ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Ֆիզիկա-մաթեմատ. գիտություններ XV, № 1, 1962 Физико-математические науки

ФИЗИКА

Г. С. Саакян

О сверхплотном состоянии материи во вселенной

§ 1. Термодинамические функции

В настоящее время можно считать бесспорным фактом, что статические модели вселенной не соответствуют действительности [1]. Радиус кривизны пространства со временем изменяется. Имеются две основные модели мира: закрытая и открытая. По закрытой модели вселенная то сжимается, то расширяется регулярно возвращаясь в состояние наименьшего объема, а по открытой модели она, начиная с некоторого наисжатого состояния, все время расширяется. Астрономические данные о значении средней плотности материи во вселенной пока что недостаточно точны, чтобы сделать определенный выбор между этими моделями. Но одно можно считать достоверным, что в настоящее время мы живем в эпоху расширения. Для однородной изотропной модели Фридманом было установлено наличие сингулярного решения с нулевым объемом пространства в начале времени. Однако, этот результат подвергался критике, как в прошедшие годы, так и совсем недавно [2—6]. Действительно, с чисто физической точки зрения, трудно представить такое состояние вселенной, при котором объем пространства равняется нулю. По-видимому объем пространства в начале расширения должен иметь некоторое малое, но отличное от нуля, значение.

Ниже мы исследуем некоторые физические свойства материи, предполагая, что в начале расширения плотность энергии во вселенной была порядка ядерной плотности и выше. В работе [7] было показано, что при таких концентрациях энергии материя состоит из газа (или жидкости) элементарных частиц. В упомянутой работе исследовались свойства газа элементарных частиц в предположении, что он образует отдельное небесное тело (Гиперонная звезда), не являющееся вполне замкнутой системой. Поставим перед собой задачу: исследовать свойства газа элементарных частиц, образующего замкнутую систему. Разумеется такой идеально замкнутой системой является лишь вселенная, взятая в целом. Мы будем исходить из общих принципов термодинамики равновесных систем. Строго говоря, законы термодинамики нельзя применить к описанию состояния материи во вселенной, так как оно со временем изменяется. Предположим, что это изменение состояния материи, обусловленное расширением или сжатием пространства, достаточно медленное—настолько медленное, что если не во всем пространстве, то хотя бы в отдельных его областях успевает установиться квазиравновесное состояние. При этом нужно иметь в виду, что в рассматриваемых физических условиях (большие плотности) всевозможные возмущения распространяются со скоростью, близкой к скорости света. Это обстоятельство облегчит быстрое восстановление состояния равновесия, нарушенного расширением (сжатием) вселенной. Таким образом, предполагается, что время существенных изменений радиуса кривизны пространства достаточно мало по сравнению с временем релаксационных процессов.

Итак, допустим, что плотности энергии настолько высоки ($\rho > 10^3$ *эрг см*$^{-3}$), что вещество состоит из газа элементарных частиц. Для установления общих термодинамических соотношений, конкретное значение списка элементарных частиц пока что не требуется. Важно лишь то, что в рассматриваемом газе представлены все группы элементарных частиц: барионы, лептоны и бозоны. Далее, мы считаем, что при любых плотностях газ является идеальным. Конечно, это предположение связано с определенными ошибками*, но наши знания в настоящее время не позволяют корректно учитывать энергию взаимодействия частиц при достаточно больших (выше ядерной) плотностях.

Начнем с рассмотрения термодинамических функций. Термодинамический потенциал для фермионов определяется формулой ([8], стр. 176)

$$\Omega_k = -\frac{V\chi T}{\pi^2\hbar^3}\int_0^\infty \ln\left[1+e^{(\mu_k-E_k)/\chi T}\right]p^2dp. \qquad (1.1)$$

где k отмечает сорт частиц, $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π, χ — постоянная Больцмана, $E_k = c(m_k^2c^2+p^2)^{1/2}$ — энергия частиц, μ_k — химический потенциал и V — объем некоторой части пространства. Интегрируя (1.1) по частям, находим

$$\Omega_k = -\frac{V(\chi T)^4}{3\pi^2c^3\hbar^3}\int_{z_k}^\infty \frac{(z^2-z_k^2)^{3/2}\,dz}{e^{z-\mu_k/\chi T}+1} = -VT^4 f(z_k, x_k), \qquad (1.2)$$

где $z_k = m_kc^2/\chi T$ и $x_k = \mu_k/T$.

