в звездах и в газе неизменно дает значения плотности меньше критической (см. § 11 гл. 14).

Отказ от второго предположения ($\Omega=1$) и учет особенностей гиперболической Вселенной ($\Omega\ll1$), по-видимому, объясняют соотношение между скоростью, измеренной по РИ (и по диаграмме Хаббла), и возмущениями плотности. Характерным для возмущений в мире с $\Omega\ll1$ является то, что, начиная с $z+1\sim\frac{0{,}4}{\Omega}$, возмущения плотности не растут, а пекулярная скорость падает с течением времени (см. гл. 11) в линейной теории.

Значит, в этом предположении можно совместить образование скоплений [т. е. $\delta(M_{ск})\approx1$ при $z_{ск}>1$] с тем фактом, что для больших масштабов ($M>M_{ск}$), где $\delta(M)<1$ при $z=z_{ск}$, возмущения скорости малы. После $z+1\sim\frac{0{,}4}{\Omega}$, т. е. после выхода на милновское расширение, скорость падает обратно пропорционально радиусу мира, т. е. пропорционально $z+1$.

Таким образом, появляется аргумент в пользу выбора $\Omega\ll1$, не зависящий от традиционных методов определения массы скоплений, плотности газа или искривления линии на диаграмме Хаббла. Этот аргумент перекликается с высказыванием Сэндиджа (1972б, в); см. также Сэндидж, Тамман (1974д, е).

В этих работах Сэндидж весьма скептически отзывается о возможности определения параметра ускорения $q_0$ $\left(q_0=\frac{\Omega}{2}\text{ для } P=0\right.$, см. § 9 гл. 3). Он подчеркивает [см. также доклад Таммана (1973а)], что при средней плотности $\bar\rho=\rho_c$, соответствующей $\Omega=1$, в областях с плотностью больше средней отклонения от хаббловского закона были бы весьма велики. Солнечная система и галактики действительно не расширяются (их плотности на много порядков больше средней), между тем в группах, где $\rho\sim(3-5)\bar\rho$, наблюдается слабовозмущенное хаббловское расширение.

На другом языке, этот аргумент совпадает с тем, что было изложено выше с помощью свойств решений теории возмущений.

## § 7. Угловое распределение флуктуаций РИ

Реликтовое излучение, вероятно, приходит к земному наблюдателю, не испытывая рассеяния после рекомбинации плазмы, при $z_{рек}\sim1400$. Поэтому угловое распределение температуры реликтового излучения дает возможность непосредственно «увидеть» (в радиодиапазоне) дозвездную плазму на ранней стадии эволюции.

В частности, можно выяснить, насколько однородной была плотность плазмы на этой стадии, насколько точно скорость соответствовала модели Фридмана.

Локальные отклонения плотности и скорости должны дать локальные (в направлении луча, приходящего от этого места к наблюдателям) флуктуации температуры на небесной сфере. В принципе, изучение таких флуктуаций, зависящих от $\theta$, $\varphi$ — двух угловых переменных, дает гораздо больше информации по сравнению с измерением одной величины (точнее, одного вектора) — скорости наблюдателя относительно поля РИ.

Функция $\Delta T(\theta, \varphi)$ характеризует амплитуду и пространственный масштаб возмущений фридмановской модели. Изложение в этом параграфе основано на работе Зельдовича и Сюняева (1970).

Начнем с выяснения соотношения между линейным размером неоднородности в момент рекомбинации $r_{\text{рек}}$, размером в настоящее время $r_0$, характерной массой $M$ и углом $\theta$, под которым видна такая неоднородность. Принимая, как и везде, $H=75$ *км/сек·Мпс*, $\rho_c=10^{-29}$ *г/см*$^3$, $P\ll\varepsilon$ и используя формулы $\theta=\dfrac{r_{\text{рек}}H_0}{c\psi}$, $\psi(z\gg 1)=\dfrac{2}{\Omega z}$ (см. гл. 3), для момента рекомбинации получаем

$$\theta=\frac{H_0\Omega r_{\text{рек}}z_{\text{рек}}}{2c}=\frac{r_0\Omega}{2{,}4\cdot 10^{28}}=\left(\frac{r_0}{100\ \textit{Мпс}}\right)\Omega\cdot 1{,}3\cdot 10^{-2}. \qquad (15.7.1)$$

