

принципу в ней (§§ 10 и 11) рассмотрены и некоторые другие предложения, выходящие за рамки стандартной теоретической физики, даже если они не связаны прямо с сингулярностью. К этим предложениям относится прежде всего «теория стационарного состояния» (Steady State Theory) и теория «С-поля», развитые Хойлом и др. (§ 10). Рассмотрен так называемый принцип Маха — гипотеза прямого влияния всей Вселенной на каждое локальное явление. Конкретное проявление этой связи Дирак усматривает в численных совпадениях между локальными физическими константами и величинами, характерными для Вселенной как целого.

В § 12 рассматриваются некоторые обобщения ОТО и возможное космологическое значение этих обобщений.

В § 13 рассматриваются экзотические модели Вселенной с необычной топологией. Интересные идеи по некоторым затронутым вопросам читатель найдет, например, в книгах Уилера (1968), Шамы (1971), Вайнберга (1972). О новых явлениях в связи с современной теорией элементарных частиц см. Киржниц, Линде (1974), Зельдович, Кобзарев, Окунь (1974).

В заключение этих вводных замечаний авторы хотят еще раз подчеркнуть свою позицию.

Мы глубоко убеждены, что в необычных условиях вблизи космологической сингулярности должны видоизменяться не только известные фундаментальные физические законы, но и такие физические понятия, как метрическое непрерывное пространство-время и т. п., и мы излагаем в этой главе попытки анализа таких видоизменений, в том числе и наши собственные попытки.

Мы полагаем, что вне таких экзотических условий в диапазоне различных физических параметров, достигнутых в лаборатории или надежно проверенных исследованиями ближайшего космоса, фундаментальные физические законы общеприменимы для описания эволюции Вселенной [см. Гинзбург (1971)]. Теории, основывающиеся на других предпосылках, критикуются в данной главе.

§ 2. Космологические следствия теории Хагедорна

Для теории Хагедорна (§ 4 гл. 6) характерны две особенности:

1) максимум температуры порядка $kT \sim m_{\kappa} c^2$, $T_{\max} \sim (1-2) \times 10^{12}$ °К;

2) «мягкое» уравнение состояния, $P \ll \epsilon$, при температуре, приближающейся к максимуму.

При температуре ниже T_{\max} , т. е. при $T < 5 \cdot 10^{11} - 10^{12}$ °К, термодинамические свойства не отличаются от свойств обычной теории, рассматривающей конечное небольшое число сортов частиц. Таким образом, теория нуклеосинтеза и теория реликтового излучения остаются без изменения. Однако есть и проблемы, зависящие от того, был ли период, когда $T > T_{\max}$.

Первая особенность существенна для вопроса о количестве кварков или партонов, остающихся после охлаждения. Если принять массу кварка M_q , то при T_{\max} доля свободных кварков в равновесии (по отношению ко всем частицам) порядка

$$\exp\left(-\frac{M_q}{kT_{\max}}\right) \sim \exp\left(-\frac{M_q}{M_\pi}\right).$$

Следовательно, при достаточно большой массе кварка (или партона), $M_q > 50m_\pi$, $M_q > 7M_p$, начальное равновесное количество кварков меньше того, которое в обычной теории (где $T \rightarrow \infty$, $\frac{M_q}{kT} \rightarrow 1$ вблизи сингулярности) имеется после закалки. На это обстоятельство указывают Фраучи, Стейгман, Бакалл (1972).

Если бы опыты на ускорителе или в космических лучах доказали существование стабильных тяжелых свободных кварков, а поиски остановившихся кварков подтвердили бы отношение $\frac{Q}{B} \ll 10^{-9}$, то теория Хагедорна явилась бы якорем спасения современной космологии. Однако, как уже отмечалось, стабильные тяжелые кварки не обнаружены, и, следовательно, это предсказание теории Хагедорна повисает в воздухе. Отсутствие холодных кварков в такой ситуации не является подтверждением теории Хагедорна. Заметим, что и логически теория Хагедорна плохо согласуется с гипотезой кварков; если барионы состоят из кварков, то резонансы — возбужденные состояния барионов — нельзя рассматривать как независимые, невзаимодействующие частицы.

