

§ 4. Тепловой режим сжатого газа

В адиабатическом приближении температура газа, сжатого на фронте волны, дается выражением

$$T = 2,5 \cdot 10^6 z_c \mu^2 \left(\frac{M}{10^{13} M_{\odot}} \right)^{2/3} \text{ } ^{\circ}\text{K} \quad (14.4.1)$$

для малых μ . Численное значение приведено для синусоидальной волны, начальной температуры, в точности равной нулю, и полного отсутствия теплоотдачи. Теплоемкость взята, как у полностью ионизованного водорода, пренебрегаем энергией ионизации, эквивалентной $158\,000^{\circ}\text{K}$. В этих предположениях, вероятно, точность формулы порядка μ или μ^{2*} , температура убывает не только во вновь сжимающихся слоях, но и в ранее сжатом веществе в силу адиабатического расширения. Температура вычислена в предположении быстрого обмена энергией между ионами и электронами.

Будем теперь последовательно отказываться от упрощающих предположений и строить более реалистическую картину распределения температуры и термического режима сжатого газа. В духе метода последовательных приближений давление возьмем то, которое получалось ранее, в адиабатической картине.

Прежде всего отметим, что в исходном, невозмущенном газе давление и температура отличались от нуля. Поэтому при плавном сжатии до заданного давления этот газ сожмется до конечной плотности и, соответственно, приобретет конечную температуру.

Рассматривая тепловой режим однородной Вселенной, мы нашли (гл. 8, § 2), что теплообмен вещества и излучения эффективно прекращается примерно при $z=200$, $T=540^{\circ}\text{K}$, $\rho=0,8 \cdot 10^{-22} \text{ г/см}^3$ (все для $\Omega=1$). В дальнейшем — происходит ли монотонное расширение или расширение, которое сменяется плавным сжатием, — давление, температура и плотность связаны адиабатой (изэнтропой) одноатомного газа $\rho \sim P^{3/5}$, $T \sim P^{2/5}$. В частности, в невозмущенном газе при $z=5$ (точнее, $z+1=5$) получим $T = 540 \left(\frac{5}{200} \right)^2 = 0,34^{\circ}\text{K}$, в то время как температура излучения равна 14°K . При сжатии до $P=1,44 \cdot 10^{-12} \text{ бар}$, что примерно соответствует давлению в «блине» с $M=10^{13} M_{\odot}$ при $z_c=5$, получим $T=376^{\circ}\text{K}$, $\rho_m=0,46 \cdot 10^{-22} \text{ г/см}^3$. Эту величину можно сравнить со средней плотностью в тот же момент, $\sim 10^{-27} \text{ г/см}^3$.

Грубо можно считать, что плотность равна $\rho_m=4,6 \cdot 10^{-23} \text{ г/см}^3$ там, где по расчету с нулевой температурой плотность была бы больше, чем ρ_m . Так мы получим толщину слоя, в котором $\rho=\rho_m$, т. е. толщину адиабатически сжатого слоя.

*) Т. е. есть поправки — множители вида

$$[1+f_1(\alpha, \beta, \gamma) \mu + f_2(\alpha, \beta, \gamma) \mu^2 + \dots]$$

За фронтом $\frac{\rho}{\rho_0} = \mu^{-2}$ (см. предыдущий параграф). Приравнивая $\mu^{-2} = 4,6 \cdot 10^{-23} / 1,2 \cdot 10^{-27} = 3,3 \cdot 10^4$, получим $\mu \approx 0,005$. Такой же результат получится, если найти распределение температуры в приближении $T_0 = 0$, затем считать, что температура ниже адиабатической при данном давлении невозможна, и на этом основании заменить часть кривой $T = T(\mu)$ на $T = \text{const} = T_{\text{адиабат}}$.

Следующий этап заключается в учете тепловых потерь. Тепловое излучение единицы объема при свободно-свободных переходах дается выражением

$$W_{\text{эрг/см}^3 \cdot \text{сек}} = 1,4 \cdot 10^{-27} n_e^2 \sqrt{T}; \quad (14.4.2)$$

n_e — концентрация электронов.