Энтропия равна

$$S_k = -\left(\frac{\partial\Omega}{\partial T}\right)_{V,\mu_k} = V(4T^3f - T^2\mu_k f_k' - T^3 z_k \dot{f}_k), \qquad (1.3)$$

где $f_k = f(z_k, x_k)$, точка означает дифференцирование по z_k, а штрих — дифференцирование по x_k.

Число частиц равно

* Если все виды барионов между собою взаимодействуют одинаковым образом, то в рассматриваемых здесь вопросах допущение об идеальности газа не влечет за собой ошибок. Ошибки возникают лишь тогда, когда взаимодействие разное.

$$n_k = -\left(\frac{\partial\Omega}{\partial\mu_k}\right)_{V,T} = VT^3 f_k'. \tag{1.4}$$

Нам нужно определить также энергию. Она равна

$$E_k = \frac{V}{\pi^2 h^3} \int\limits_0^\infty \frac{E_k(p)\, p^2 dp}{e^{(E_k-\mu_k)/\lambda T}+1} = VT^4 (3f_k - z_k f_k'). \tag{1.5}$$

Приведенные формулы относятся как к барионам, так и к лептонам. Однако, чтобы четко отличить эти частицы друг от друга и облегчить запись дальнейших формул, мы используем обозначение f_k для барионов. Соответствующую функцию для лептонов обозначим через $\psi(z_k, x_k) = \psi_k$. Ясно, что f_k и ψ_k — одни и те же функции и отличаются лишь своими аргументами z_k и x_k.

Для частиц, принадлежащих к группе бозонов, термодинамический потенциал равен

$$\Omega_k = -\frac{V(\lambda T)^4}{3\pi^2 c^3 h^3} \int\limits_{z_k}^\infty \frac{(z^2 - z_k^2)^{3/2} \cdot dz}{e^{z-\mu_k/\lambda T}-1} = -VT^4 \cdot \varphi_k, \tag{1.6}$$

где $\varphi_k = \varphi(z_k, x_k)$, а z_k и x_k имеют прежний смысл. Мы не будем выписывать формулы для энтропии, числа частиц и энергии бозонов. Формально эти формулы те же самые, что и в случае фермионов и вопрос сводится лишь к замене f_k функцией бозонов φ_k. В случае фотонов $z_\gamma = 0$, $E_\gamma = -3\Omega_\gamma$, а функция φ_γ является постоянным числом, конечно, если заранее считать что $\mu_\gamma = 0$.

Термодинамические функции для античастиц выражаются теми же функциями (1.1)–(1.6), только в них под μ_k нужно понимать химический потенциал античастиц, который иногда мы обозначаем через $\tilde{\mu}_k$. При необходимости это обозначение с тильдой над буквами мы будем употреблять и для других величин, принадлежащих античастицам. γ—кванты и π^0—мезоны не имеют античастиц, точнее в этом случае понятия частиц и античастиц совпадают. Далее, частицами считаются электрон, μ^- и π^-—мезоны. Соответственно позитрон, μ^+ и π^+—мезоны являются античастицами.

§ 2. Вариационный принцип

Теперь наша задача состоит в том, чтобы выяснить, в каком состоянии находится материя при заданной плотности энергии (или эквивалентной ей плотности массы). Это значит мы должны выяснить, какие частицы имеются в среде, какие значения имеют их концентрации и температура при заданном значении объема и массы замкнутой системы, если состояние ее близко к термодинамически равновесному? Такая постановка вопроса вполне законна. Действительно, в каждый данный момент времени во вселенной должно существовать вполне определенное распределение энергии по ее разновидностям. Значение же температуры среды однозначно определяется энергией бозонов. Очевидно, в разные периоды жизни вселенной это распределение энергии по ее разновидностям будет разное. В этой статье нас интересует состояние материи во вселенной в тот период ее жизни, когда плотность энергии достаточно высока. А именно, мы предполагаем такие плотности масс, при которых материя существует в виде газа из элементарных частиц. Для решения этой задачи мы исходим из следующих общих принципов.

