для нейтрино доминирует процесс  $e^- + e^+ = \nu_e + \bar{\nu}_e$ . Однако гравитон не заряжен, и поэтому возможно рождение не только пар, но и одиночных гравитонов:

$$A + \bar{A} = 2g \quad \text{и} \quad A + \bar{A} = g + B,$$

где  $B$  должно быть также нейтрально.

Второй процесс содержит малую величину  $G$  в менее высокой степени. Принимая, что  $B$  есть электромагнитный квант, для ультрарелятивистских заряженных  $A$  и  $\bar{A}$  Владимиров находит

$$\sigma = \frac{e^2}{\hbar c} l_g^2.$$

Однако если заменить квант сильно взаимодействующей частицей и взять  $A$  и  $\bar{A}$  также сильно взаимодействующими, то можно ожидать, что

$$\sigma \sim l_g^2,$$

т. е.  $\sigma \sim 1$  для ультрарелятивистских сильно взаимодействующих частиц в гравитационных единицах площади. Если же средняя энергия частиц приближается к 1 (т. е. к  $m_g$ ), то и сечение испускания двух гравитонов должно стать того же порядка.

Следовательно, время релаксации образования гравитонов дается выражением

$$\tau = \frac{n_g}{\sum \sigma_i n_i^2} \approx \frac{1}{\sum \sigma_i n_i} = \frac{4t^{3/2}}{\nu} \left( \frac{\nu \cdot 0,65 \cdot 32\pi}{3} \right)^{3/4} = t \frac{4,5 \sqrt{t}}{\nu^{1/4}}.$$

По этой формуле время установления равновесия сравнялось бы с  $t$  при  $t \sim \sqrt{\nu}/20 \sim 0,5$  (при  $\nu \sim 100$ ), но мы не вправе рассматривать  $t < t_1 = 6,5$  (все в гравитационных единицах). Таким образом, установление равновесия в данном случае не гарантировано поскольку при  $t > t_1$ ,  $\tau > t$ .

В принципе не исключено при этом, что плотность энергии гравитонов на ранней стадии может быть и больше равновесной; неустановление равновесия в этом случае означает, что она и останется навсегда больше равновесной. Такая ситуация возможна, в частности, при коллективных механизмах рождения гравитонов за счет макроскопических движений вещества.

Если все же принять, что гравитоны находятся в равновесии на определенной ранней стадии и лишь позже «отрываются» от частиц, их современная плотность связана с плотностью электромагнитного излучения через величину  $\nu$  в момент отрыва. Можно показать (с учетом последующего распределения энергии между нейтрино,  $\gamma$  и  $e^\pm$ ; см. выше), что сегодня

$$\varepsilon_g = \left[ \frac{18}{11(\nu-1)} \right]^{3/4} \varepsilon_\gamma < (0,1 \div 0,02) \varepsilon_\gamma.$$

\*) Отметим, что М. А. Марков (Suppl. Progr. Theor. Phys., Comm. Iss. Yukawa, 1965, стр. 85), ЖЭТФ 51 (9), 878 (1966) предполагает, что существуют элементарные частицы с массой порядка  $m_g$  — максимоны, и ставит вопрос, не являются ли кварки такими частицами.

\*\*) R. N a g e d o r n (Nuovo Cimento Suppl. 3 (2), 147 (1965)) рассматривает возбужденные состояния нуклонов и мезонов как статистически независимые частицы и при этом приходит к выводу, что с ростом  $T$  неограниченно растет  $\nu$ . Отсюда следует, что асимптотически рост  $T$  замедляется. Он полагает, что максимальная температура  $T$  порядка  $150 M_{\text{эв}}$  ( $1,5 \cdot 10^{12}$  °K). Эти соображения развиты им в связи с теорией столкновения космических лучей максимальной энергии. Приводя для справок ссылку на эту статью, автор не считает результат ее убедительным, так как предположение о статистически независимых и не взаимодействующих частицах вряд ли применимо при большой плотности энергии.

\*\*\*) Там же см. ссылки на предыдущие работы по теории рождения гравитонов.

## 8. МЕЖГАЛАКТИЧЕСКАЯ СРЕДА

Важнейшая работа по физике межгалактической среды — это работа В. Л. Гинзбурга и Л. М. Озерного «О температуре межгалактического газа» (Астрон. ж. 42 (5), 943 (1965)). Задаваясь, как известной, современной плотностью вещества  $(1 \div 2) \cdot 10^{-29}$  и зная, что усредненная по всему объему плотность вещества в галактиках значительно меньше, авторы анализируют ситуацию, в которой основная масса вещества находится именно в межгалактическом газе. В статье даются и ссылки на более ранние работы по этому вопросу.