В сжатом газе излучение энергии происходит при постоянном давлении. Поэтому нужно приравнять

$$W = -C_P \frac{dT}{dt} = -5kn_e \frac{dT}{dt} \quad (14.4.3)$$

и выразить скорость теплоотдачи через давление и температуру:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{\tilde{a}P}{\sqrt{T}}, \quad \tilde{a} = 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^3/\text{эрг} \cdot \text{сек} (\text{град})^{3/2}. \quad (14.4.4)$$

Отсюда время охлаждения до нулевой температуры

$$t_T = \frac{1}{\tilde{a}P} \int_0^{T_0} \sqrt{T} dT = \frac{2}{3\tilde{a}P} T_0^{3/2}. \quad (14.4.5)$$

В действительности охлаждение происходит лишь до температуры рекомбинации, порядка 10^4 °К; при давлении $\sim 2,6 \cdot 10^{-13}$ бар*) этому соответствует плотность атомов водорода около $0,2 \text{ см}^{-3}$.

Важно, что время рекомбинации сильно зависит от начальной температуры. В каждый данный момент получается резкая граница. Часть газа с $T_0 < \left(\frac{3}{2} \tilde{a} P t\right)^{2/3} = T_1$ остыла полностью, до 10^4 °К. Другая часть газа остывает мало: например, если $T_0 = \alpha T_1$, то конечная температура $T = (\alpha^{3/2} - 1)^{2/3} T_1 = \beta T_1$, что дает при $\alpha = 2$, $\beta = 1,5$, а при $\alpha = 1,2$, $\beta = 0,45$. При параметрах, выбранных выше ($M \sim 10^{13} M_{\odot}$, $1 + z_c = 5$), и для момента, когда сжата половина вещества, находим $T_1 \sim 4 \cdot 10^5$ °К.

Таким образом, получается весьма своеобразное распределение температуры (рис. 49) и соответствующее ему распределение плотности числа частиц (рис. 50).

*) Газ уже не находится в равновесии с тепловым излучением, поэтому условие рекомбинации определяется формулой Эльверта, а не Саха; температура выше, чем при первой, равновесной рекомбинации. Давление $P = 2,6 \cdot 10^{-13}$ бар соответствует сжатию около половины вещества «блина» в рассматриваемом приближении.

Численные расчеты одномерной задачи см. Дорошкевич, Шандарин (1973). При учете неоднородности задачи расчеты становятся более сложными [Дорошкевич, Шандарин (1974)].

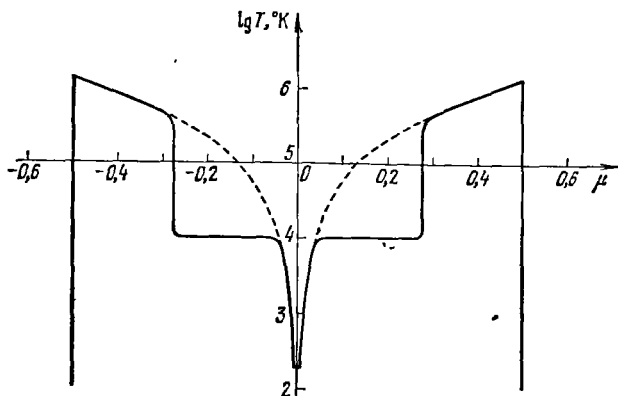


Рис. 49. Зависимость температуры от лагранжевой координаты μ внутри сжатого вещества в момент, когда ударная волна находится при $\mu=0,5$. Сплошная кривая показывает температуру с учетом радиационного остывания, пунктиром показана зависимость $T=T(\mu)$ без учета остывания.

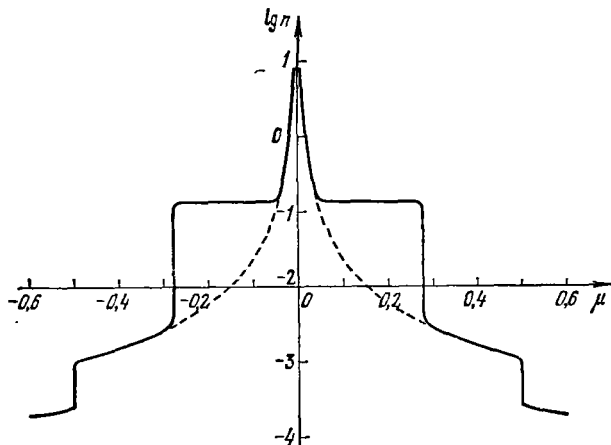


Рис. 50. Зависимость плотности числа частиц от лагранжевой координаты μ в сжатом веществе в момент, когда ударная волна находится при $\mu=0,5$. Сплошная кривая показывает плотность с учетом радиационного остывания, пунктирная — без учета остывания.