1. Разность чисел барионов и антибарионов во вселенной сохраняется (закон сохранения числа барионов). Учитывая (1.4) для этого числа получаем

$$n_b = VT^3 \sum_k b_k \cdot f_k', \tag{2.1}$$

где V — объем вселенной или некоторой ее части (напомним, что за основу принимается однородная изотропная модель вселенной), b_k — барионный заряд k-ой частицы. Для всех барионов $b_k = 1$, а для всех антибарионов $b_k = -1$. Суммирование подразумевается по всем барионам и антибарионам.

2. Разность чисел лептонов и антилептонов во вселенной является постоянным числом (закон сохранения лептонов). Для разности чисел лептонов и антилептонов из (1.4) имеем

$$n_l = VT^3 \sum_k l_k \psi_k', \tag{2.2}$$

где l_k — лептонный заряд k-ой частицы. Для всех лептонов значение l_k равняется плюс единице, а для всех антилептонов—минус единице.

3. Электрический заряд вселенной (а также ее отдельных областей) равняется нулю (закон сохранения заряда). Это условие можно записать в виде

$$e = VT^3 \left(\sum_k e_k f_k' + \sum_k e_k \psi_k' + \sum_k e_k \varphi_k' \right) = 0, \tag{2.3}$$

где e_k — заряд k-ой частицы. Для барионов, лептонов и бозонов e_k может иметь значения -1, 0, $+1$. Заряды частицы и соответствующей античастицы имеют противоположные знаки $\bar{e}_k = -e_k$.

4. В данный момент времени, когда объем V (или, в случае однородной изотропной модели, радиус кривизны пространства) можно считать заданным, перераспределение энергии по своим возможным разновидностям (не считая энергии гравитационного поля) происходит с сохранением собственной энергии материи. Под собственной энергией подразумевается энергия материи (без гравитационого поля), измеренная в собственной системе отсчета.

Нужно иметь в виду, что сохранение собственной энергии имеет место лишь для заданного объема (заданного времени) вселенной. С течением времени радиус кривизны пространства изменяется, вследствие чего собственная энергия материи уже не сохраняется. Однако, в этом случае остается постоянной сумма энергий материи и гравитационного поля.

Учитывая (1.5), для собственной энергии системы получаем

$$E = VT^4\left[\sum_k (3f_k - z_k\dot{f}_k) + \sum_k (3\psi_k - z_k\dot{\psi}_k) + \sum_k (3\varphi_k - z_k\dot{\varphi})\right]. \quad (2.4)$$

Последний закон, который мы хотим теперь сформулировать, касается поведения энтропии.

5. Мы считаем, что состояние материи во вселенной близко к равновесному, поэтому полная энтропия системы должна иметь максимальное значение. Согласно (1.3) энтропия системы равна

$$S = V\Big\{\sum_k (4T^3 f_k - T^2\mu_k f'_k - T^3 z_k \dot{f}_k) +$$

$$+ \sum_k (4T^3\psi_k - T^2\mu_k\psi'_k - T^3 z_k\dot{\psi}_k) + \sum_k (4T^3\varphi_k - T^2\mu_k\varphi'_k - T^3 z_k\dot{\varphi}_k)\Big\}. \quad (2.5)$$

Итак, нам предстоит определить относительный максимум функции (2.5) при дополнительных условиях (2.1) — (2.4). Как известно, в этом случае задача сводится к нахождению экстремума следующей функции

$$\Phi = V\Big\{\sum_k (4T^3 f_k - T^2\mu_k f'_k - T^3 z_k\dot{f}_k) + \sum_i (4T^3\psi_i - T^2\mu_i\psi'_i - T^3 z_i\dot{\psi}_i) +$$

$$\sum_j (4T^3\varphi_j - T^2\mu_j\varphi'_j - T^3 z_j\dot{\varphi}_j) + \lambda_1 T^3 \sum_k b_k f'_k + \lambda_2 T^3 \sum_i l_i \psi'_i +$$

$$+ \lambda_3 T^3\Big(\sum_k e_k f'_k + \sum_i e_i\psi'_i + \sum_j e_j\varphi'_j\Big) + \lambda_4 T^4\Big[\sum_k (3f_k - z_k\dot{f}_k) +$$

$$+ \sum_i (3\psi_i - z_i\dot{\psi}_i) + \sum_j (3\varphi_j - z_j\dot{\varphi}_j)\Big]\Big\}, \quad (2.6)$$