Основные выводы статьи: газ практически полностью ионизован, кинетическая температура электронов и ядер лежит в пределах  $10^5 - 10^6$  °К; основным механизмом нагрева являются взрывы галактик, а также диссипация энергии космических лучей через плазменные колебания; основной механизм охлаждения в настоящее время — не излучение, а адиабатическое охлаждение при общем космологическом расширении.

Подтверждением этих взглядов явилось обнаружение нейтрального водорода по поглощению линии  $L_{\alpha}$  ( $1S \rightarrow 2P$ ) в спектре далекого квазара 3C-9 (см. J. E. Gunn, B. A. Peterson, *Astrophys. J.* 142, 1634 (1965)). Согласно данным авторов, поглощение соответствует плотности нейтрального водорода  $6 \cdot 10^{-34}$  г/см<sup>3</sup> в период, когда общая плотность была в 27 раз больше современной, т. е.  $\sim 5 \cdot 10^{-28}$  г/см<sup>3</sup>.

Доля нейтрального водорода  $(1 \div 2) \cdot 10^{-7}$  от ионизованного согласуется с представлениями Гинзбурга и Озерного.

Рентгеновское излучение горячего ионизованного газа рассмотрено в работе: G. B. Field, R. C. Henry, *Astrophys. J.* 140, 1002 (1964).

Сопоставление результатов с измерениями рентгеновского фона показывает, что температура газа не превышает  $(2 \div 3) \cdot 10^6$  °К. Новые измерения Фридмана имеются лишь в форме препринта, они мало меняют эту оценку. Необходимы измерения в области более длинных волн (40–100 Å).

Отметим ряд работ, содержащих предложения, касающиеся возможностей дальнейшего исследования межгалактической среды.

В работе Н. С. Кардашева и Г. Б. Шоломицкого (Астрон. циркуляр № 336 (1965)) отмечено, что при предполагаемой плотности электронов в ионизованном газе комптоновское рассеяние дает оптическую толщину порядка 1 для объектов с красным смещением  $z = \Delta\lambda/\lambda_0 = 6$ . К сожалению, комптоновское рассеяние спектрально неспецифично, доказать наличие такого рассеяния нелегко.

Интересное предложение выдвинули F. T. Haddock, D. W. Sciamia (*Phys. Rev. Letts.* 14 (25), 1007 (1965)). Свободные электроны в межгалактическом пространстве влияют на скорость распространения радиоволн. (В принципе они влияют и на скорость света, но влияние обратно пропорционально квадрату частоты волны.)

Если квазар дает всплеск излучения одновременно на всех длинах волн, то к нам придет пучок волн растянутый, с отстающими низкими частотами. Это в принципе дает возможность найти концентрацию электронов. Переменность далекого источника СТА-102 (с красным смещением  $\Delta\lambda/\lambda_0 = 1$ ) обнаружил Г. Б. Шоломицкий (Астрон. цирк. № 359, 5.3. 1966). Однако, по его расчетам, соотношение между длиной волны и периодом здесь не подходит для определения дисперсии радиоволн.

В заметке и препринтах Бакалла и Сальпетера (*Astrophys. J.* 142 (4), 1677 (1965)) рассматривается возможность обнаружения различных атомов и ионов в межгалактическом пространстве по поглощению. В недавней работе Р. А. Сюняева (Астрон. ж. 43 (5) (1966)) специально анализируется вопрос об обнаружении гелия, содержание которого должно составлять 30% от водорода.

Гелий заметно влияет на тепловой баланс газа, что ранее качественно отметил Л. М. Озерной и исследовал Р. А. Сюняев.

Излучение горячего газа и взаимодействие его с квантами рассматривала Kaufman (*Nature* 207, 736 (1965)). Гораздо подробнее оно рассмотрено в работе R. Weyman'a, имеющейся в виде препринта. К моменту выхода данной статьи, вероятно, уже появятся в печати статьи Веймана в «*Astrophysical Journal*» и «*Physics of Fluids*». В последней рассматривается излучение квантов и изменение их частоты при рассеянии на движущихся электронах. Последняя статья в значительной мере повторяет работу советского автора (видимо, не замеченную Вейманом) А. С. Компанейца «Об установлении равновесия между излучением и ионизованным газом» (ЖЭТФ 31, 877 (1956), перевод: JETP 4, 730 (1957)).