С другой стороны,

$$\left.\begin{aligned}
&M\approx\left(\frac{r_0}{2}\right)^3\rho_c\Omega=10^{-30}\Omega r_0^3=5\cdot 10^{-64}\Omega r_0^3 M_\odot,\\
&r_0=z_{\text{рек}}r_{\text{рек}}=1400 r_{\text{рек}},\\
&\left(\frac{M}{10^{14}M_\odot}\right)=150\Omega\left(\frac{r_0}{100\ \textit{Мпс}}\right)^3.
\end{aligned}\right\} \qquad (15.7.2)$$

Поэтому для момента рекомбинации получим

$$\theta=2{,}5\cdot 10^{-3}\Omega^{2/3}\left(\frac{M}{10^{14}M_\odot}\right)^{1/3}\ \textit{рад}=10\Omega^{2/3}\left(\frac{M}{10^{14}M_\odot}\right)^{1/3}\ \textit{угл. мин.} \qquad (15.7.3)$$

Силк (1968) первый поставил вопрос о том, что возмущения, приводящие к образованию галактик, должны одновременно давать флуктуации РИ. Он дал оценку амплитуды, соответствующую общему сжатию материи и излучения:

$$\frac{\Delta T}{T}=\frac{1}{3}\frac{\delta\rho_{\text{вещ}}}{\rho_{\text{вещ}}}=\frac{1}{3}\delta(M). \qquad (15.7.4)$$

Для оценки $\delta$ рассматривался рост возмущений. Если $\delta\sim 1$ при $z\sim 4$, то при $z=1400$ было $\delta\sim\dfrac{1}{300}$, а следовательно, ожидаемое (по Силку)

$$\frac{\Delta T}{T}\sim 10^{-3}. \qquad (15.7.5)$$

Поисками мелкомасштабных возмущений занимались многие радиоастрономы. Отметим последние работы: Карпентер, Гулкис, Сато (1973), Бойнтон и Партридж (1973), Парийский (1973). В первой работе измерения проведены на длине волны $\lambda=3{,}56$ *см* и показано, что $\Delta T/T<0{,}7\cdot 10^{-3}$ в масштабе $2',3$. Во второй работе $\lambda=4$ *см*, $\Delta T/T<3{,}7\cdot 10^{-3}$ в масштабе $80''$. В третьей работе результат, приведенный автором: $\Delta T<1{,}7\cdot 10^{-4}$ °K в масштабе $12\times 40$ угловых минут. Однако позже Парийский (устное сообщение) несколько изменил свою оценку. С учетом сложного вида диаграммы направленности антенны, его данные, по-видимому, не противоречат $\Delta T/T\sim(1—5)\cdot 10^{-4}$ в масштабе 3—5 угловых минут. Однако даже после этой ревизии верхняя граница наблюдаемых флуктуаций температуры РИ ниже по крайней мере в три раза по сравнению с оценкой Силка.

Означает ли это, что неверна теория образования структуры Вселенной из возмущений? Нет, в действительности оценка Силка нуждается в серьезных изменениях. Проведем анализ этого вопроса.

В соответствии с расчетами Сакса и Вольфа (см. § 4 этой главы) надо учитывать также изменение температуры в ходе распространения света и доплер-эффект, связанный с движением плазмы.

Пока $r_{\text{рек}}<ct_{\text{рек}}$ (что соответствует $M\leqslant 10^{17}M_\odot$), вполне допустимо ньютоновское рассмотрение плазмы в момент рекомбинации. Движение плазмы до рекомбинации представляет собой суперпозицию стоячих акустических волн. На момент рекомбинации справедливы формулы

$$\overline{\delta^2_{\text{рек}}}=\overline{\left(\frac{u_{\text{рек}}}{b}\right)^2},\quad \delta\varphi_{\text{рек}}=-\frac{4\pi G\rho_{\text{рек}}\delta_{\text{рек}}}{k^2_{\text{рек}}},\qquad (15.7.6)$$

где $\delta_{\text{рек}}$ — возмущение плотности, $u_{\text{рек}}$ — пекулярная скорость, $\delta\varphi_{\text{рек}}$ — возмущение гравитационного потенциала, $k_{\text{рек}}$ — волновой вектор возмущения, $\rho_{\text{рек}}$ — плотность,— все на момент рекомбинации. Далее, $b$ есть скорость звука в этот момент, $b=\dfrac{c}{\sqrt{3+40\Omega}}$.