где λ_1, λ_2, λ_3 и λ_4 — неопределенные множители Лагранжа. Эти постоянные могут зависеть от тех значений концентраций частиц и температуры, которые присущи состоянию термодинамического равновесия. При этом нужно иметь в виду, что для заданного равновесного состояния концентрацая частиц и температура являются вполне определенными величинами.

Объем пространства мы считаем фиксированным, поэтому переменными, по которым нужно варьировать функцию Φ, являются концентрация частиц N_k, концентрация античастиц $\widetilde{N}_k$ и, может быть, еще температура T.

§ 3. Условия термодинамического равновесия

Для нахождения условного максимума энтропии мы должны приравнять нулю частные производные функции Φ по концентрациям частиц N_k. При вычислении производных нужно иметь в виду, что химический потенциал μ_k, помимо постоянных (масса, спин), характеризующих данный вид частиц, зависит также от N_k и температуры. Итак, дифференцируя (2.6) по N_k при постоянном объеме, температуре и концентрации остальных частиц, получаем

$$\frac{\partial\Phi}{\partial N_k}=VT\frac{\partial\mu_k}{\partial N_k}\left\{T(1+\lambda_4 T)(3f_k'-z_k f_k')+[-\mu_k+T(\lambda_1 b_k+\lambda_3 e_k)]f_k'\right\}=0,$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial N_l}=VT\frac{\partial\mu_l}{\partial N_l}\left\{T(1+T\lambda_4)(3\psi_l'-z_l\psi_l')+[-\mu_l+T(\lambda_2 l_l+\lambda_3 e_l)]\psi_l'\right\}=0,$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial N_j}=VT\frac{\partial\mu_j}{\partial N_j}\left\{T(1+T\lambda_4)(3\varphi_j'-z_j\varphi_j')+(-\mu_j+\lambda_3 e_j)\varphi_j'\right\}=0,$$

соответственно для барионов, лептонов и бозонов. Эти уравнения должны удовлетворяться тождественно при любых T и N_k, а это будет иметь место, если

$$\begin{aligned}&\mu_k-T(\lambda_1 b_k+\lambda_3 e_k)=0,\\&\mu_l-T(\lambda_2 l_l+\lambda_3 e_l)=0,\\&\mu_j+\lambda_3 e_j T=0,\\&1+\lambda_4 T=0.\end{aligned}\tag{3.1}$$

Эти уравнения вместе с (2.1)—(2.4) определяют множители λ_1, λ_2, λ_3, λ_4 и все необходимые условия термодинамического равновесия между различными компонентами в заданной точке пространства.

Имея в виду, что барионный, лептонный и электрический заряды для частиц и античастиц имеют противоположные знаки $\bar{b}_k=-b_k$, $\bar{l}_k=-l_k$, $\bar{e}_k=-e_k$, из первых трех уравнений (3.1) получаем

$$\bar{\mu}_k=-\mu_k. \tag{3.2}$$

Таким образом, при статистическом равновесии химические потенциалы частиц и античастиц равны друг другу с обратным знаком. Это положение давно известно в статистической физике. Соотношение (3.2) непосредственно следует из условия термодинамического равновесия в отношении реакции аннигиляции пары на γ—кванты и обратной реакции рождения пары γ—квантом, если иметь в виду, что химический потенциал последнего равняется нулю ($\mu_\gamma=0$).