\* Заметим, что в препринте Бэрбеджей и Линдса (Kitt Peak Observatory, 1 марта 1966 г.) в спектре аналогичного объекта 3C-191 отмечено лишь поглощение облаком (или оболочкой) газа около квазара. Авторы отмечают большую трудность наблюдений такого типа и ставят под сомнение упомянутые выше результаты.

На симпозиуме в Бюракане как авторы препринта, так и Оки убедительно доказывали, что для плотности нейтрального водорода можно дать лишь неравенство — она по крайней мере в 3–4 раза меньше, чем дают Гани и Петерсен.

Общий вывод Веймана сводится к тому, что понижившийся горячий газ не может заметно изменить спектр реликтового излучения в той области спектра, где реликтовое излучение превосходит излучение дискретных источников — звезд и радиогалактик.

Подчеркнем, что энергетические оценки исключают возможность существенного отклонения температуры электронов от температуры реликтового излучения на ранней стадии, когда плотность последнего велика.

Реликтовые кванты должны взаимодействовать с быстрыми электронами космических лучей, замедляя их; за счет «обратного комптон-эффекта» при этом должны рождаться оптические и рентгеновские (в зависимости от энергии электронов) кванты.

А. И. Никитов (ЖЭТФ 41, 549 (1961)), П. Г. Гольдрейх и П. Моррисон (ЖЭТФ 45, 344 (1963)) рассматривали взаимодействие космических гамма-лучей с фотонами с рождением пар  $\gamma + \gamma = e^+ + e^-$ . Как показали I. V. Lelley (Phys. Rev. Letts. 16, 479 (1966)), а также R. I. Gould, G. Schreder, Phys. Rev. Letts. 16, 252 (1966), реликтовое излучение весьма эффективно взаимодействует с квантами с энергией  $10^{15} - 10^{16}$  эв, уменьшая их пробег до 3000 парсек, что значительно меньше размера нашей Галактики. Наконец, в статье Грейзена «Конец спектра космических лучей» (K. Greisen, Phys. Rev. Letts. 16, 748 (1966)) показано, что взаимодействие протонов с реликтовыми квантами круто обрывает спектр космических лучей при энергии  $10^{20}$  эв. Независимо, хотя и позже, подробные вычисления проводили Г. Т. Зацепин и В. А. Кузьмин (см. статью «О верхней границе спектра космических лучей», Цисья ЖЭТФ 4 (3), 114 (1966)).

### 9. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И РАЗВИТИЕ ФЛУКТУАЦИЙ

По общей концепции неустойчивости однородного распределения вещества в расширяющейся Вселенной отсылаем читателя к работам: J. Jeans, Astronomy and Cosmology, Cambridge Univ. Press, London and New York, 1929, стр. 345; Phil. Trans. Roy. Soc. A199, 1 (1929); Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ 16, 587 (1946); Вонног, Month. Not. 117, 104 (1957); Я. Б. Зельдович, Вопросы космогонии 9, 240 (1965); УФН 80 (3), 357 (1963); И. Д. Новиков, ЖЭТФ 46, 686 (1964); Я. Б. Зельдович, Advances Astron. and Astrophys. 3, 241 (1965).

Эта общая концепция заключается в том, что в зависимости от масштаба возмущения (его длины волны  $l$  или охваченной им массы  $M$ ) либо преобладает упругость

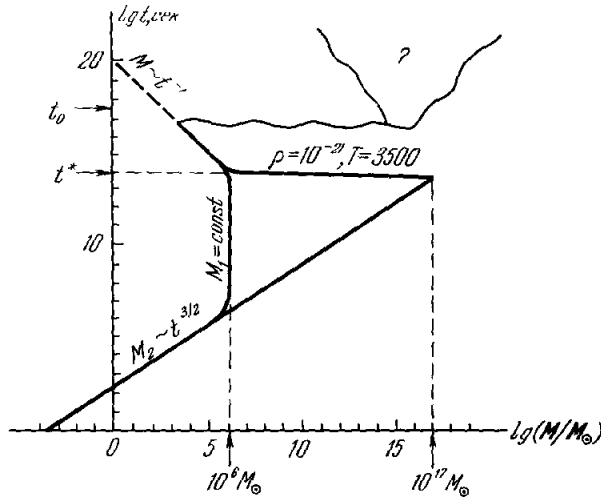


Рис. 6.

вещества, выравнивающая при  $l < l_D$ ,  $M < M_D$  возмущение плотности, либо преобладает сила тяготения, усиливающая возмущение при  $l > l_D$ ,  $M > M_D$ . Критические размер и масса  $l_D$ ,  $M_D$  называются «джинсовскими».