Для более поздней эпохи $z<z_{\text{рек}}$ можно вычислить возмущение плотности [см. формулу (9.5.10)]:

$$\delta(z)=\frac{3u_{\text{рек}}k_{\text{рек}}z_{\text{рек}}t_{\text{рек}}}{5\left(z+\dfrac{2}{5\Omega}+\dfrac{3}{5}\right)}.\qquad (15.7.7)$$

Здесь $\delta(z)$ есть (вычисленное по линейной теории) возмущение плотности в момент $z$. Формула справедлива лишь для $z\ll 1400$, т. е. она относится к периоду после рекомбинации, когда колебания РД-плазмы полностью превратились в растущие возмущения в нейтральном газе. В выражении для $\delta(z)$ учтены переходные процессы в ходе рекомбинации. Соотношение между $\delta(z)$ и $u_{\text{рек}}$ приближенно описывает результаты линейной теории возмущений для $\Omega<1$. Это соотношение позволяет определить амплитуду интересующих нас величин $\delta_{\text{рек}}$, $u_{\text{рек}}$, $\delta\varphi_{\text{рек}}$, задаваясь моментом образования скоплений или предполагаемым современным значением неоднородности.

Флуктуации температуры РИ состоят из двух частей:

$$\frac{\Delta T}{T}=\frac{u_{\text{рек}}\cos\theta}{c}, \qquad \frac{\Delta T}{T}=\frac{1}{3}\delta_{\text{рек}}+\frac{\delta\varphi_{\text{рек}}}{c^2}.$$

Они записаны раздельно, потому что в стоячей волне $u$ и $\delta$ не коррелированы ($u\sim\cos kx$, $\delta\sim\sin kx$, $(\overline{u\delta})=0$). Между тем $\delta_{\text{рек}}$ и $\delta\varphi_{\text{рек}}$ коррелированы между собой, притом так, что гравитационное красное смещение уменьшает флуктуации, зависящие от избытка плотности.

Полная компенсация достигается при $k_{\text{рек}}=ct_{\text{рек}}$, т. е. на краю рассматриваемого интервала масс, $M_{\text{дж}}\approx(1-3)\cdot 10^{16}\Omega^{-2}M_{\odot}$ (при $\Omega>0{,}1$); см. § 1 гл. 10.

При $M\approx 10^{14}M_{\odot}$ членом $\frac{\delta\varphi_{\text{рек}}}{c^2}$ можно пренебречь. Далее, поскольку скорость звука меньше скорости света, то $\frac{u_{\text{рек}}}{c}<\delta_{\text{рек}}$; значит, вклад доплер-эффекта меньше (хотя и того же порядка) по сравнению с «силковским» изменением температуры $\frac{1}{3}\delta_{\text{рек}}$.

Итак, для $M<10^{17}M_{\odot}$ подробный анализ подтверждает, по порядку величины, основной результат (15.7.4): $\frac{\Delta T}{T}\sim\frac{1}{3}\delta_{\text{рек}}$. Первая поправка к этому результату заключается в том, что для получения заданного $\delta(z)$ нужно возмущение плотности $\delta_{\text{рек}}$ меньшее, чем полагал Силк, благодаря тому, что растущая мода возбуждается движением нейтрального газа после рекомбинации. Поправка (см. § 6 гл. 10) равна $\left(\frac{M}{M_{\text{дж}}}\right)^{1/3}$, т. е. порядка 0,1 для $M=10^{14}M_{\odot}$ и $\Omega=0{,}3$. Таким образом, ожидаемая величина $\frac{\Delta T}{T}$ уменьшается до $10^{-4}$. Однако главный эффект, уменьшающий ожидаемое $\frac{\Delta T}{T}$, связан с тем, что рекомбинация и исчезновение свободных электронов происходят не мгновенно.