Обратимся ко второй особенности. Изменение уравнения состояния вблизи сингулярности несколько меняет закон расширения, зависимость плотности и радиуса от времени. Однако при фиксированных сегодняшних значениях плотности и параметра Хаббла все изменения строго локализованы в области $T \sim T_{\max}$, никаких изменений на стадии нуклеосинтеза и рекомбинации не происходит.

Может ли теория Хагедорна менять картину развития возмущений?

В термодинамической теории равновесных возмущений давление и упругость $\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} = b^2\right)$, где b — скорость звука) существенны. Именно градиент давления $\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} = b^2 \frac{\partial \rho}{\partial x}$ препятствует возникновению флуктуаций плотности. При заданной, равной kT , энергии каждой акустической моды в термодинамическом равновесии соответствующее отклонение плотности от среднего значения обратно пропорционально скорости звука. Следовательно, термодинамические флуктуации в теории Хагедорна существенно больше (в пределе $\rho \rightarrow \infty$ в бесконечное число раз) по сравнению с теорией невзаимодействующих частиц.

В космологии, однако, нет условий для осуществления термодинамического равновесия флуктуаций на ранней стадии.

Более естественная постановка вопроса заключается в задании начального возмущения метрики. Напомним, что, согласно решению Лифшица (см. § 3 гл. 11), вблизи сингулярности возмущение метрики остается постоянным, не обращается ни в нуль, ни в бесконечность.

Этот период длится до тех пор, пока $bt < \lambda$ и $\frac{\delta\rho}{\rho} < 1$. Так как $b < c$

во всяком случае возмущение метрики постоянно, пока между соседними участками (например, максимумом и минимумом плотности) нет обмена информацией. Этот результат мы формулировали ранее так, что в этом периоде отдельные участки возмущенного фридмановского решения развиваются независимо, сохраняя свою метрику. Крайняя оценка $\lambda > ct$ (со скоростью света вместо скорости звука) справедлива при любом уравнении состояния.

Найдем характерную длину волны в момент, когда уравнение состояния Хагедорна сливается с обычным, $P = \varepsilon/3$. В этот момент $T \approx 10^{12}$ °К, $t = 10^{-4}$ сек, $n_b = 10^{24}$ см⁻³, число частиц в объеме $N = n(ct)^3 = 3 \cdot 10^{33}$, масса возмущенной области $M = 10^{-23} M_\odot$, т. е. масса возмущенной области ничтожна! Но для всякой большей массы данное возмущение метрики доживет, не изменяясь, до того периода, когда все резонансы аннигилируют и распадутся, т. е. до того, как исчезают эффекты, характерные для теории Хагедорна. Вопросы образования галактик и флуктуаций реликтовой температуры суть те вопросы, в которых теория возмущений связана с наблюдениями. В этой области можно быть уверенным, что теория Хагедорна не изменяет выводов, сделанных ранее.

§ 3. Космологические выводы из теории Омнеса

Теория Омнеса (см. § 3 гл. 6) с самого начала возникла как космологическая теория. Автор поставил задачу объяснить структуру Вселенной (ее деление на галактики, скопления галактик) неустойчивостью горячей адронной плазмы, без каких-либо произвольных предположений о начальных возмущениях метрики плотности или барионного заряда! Предполагается зарядово-симметричная Вселенная, структура которой на современном этапе соответствует разбиению на области, содержащие вещество, и области, содержащие антивещество.

В настоящее время отнюдь не доказано само существование неустойчивости симметричной ($B = \bar{B}$) горячей плазмы, лежащее в основе теории Омнеса*). Но и при наличии неустойчивости последовательное рассмотрение следующих стадий приводит, по-видимому, к выводам, не согласующимся с наблюдениями: масса отдельных

*) Напоминаем критическую работу Богдановой и Шапиро (1974).