Исключив из (3.1) постоянные λ_1, λ_2, λ_3 получим следующую систему уравнений

$$\mu_k = \mu_n \tag{3.3}$$

для нейтронных барионов (т. е. для Λ, Σ^0 и Ξ^0— гиперонов),

$$\mu_k + \mu_e = \mu_n + \mu_\nu \tag{3.4}$$

для положительно заряженных барионов (для протонов, Σ^+— гиперонов),

$$\mu_k + \mu_\nu = \mu_n + \mu_e \tag{3.5}$$

для отрицательно заряженных барионов (например, для Σ^- и Ξ^-— гиперонов),

$$\mu_\mu = \mu_e \tag{3.6}$$

для лептонов и, наконец,

$$\mu_k = \mu_j = 0 \quad \text{и} \quad \mu_k = \mu_{\pi^-} = \mu_e - \mu_\nu \tag{3.7}$$

соответственно для нейтральных и отрицательно заряженных бозонов. В написанных соотношениях индексы n, e и μ соответственно означают нейтрон, электрон и μ^-—мезон. Если бы мы имели несколько различных видов лептонов, то взамен (3.6) должны были написать $\mu_k = \mu_\nu$ для нейтральных и $\mu_k = \mu_e$—для отрицательно заряженных лептонов.

Соотношения (3.2)—(3.7) выражают условия статистического равновесия между различными компонентами вещества. Эти формулы можно было получить и из требования термодинамического равновесия между прямыми и обратными реакциями взаимного превращения компонентов вещества друг в друга. Однако, этот способ не лучше рассмотренного нами, так как для него требуется знание конкретного вида частиц, имеющихся в рассматриваемых физических условиях, а также знание возможных элементарных реакций взаимного превращения частиц. При получении же соотношений (3.2)—(3.7) требовался лишь факт наличия элементарных частиц, и больше ничего. Из физических соображений очевидно, что полученные соотношения являются не только необходимыми, но и достаточными условиями максимума (именно максимума, а не экстремума вообще) энтропии.

Соотношения между химическими потенциалами (3.2)—(3.7) вместе с уравнениями (2.1)—(2.4) полностью определяют концентрацию всех частиц и античастиц при термодинамическом равновесии. При этом нужно иметь в виду, что для каждой частицы имеется свое пороговое значение плотности материи [7]. Лишь при плотностях выше пороговой, соответствующая частица будет присутствовать в среде. Соответственно с этим уравнения (3.2) — (3.7) и (2.1) — (2.4) при плотностях материи ниже пороговой, для данной частицы дадут физически нелепый результат.

Теперь выясним вопрос о независимых параметрах, знание которых необходимо и достаточно для адекватного описания состояния замкнутой системы.

Химический потенциал данной частицы является функцией температуры и концентрации этой частицы. Учитывая это обстоятельство, мы легко можем выяснить число независимых переменных, описывающих состояние системы. Так, из (3.2) следует, что при заданном T концентрация античастицы однозначно определяется концентрацией соответствующей частицы. Далее, из (3.3) — (3.7) следует, что концентрации всех барионов, обладающих одинаковым электрическим зарядом, определяются концентрацией одного из них. Согласно (3.6) и (3.7) то же самое можно утверждать в отношении лептонов, а также бозонов. Согласно (3.7), плотность нейтральных бозонов определяется температурой, а плотность отрицательных бозонов — температурой и концентрацией лептонов. Наконец, следует учесть соотношения (3.4) и (3.5), из которых следует, что между тремя концентрациями положительных и нейтральных бозонов существуют две связи. Что же касается нейтральных и отрицательных лептонов, то между ними нет другой связи, кроме второго уравнения (3.7), которое мы уже учли.

Резюмируя вышеизложенное, мы приходим к заключению, что условия термодинамического равновесия (3.2) — (3.7) позволяют выразить концентрации всех частиц через температуру среды и концентрации трех из них. В качестве последних удобно брать концентрации нейтронов, электронов и нейтрино. К этим параметрам следует добавить объем пространства. Таким образом, в нашем распоряжении остаются пять независимых параметров. Однако, на самом деле не все эти параметры являются независимыми. Между ними имеются четыре связи. Эти связи нам дают законы сохранения полной энергии (включая энергию гравитационного поля), электрического заряда, барионного заряда (числа барионов) и лептонного заряда (числа лептонов) вселенной. Итак, в конечном счете остается одна независимая переменная, а именно, объем пространства. Таким образом, знание одного лишь объема или радиуса кривизны (в случае однородной изотропной модели) вполне достаточно для исчерпывающего описания состояния материи во вселенной, если она в каждый данный момент находится в состоянии термодинамического равновесия. Последнее предположение эквивалентно допущению, что изменение состояния материи происходит адиабатическим и обратимым образом.