Выше молчаливо предполагалось, что переход от непрозрачной плазмы к абсолютно прозрачному нейтральному газу происходит мгновенно, так что наблюдаются скорость, температура, спектр определенной частицы плазмы. При постепенной рекомбинации все величины усредняются. Скорость, плотность и температура как бы взвешиваются по траектории луча. Функция взвешивания характеризуется тем, что вес равен половине максимального в пределах $960<z<1135$ [см. цитированную работу Зельдовича и Сюняева (1970)]. За время изменения $z$ в этих пределах луч проходит путь, равный (для $\Omega=1$) $0{,}12ct$, т. е. ненамного меньший, чем характерный размер, соответствующий джинсовской длине волны.

Флуктуации в меньшем масштабе подвергаются сильнейшему усреднению и сглаживанию. По оценкам для $M=10^{11}M_\odot$, коэффициент уменьшения $\frac{\Delta T}{T}$ составляет $10^{-11}$. Поэтому отсутствие мелкомасштабных флуктуаций температуры РИ не означает отсутствия флуктуаций плотности, температуры и скорости газа после рекомбинации в соответствующем малом масштабе. Эффект сглаживания совершенно исчезает при переходе к крупномасштабным флуктуациям, $M>10^{17}\Omega^{-2}M_\odot$.

При данном возмущении плотности возмущение гравитационного потенциала пропорционально квадрату длины волны, т. е. $\sim M^{2/3}$. Итак, при $M>10^{17}\Omega^{-2}M_\odot$ именно «потенциальное», гравитационное красное смещение становится главным.

Результат можно формулировать иначе: для длинных волн мы наблюдаем

$$\frac{\Delta T}{T}\sim\frac{1}{3}\,\delta\sim\frac{1}{3}\,\frac{\delta\rho_{\text{вещ}}}{\rho_{\text{вещ}}},$$

но значения $\delta$ нужно брать на характерный момент, когда длина волны возмущения становится равной горизонту, $\lambda=ct$. Для длинноволновых возмущений этот момент наступает намного позже рекомбинации *).

Поэтому для максимальной массы, соответствующей всей наблюдаемой Вселенной, изотропия РИ дает $\frac{\Delta T}{T}<3\cdot10^{-4}$, $\delta$ (сегодня) $<10^{-3}$. Для возмущений с характерным размером (в настоящее время) порядка $0{,}1ct=500$ *Мпс* получим оценку амплитуды возмущений плотности сегодня $\delta<0{,}1$.

Эта оценка чрезвычайно значительна. С достоверностью можно утверждать, что в масштабе 500 *Мпс* нет выраженных сверхскоплений!

До недавнего времени эволюция наблюдений (обработки наблюдений) вела к обнаружению все больших структурных единиц, но данные по РИ кладут четкий предел этому процессу.

Наконец, остается недостаточно изученным вопрос о флуктуациях, масштаб которых гораздо больше сегодняшнего горизонта $ct_0$. Уменьшение наблюдаемых флуктуаций РИ для возмущений сверхдлинного масштаба можно объяснить тем, что в таком мас-

*) Рекомбинация не играет роли для длинноволновых возмущений — эволюция материи и излучения по-прежнему идет параллельно, без разделения, пока $\lambda>ct$.

штабе происходит главным образом общее движение вещества и излучения, в малой степени $\left(\sim \frac{ct}{\lambda}\right)$ возникает движение вещества относительно излучения, а только относительное движение дает наблюдательные эффекты!

Амплитуда пекулярной скорости, как отмечалось выше, порядка $10^{-3}$ *c*. Это не исключает того, что в масштабе 1000 *ct* (формально соответствующем массе $10^{31} M_\odot$) амплитуда скорости порядка *c*, амплитуда отклонений плотности и метрики порядка единицы.

При рассмотрении Вселенной как целого мы всегда подчеркивали, что представление о бесконечной, однородной и изотропной Вселенной является экстраполяцией наблюдений, относящихся к ограниченной области. Но всякая экстраполяция содержит ненадежность, притом возрастающую по мере продвижения дальше. Приведенные выше числа являются попыткой полуколичественного выражения ненадежности экстраполяции.

В заключение главы необходимо еще раз отметить следующее. Анализ показывает, что рассмотренная выше адиабатическая теория образования галактик при $\Omega \geqslant 0{,}1$ не противоречит верхней границе $\Delta T/T \leqslant 5 \cdot 10^{-4}$. Численный анализ проведен Пиблсом и Ю (1970), развитие вопроса дано Дорошкевичем, Зельдовичем, Сюняевым.