Отличительные черты распределения можно суммировать следующим образом:

1) Около 1% вещества подвергалось только адиабатическому сжатию и имеет весьма низкую температуру.

2) Около 2—3% вещества нагрето ударной волной до температуры от 100 до $10^{4^{\circ}}\text{K}$, если не учитывать остывания из-за образования и возбуждения молекул H_2 . Такое вещество не ионизовано, остывает медленно, лишь в силу адиабатического расширения.

3) Около 20% вещества было сжато ударной волной и нагрето до температуры выше $10^{4^{\circ}}\text{K}$, но затем остыло за счет излучения до 10^4 °K и в значительной части рекомбинировало.

4) Около 25% вещества нагрето волной до температуры выше $5 \cdot 10^5$ °K и остается горячим, заметно не остывает.

5) Половина вещества не подвергалась действию ударной волны вовсе. Из наблюдений известно, что нейтральный водород практически отсутствует в пространстве между скоплениями галактик. Убедительным доказательством является спектр квазаров с красным смещением $z > 2$: нейтральный водород очень сильно ослабил бы излучение короче линии $\text{Ly-}\alpha$. Благодаря красному смещению это излучение попадает в область спектра, доступную земным телескопам [Ганн, Петерсон (1965)]. Независимо от детальной теории «блинов» нельзя представить себе, чтобы в пространстве между галактиками совсем не было вещества. Следовательно, вещество в этом пространстве практически полностью ионизовано. Объяснение ионизации газа является одной из задач космологической схемы.

Высказывалось предположение, что излучение сжатого газа («блинов») может ионизовать газ, не подвергавшийся действию ударной волны. Вероятно, однако, этого излучения недостаточно. Если принять более высокую температуру «блинов», то, наряду с ультрафиолетовым, усилится чрезмерно рентгеновское излучение. Оценки см. Дорошкевич, Шандарин (1975). Возможно, что ионизацию осуществляют ранние квазары с $z \geq 4$, не наблюдаемые непосредственно.

Все расчеты весьма затруднены неопределенностью важнейших исходных параметров — постоянной Хаббла и общей плотности вещества. В зависимости от принятых параметров в интервале от $H=100$, $\Omega=1$ до $H=50$, $\Omega=0,03$ расчетная плотность меняется в 120 раз!

Можно ли непосредственно наблюдать «блины» (протоскопления) в далеком прошлом, до превращения их в современное состояние? Оценки показывают, что оптическое и ультрафиолетовое излучение вряд ли когда-либо удастся наблюдать на фоне других близких источников.

Рентгеновское излучение можно наблюдать, по-видимому, лишь у статистически редких, самых больших скоплений. При этом важно, что газ высокой температуры не остывает за счет излучения. Если газ гравитационно связан, то он не подвергается расширению, а значит, не остывает адиабатически.

Рентгеновское излучение таких источников, как Coma, предположительно является тормозным излучением горячего газа.

В гл. 15 в связи с реликтовым излучением обсуждается возможность независимого (не по рентгеновскому излучению) определения количества и температуры этого газа. Здесь мы останавливаемся на данном вопросе потому, что можно предположить космологическое происхождение горячего газа, предположить, что это газ, сжатый ударной волной в процессе образования «блина». Этот газ оказался связанным, когда «блин» превратился в скопление (т. е. когда в центральных холодных областях «блина» возникли галактики и звезды и произошла сферизация «блина» — тяготение вдоль поверхности «блина» собрало все вещество в комок, в скопление).

Отметим общую закономерность: если газ нагрет до температуры T_1 при красном смещении z_1 , а затем адиабатически расширяется, то наиболее жесткое излучение, воспринимаемое наблюдателем, приходит от начальной стадии. Обозначая измеряемую наблюдателем температуру излучения $T_{\text{эфф}}$, получим $T_{\text{эфф},1} = \frac{T_1}{(1+z_1)}$.