Таким образом, электрический, барионный и лептонный заряды, а также масса являются теми основными параметрами, которыми характеризуется вселенная со всеми своими свойствами. Состояние же ее в отдельные моменты времени полностью определяется объемом. Уилером было высказано сомнение относительно строгого соблюдения закона сохранения числа барионов. Разумеется, нарушение этого закона неизбежно влечет за собою и нарушение закона сохранения числа лептонов. Не исключена возможность, что именно при чрезмерно больших плотностях материи, когда трудно представить индивидуальное существование отдельных элементарных частиц, произойдет такое нарушение этих законов. Однако, в настоящее время мы не имеем никакого экспериментального и теоретического основания для того, чтобы поверить такому утверждению.

Из статистической физики известно, что химический потенциал бозонов $\mu_k - m_k c^2$ обязательно должен быть отрицательным [8]. Сопоставление этого факта с (3.2) дает

$$-m_k c^2 < \mu_k < m_k c^2,$$
$$-m_k c^2 < \tilde{\mu}_k < m_k c^2, \qquad (3.8)$$

где μ_k—химический потенциал заряженных бозонов. Таким образом, химический потенциал бозонов в данном случае может иметь значения, находящиеся лишь в интервале $(-m_k c^2, m_k c^2)$.

Функция (2.6) была дифференцирована по всем переменным за исключением температуры. Можно показать, что варьирование по T не даст ничего нового. Частная производная Φ по T тождественно равняется нулю, если учесть соотношения (3.1). Причина этого состоит в том, что число нейтральных бозонов и температура являются эквивалентными переменными—задание одной из этих переменных однозначно определяет другую.

§ 4. Концентрации частиц

В предыдущем параграфе мы видели, что при термодинамическом равновесии состояние материи во вселенной можно считать известным, если задан объем пространства. Это значит, что состав материи и концентрации ее компонентов однозначно определяются одним лишь объемом. При этом предполагается, что число барионов, число лептонов и масса во вселенной являются известными постоянными числами. Однако, когда мы пытаемся определить значения концентраций различных частиц при больших плотностях, наталкиваемся на определенные трудности. Эти трудности обусловлены тем, что в настоящее время не имеется достоверных данных о числах барионов, лептонов и величине массы во вселенной. По-видимому современные астрономические данные о распределении веществ во вселенной позволяют приблизительно оценить число барионов и полную массу вселенной. Однако, положение с лептонами труднее. Для определения числа лептонов необходимо знать не только число электронов, но и число нейтрино и антинейтрино (число других, известных нам, лептонов в настоящее время во вселенной мало). Эту задачу можно считать совсем нерешенной. Имеются лишь оценки общей плотности энергии, связанной с нейтрино и антинейтрино [9, 10]. Ниже мы попытаемся обсудить некоторые возможности, которые может быть и не реализуются в природе.

Пусть температура среды настолько высока, что нейтринный и электронный газы вырождены и, кроме того, средняя тепловая энергия частиц больше собственной энергии электронов

$$\chi T > (3\pi^2)^{1/3} \cdot c \cdot h \cdot N_k^{1/3} > m_e c^2,$$

где N_k—плотность этих частиц. Тогда в среде будет присутствовать большое число электронных и нейтринных пар, так что числа частиц и античастиц мало отличаются друг от друга ($\tilde{N}_k \approx N_k$, $k = e, \nu$). Из условия приближенного равенства чисел частиц и античастиц следует, что $\tilde{\mu}_k \approx \mu_k$ ($k = e, \nu$), откуда, учитывая формулу (3.2), получаем

$$\tilde{\mu}_k \approx \mu_k \approx 0; \quad k = e, \nu. \tag{4.1}$$

(4.1) означает, что числа электронов и нейтрино, а также их античастиц определяются лишь температурой. Для концентрации частиц находим (см. [8], стр. 335)

$$\tilde{N}_k \approx N_k \approx 0{,}183 \left(\frac{\chi T}{ch}\right)^3, \quad k = e, \nu. \tag{4.2}$$

Из (3.6) и (4.1) следует, что $\tilde{\mu}_\mu \approx \mu_\mu = 0$. Следовательно, концентрации положительных и отрицательных μ-мезонов также определяются одной лишь температурой. Но для них зависимость от температуры не будет иметь такой простой вид, как в (4.2), если, конечно, χT не выше $m_\mu c^2$. То же самое утверждение относится также ко всем бозонам, поскольку в силу соотношения (4.1) химический потенциал π^--мезонов равняется нулю.