В горячей модели важнейшую роль играет давление излучения. С учетом той зависимости температуры и плотности от времени, которая вытекает из механики расширения, можно составить диаграмму рис. 6, на которой дана зависимость  $M_D$  от времени. К этой диаграмме нужны комментарии.

Под «массой» ниже всегда подразумевается масса барионов и электронов в данном объеме, т. е. величина, сохраняющаяся несмотря на изменение энергии квантов или

их уход из рассматриваемой области пространства, содержащей данные барионы. При составлении диаграммы принято для сегодняшнего состояния  $T_0 = 3^\circ$ ,  $\rho_0 = 10^{-29} \text{ г/см}^3$ .

Линия  $M_2 \sim t^{3/2}$  соответствует сжатию «вещества» вместе с излучением; возникающий при этом перепад давлений максимален. В уравнениях движения учитывается вес излучения. Критическая масса  $M_2$  растет, достигая  $10^{17} M_\odot$  при  $t = t^* = 10^{14} \text{ сек}$ ,  $\rho = 10^{-21} \text{ г/см}^3$ , и после этого остается постоянной.

Продолжать эту линию дальше, за  $t > 10^{14} \text{ сек}$ , не следует, так как в ходе расширения достигается температура ниже  $3500^\circ$ , происходит рекомбинация водорода, нейтральные атомы не взаимодействуют с излучением. Поэтому сплошная линия продолжена так, что область устойчивости (с учетом излучения) оказывается замкнутой. Существует другой тип возмущений, при котором в пространстве неоднородна плотность «вещества», тогда как плотность излучения остается постоянной. Такие возмущения можно назвать изотермическими, а еще лучше назвать их энтропийными, так как  $S \sim T^3/\rho_m$  и при переменном  $\rho_m$  переменна также  $S$ . Росту возмущений противодействует только градиент газового давления  $p_m = RT\rho_m$ , которое гораздо меньше давления излучения \*).

Соответственно гораздо меньше и критическая джинсовская масса  $M_1$ , которая не зависит от времени при  $10^{14} \text{ сек} > t > 10^6 \text{ сек}$ .

Однако пока вещество понижено и плотность излучения велика, возмущения энтропийного типа с  $M > M_1$  хотя и растут, но чрезвычайно медленно: ведь для роста возмущений нужен процесс движения вещества относительно квантов, взаимодействия с квантами затрудняет его.

Практически можно считать такие возмущения замороженными. Это отмечают Р. J. E. Peebles (Astron. J. 142 (4), 1317 (1965)) и Л. М. Озерной (Труды симпозиума «Переменные звезды и звездная эволюция», Москва, 1966, Диссертация, ГАИШ, 1966). Быстрый рост происходит после  $t^* = 10^{14} \text{ сек}$ .

Полная картина развития неоднородностей, рождения галактик и т. п. находится сейчас в процессе становления. Диаграмма рис. 6 чрезвычайно важна для этой картины. На диаграмме надо еще отметить увеличение  $M_D$  после нового нагрева и ионизации водорода (выше  $t = 10^{14} \text{ сек}$  волнистая линия). Отмечу в этой связи работы Л. М. Озерного (Труды указанного симпозиума) и А. Д. Дорошкевича, И. Д. Новикова, Я. Б. Зельдовича (Астрон. ж. 43 (4) (1966)).

Однако наряду с вопросом об областях неустойчивости нужны предположения о начальных амплитудах возмущений разных типов и разных длин волн. Цитированные выше работы можно назвать феноменологическими: в них более или менее правдоподобные функции амплитуд выбираются из сопоставления с опытом.

Первая попытка дать теорию начальных амплитуд на основе «первых принципов» принадлежит А. Д. Сахарову (ЖЭТФ 49, 345 (1965)). Работа относится к холодной модели и вряд ли правильна буквально, но метод подхода, возможно, будет иметь значение и впредь.

До сих пор нет реальных попыток рассмотрения перехода Вселенной через особенность. Об отмеченных в основном тексте трудностях, связанных с предположением о раннем образовании больших возмущений (тел, находящихся под своим гравитационным радиусом), см. статью Зельдовича и Новикова в Астрон. ж. 43 (4) (1966).

\*) Общая классификация адиабатических и изотермических возмущений восходит, по-видимому, к А. И. Лебединскому (Вопросы космогонии 2, 5 (1954)) и Л. Э. Гуревичу (Вопросы космогонии 3, 94 (1954)). Соображения о различной скорости их роста см. в статье Я. Б. Зельдовича, И. Д. Новикова (УФН 86 (3), 447 (1965)).