В самом деле, позже $T = T_1 \left(\frac{1+z}{1+z_1} \right)^2$ температура газа быстро падает, уменьшение красного смещения не компенсирует это падение, для излучения, испущенного при $z=z_i$ и принятого сегодня, получим

$$T_{\text{эфф},i} = T_1 \frac{1+z_i}{1+z_1} < T_{\text{эфф},1}. \quad (14.4.6)$$

Если газ приобрел температуру T_1 при z_1 и затем не охлаждался и не расширялся (был гравитационно связан), то, естественно, наиболее жесткое излучение наблюдатель получит от близкого объекта:

$$T_{\text{эфф},0} = T_1 > T_{\text{эфф},1}. \quad (14.4.7)$$

Исследование всеми методами мощных внегалактических источников рентгеновского излучения интересно как само по себе, так и для космологии (и теории образования галактик).

Наконец, возможно, по-видимому, обнаружение протоскоплений за счет излучения линии 21 см нейтральным водородом в области «блина», где температура недостаточна для ионизации [Сюняев, Зельдович (1972б), Зельдович, Сюняев (1974), Новокрещенова, Рудницкий (1973)]. Если бы удалось обнаружить это излучение и доказать его принадлежность «блину», то красное смещение линии позволило бы определить момент образования «блинов».

По приближенной оценке яркостная температура в центре линии может быть порядка 1000°K. Ожидаемая спектральная ширина линии порядка $\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$. Угловые размеры излучающей области порядка одной или нескольких угловых минут.

Трудность наблюдений связана с тем, что неизвестна абсолютная длина волны, поскольку неизвестно значение z , при котором

образуется сжатый газ. К тому же неизвестно заранее направление поисков: сжатый газ должен наблюдаться при z , значительно превышающем красное смещение «обычных» всеволновых радиоисточников, таких, как квазары. Вскоре после образования облака сжатого газа радиоизлучение в линии 21 см должно прекращаться или по крайней мере существенно ослабевать. Значительная часть нейтрального водорода превращается в звезды, часть оставшегося свободным газа снова ионизируется излучением молодых звезд. Практически в любой теории можно ожидать такого эффекта, но в существенно отличающиеся моменты времени, при разных z . Наблюдение радиоизлучения протогалактик имело бы огромное принципиальное значение.

§ 5. Массы скоплений и фрагментация протоскоплений

Теоретическая оценка массы протоскоплений по характерной (критической) длине волны возмущений является лишь весьма грубым приближением. В статистической задаче, очевидно, следует ожидать некоего распределения масс, зависящего от формы спектра возмущений, т. е. от закона изменения амплитуды возмущений в зависимости от длины волны.

Могут возникнуть также большие безразмерные числа в соотношении между массами гравитационно связанных объектов (в частности, скоплений галактик) и величиной размерности массы — кубом половины длины волны, умноженным на плотность.

Второй вопрос, рассматриваемый в данном параграфе, касается дальнейшей судьбы обособленных газовых тел (протоскоплений), структура которых была выяснена выше. Гравитационная неустойчивость протоскоплений приводит к их дальнейшему разделению на отдельные тела (галактики и квазары).

Для того чтобы определить момент, когда в значительной доле вещества становятся существенными нелинейные эффекты, или, попросту, значительная часть сжата в «блины», в первом приближении достаточно найти долю вещества, где $\alpha \frac{b}{a} > 1$ [см. (14.3.1)]. Как показали гидродинамические расчеты одномерной задачи, количество вещества, сжатое ударной волной, превышает количество вещества, которое само (без учета ударной волны, подчиняясь условию $\alpha \frac{b}{a} \geq 1$) доходит до бесконечной плотности.

На начальном этапе и при мгновенном охлаждении это превышение составляет $\sqrt{3}$ раз, а без охлаждения — почти в два раза по сравнению с условием $\alpha \frac{a}{b} \geq 1$. С помощью функции распределения вероятности α , β , γ можно, интегрируя по β и γ , найти $W(\alpha)$ — полную вероятность того, что α больше заданной величины при любых β и γ . Отсюда получается закон изменения со временем об-