Условия термодинамического равновесия между барионами для обсуждаемого случая ($\mu_e = \mu_\nu = 0$) принимают весьма простой вид

$$\mu_k = \mu_n. \tag{4.3}$$

Таким образом, в рассмотренном варианте, число всех барионов определяется температурой и числом нейтронов. При плотностях материи, когда средние импульсы частиц порядка $m_k c$, концентрации всех барионов мало отличаются друг от друга.

Кратко обсудим другую возможность, которая может иметь место в мире. Может оказаться, что по мере сжатия вселенной, при достаточно высоких плотностях, температура среды окажется ниже температуры вырождения всех частиц

$$\chi T \ll (3\pi^2)^{1/3} \cdot ch N_k^{1/3}. \tag{4.4}$$

Это значит, что вся энергия гравитационного поля, выделенная при сжатии вселенной, и энергия электромагнитного излучения израсходуются на образование гиперонов и последующее заполнение уровней вырожденного газа элементарных частиц. Число античастиц в этом случае достаточно мало по сравнению с числом частиц.

Допустим, что для элементарных частиц верна модель Сакаты [11]. По этой модели основными (элементарными) частицами в группе барионов являются протон, нейтрон и Λ—гиперон, а остальные барионы, K и π— мезоны—вторичные образования от них. Тогда при достаточно больших плотностях энергии, сложные частицы распадутся и вещество будет состоять из смеси газов нейтронов, протонов, Λ-гиперонов, электронов, μ^-—мезонов и нейтрино. По-видимому, такой „химический“ состав установится при $p_k > m_k c$, где p_k— граничный импульс Ферми. В этом случае уравнения (2.1)–(2.3) и (3.3)–(3.6) можно переписать в виде

$$p_\Lambda \approx p_n \approx p_p + p_e - p_\nu, \tag{4.5}$$

$$p_\mu \approx p_e, \tag{4.6}$$

$$p_p^3 = p_\mu^3 + p_e^3, \tag{4.7}$$

$$p_n^3 + p_p^3 + p_\Lambda^3 = 3\pi^2 \hbar^3 N_b, \tag{4.8}$$

$$p_\nu^3 + p_\mu^3 + p_e^3 = 3\pi^2 \hbar^3 N_l. \tag{4.9}$$

Из (4.6), (4.7) и (4.5) следует, что $N_\nu \approx N_l \approx 0{,}5\, N_b$, а $N_\Lambda \approx N_n$. Поэтому, взамен (4.5)—(4.9) мы получаем

$$\begin{aligned} &N_n^{1/3} = 2{,}26\, N_e^{1/3} - N_\nu^{1/3}, \\ &N_n + N_e \approx 0{,}5\, N_b, \\ &2N_e + N_\nu \approx N_l. \end{aligned} \tag{4.10}$$

Эти уравнения позволяют определить концентрация всех частиц как функции от плотностей лептонов N_l и N_b.

Наконец, мыслима и такая возможность, при которой количества материи и антиматерии во вселенной равны. Тогда в наисжатом состоянии мира эти разновидности материи не будут пространственно разделены. Вследствие непосредственного контакта и сильного взаимодействия, между ними быстро устанавливается статистическое равновесие. В этом случае $\tilde{N}_k = N_k$ и, следовательно,

$$\tilde{\mu}_k = \mu_k = 0.$$

Отсюда следует, что число всех частиц определяется одной лишь температурой, причем для релятивистских компонент газа имеет место формула (4.2).

Выводы. Резюмируя вышеизложенное, мы приходим к следующему заключению.

Если предположить, что распределение материи во вселенной является одородным и изотропным, то физические свойства ее характеризуются четырьмя основными параметрами: электрическим, лептонным и барионным зарядами, а также полной энергией вещества и гравитационного поля (масса вселенной). Эти параметры со временем не изменяются. Поэтому, если величины их известны (относительно электрического заряда мы знаем, что он равняется нулю), то состояние материи в мире определяется одним лишь объемом или радиусом кривизны пространства.

Строго говоря, сделанное утверждение относится не только к сверхплотному состоянию материи, но и к другим (разреженным) состояниям, которые не обсуждаются в работе.

Следует оговориться, что наши утверждения справедливы, если только состояние материи в любой момент достаточно близко к термодинамически равновесному. Следовательно, делается предположение об адиабатичности ($ds = 0$) изменения состояния вселенной.

В заключение автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну, И. И. Гольдману и А. Ц. Аматуни за интерес, проявленный к работе.

Ереванский Государственный
университет

Поступила 29 XI 1961

Գ. Ս. Սահակյան

ՄԱՏԵՐԻԱՅԻ ԳԵՐԽԻՏ ՎԻՃԱԿԻ ՄԱՍԻՆ ՏԻԵԶԵՐՔՈՒՄ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Ըստ ժամանակակից կոսմոլոգիական մոդելների տիեզերքի վիճակը ժամանակի ընթացքում փոփոխվում է (փակ և բաց մոդելներ)։ Ենթադրվում է, որ անցյալում, ինչ-որ ժամանակ, տիեզերքի կորության շառավիղը եղել է շատ փոքր և հետևաբար նյութի խտությունը չափազանց մեծ։ Չի բացառվում այդ գերխիտ վիճակի կրկնությունը հետագայում (փակ մոդել)։

Աշխատության մեջ ուսումնասիրված է նյութի այդ գերխիտ վիճակը տիեզերքում։ Ելնելով էլեկտրական, բարիոնային և լեպտոնային լիցքերի պահպանության, էներգիայի պահպանության և էներգիայի մաքսիմալության (ենթադրվում է, որ յուրաքանչյուր տրված մոմենտում նյութի վիճակը տիեզերքում քիչ է տարբերվում թերմոդինամիկ հավասարակշիռ վիճակից) սկզբունքներից, դուրս են բերված այն անհրաժեշտ հավասարումները, որոնցով որոշվում է նյութի «քիմիական» բաղադրությունը։ Այդ հավասարումները որոշում են էներգիայի բաշխումը ըստ իր զանազան տարաձևությունների և էլեմենտար մասնիկների կոնցենտրացիաները ստատիստիկական հավասարակշռության վիճակում։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Tolman R. C.* Relativity thermodynamics and cosmology. Глава X, Oxford, 1949.
2. *Зельманов А. Л.* К релятивистской теории анизотропной неоднородной вселенной. Труды VI совещания по вопросам космологии, изд. АН СССР, М., 1959.
3. *Зельманов А. Л.* К вопросу о деформации сопутствующего пространства и теория тяготения Эйнштейна. ДАН СССР, **135**, 1367, 1960.
4. *Лифшиц Е. М., Халатников И. М* Об особенностях космологических решений уравнения гравитации I. ЖЭТФ, **39**, 149, 1960.
5. *Лифшиц Е. М., Халатников И. М.* Об особенностях космологических решений уравнений гравитации II. ЖЭТФ, **39**, 800, 1960.
6. *Лифшиц Е. М., Судаков В. В., Халатников И. М* Об особенностях космологических решений уравнения гравитации III. ЖЭТФ, **40**, 1847, 1961.
7. *Амбарцумян В. А.* и *Саакян Г. С.* О вырожденном сверхплотном газе элементарных частиц. Астрон. ж., **37**, 193, 1960.
8. *Ландау Л.* и *Лифшиц Е.* Статистическая физика. ГИТТЛ, М., 1951.
9. *Зельдович Я. Б.* и *Смородинский Я. А.* О верхнем пределе плотности нейтрино, гравитонов и барионов во вселенной. ЖЭТФ, **41**, 907, 1961.
10. *Понтекорво Б.* и *Смородинский Я.* Нейтрино и плотность материи во вселенной. ЖЭТФ, **41**, 239, 1961.
11. *Sakata S.* Об одной составной модели для новых частиц. Progress. theor. Phys., 16, 686, 1956.