

лений галактик в теории адиабатических возмущений. Но подсчет такого рода «теоретическими» (читай: аналитическими) методами вряд ли возможен; сама формулировка исходных условий статистична, ответ тоже должен формулироваться статистически, в виде функций распределения обособившихся тел по массам и моментам.

Вероятно, неизбежно проведение численных расчетов трехмерного движения для набора реализаций случайных исходных данных. Такая программа потребует (с учетом тепловых явлений) нескольких лет. В настоящее время можно констатировать, что есть по крайней мере три принципиально разных процесса, приводящих в адиабатической теории возникновения галактик к набору момента обособленными телами. Нельзя утверждать, что уже сейчас строго доказана достаточность этих процессов. Вместе с тем никак нельзя утверждать и обратное, что теория адиабатических возмущений будто бы неспособна объяснить наблюдаемое вращение галактик. Фактические данные о вращении галактик даны в § 11 этой главы.

§ 7. Магнитное поле галактик

Происхождение магнитного поля галактик проясняется лишь в последние годы, в связи с успехами теории динамо-эффекта — усиления поля при движении плазмы. Предполагается, что первичное весьма слабое магнитное поле возникает вследствие вращения газового облака — протогалактики за счет различия масс электрона и протона и различного взаимодействия электронов и протонов с реликтовым излучением.

Дальнейшее усиление связано с конвективным движением вращающегося газа. В этой концепции мы опираемся на наблюдательно установленный факт вращения спиральных и эллиптических галактик. Выбор той или иной теории происхождения самого вращения мало влияет на выводы, касающиеся магнитного поля.

Несколько лет назад казалось, что в теории динамо-эффекта имеются непреодолимые трудности. Поэтому обсуждалось предположение о существовании сравнительно сильного ($\sim 10^{-9}$ гс в настоящее время) первичного космологического магнитного поля, замороженного в реликтовую плазму и заданного в космологической сингулярности. Мы разберем такую возможность в § 3 гл. 19. Поле галактик ($\sim 10^{-6}$ гс) получалось в такой концепции за счет стягивания магнитных силовых линий при конденсации разреженного газа в более плотные галактики. В пространстве между скоплениями, где газ разрежен, должно остаться упорядоченное поле $\sim 10^{-9}$ гс.

В настоящее время эта концепция хотя и не опровергнута, но представляется искусственной. Данные об упорядоченном космологическом поле ненадежны [Кавабата и др. (1969), Рейнгардт и Тил (1970), Комберг, Рузмайкин (1972)]. Поэтому космологические

модели с первичным полем мы кратко обсудим в § 3 гл. 19 в связи с общезначимым вопросом о влиянии частиц и полей на сингулярность.

Здесь же мы обратимся к теориям генерации полей в рамках горячей модели Вселенной без первичного поля, с малыми возмущениями скорости и плотности, наложенными на однородное и изотропное фридмановское решение.

Гаррисон (1968, 19706) рассматривает вращательные возмущения на стадии преобладания излучения. Напомним, что сохранение момента вращения шара радиуса R дает условие

$$\mathcal{M} = I\omega = \rho R^5 \dot{\omega} = \text{const}, \quad (14.7.1)$$

где I — момент инерции. В ходе расширения растет радиус R , плотность падает (на РД-стадии) по закону $\rho \sim R^{-4}$. Поэтому угловая скорость уменьшается $\omega \sim R^{-1}$, линейная скорость $u = \omega R$ остается постоянной (§ 5 гл. 10).

Плотность вещества, взятого в отдельности (барионов, без фотонов), убывает, как $\rho_{\text{вещ}} \sim R^{-3}$. Вещество «хотело бы» вращаться медленнее: $\omega \sim R^{-2}$, $u \sim R^{-1}$. При этом легкие электроны увлекаются излучением, а отстают от вращения РД-плазмы тяжелые протоны. Возникает электрический ток, плотность его равна $j = ne(u_p - u_e)$, где $n = n_e = n_p$ — плотности частиц, e — элементарный заряд. Такой ток создает магнитное поле, направленное по оси вращения. При вычислении магнитного поля нужно учесть, что изменение магнитного потока индуцирует электродвижущую силу, которая стремится выравнять скорости протонов и электронов. В первом приближении полагаем, что скорость протонов мало отличается от скорости электронов, находим э. д. с., $\frac{d\mathcal{H}}{dt}$ и \mathcal{H} , необходимые для того, чтобы протоны двигались, не отставая от электронов, а потом проверяем, что разность скоростей $u_p - u_e$, необходимая для создания такого поля, действительно мала.

Итак, основные уравнения*): уравнение движения протонов

$$u_p = \text{const}, \quad m_p \frac{du_p}{dt} = -m_p \frac{u_p}{R} \frac{dR}{dt} + e\mathcal{E} = 0, \quad \mathcal{E} = \frac{m_p u_p}{e} \frac{dR}{dt} \quad (14.7.2)$$

(проверьте: при $\mathcal{E} = 0$ было бы $u_p = \text{const} \cdot R^{-1}$); уравнение для э. д. с.

$$\frac{d}{dt} \pi \mathcal{H} R^2 = -c2\pi R\mathcal{E} = -\frac{2\pi m_p c}{e} u_p \frac{dR}{dt}. \quad (14.7.3)$$

*) Электрическое поле \mathcal{E} определено в системе отсчета, покоящейся относительно всей материи, состоящей на этой стадии в основном из фотонов.

Подставляя $u_p = \omega R = \text{const}$, получим

$$\frac{d}{dt} R^2 \left(\mathcal{H} + \frac{2m_p c}{e} \omega \right) = 0. \quad (14.7.4)$$

Асимптотическое решение этого уравнения

$$\mathcal{H} = - \frac{2m_p c \omega}{e}. \quad (14.7.5)$$

В вихревой теории рассматривается движение такое, что размер наибольшего вихря равен произведению скорости на космологическое время, что является условием осуществления законов турбулентности. Значит, $\omega \sim \frac{2\pi}{t}$, где t — космологическое время в момент рекомбинации (или окончания доминирования излучения). Величина t — порядка $5 \cdot 10^{12}$ сек. Получим $\mathcal{H} = 0,4 \cdot 10^{-15}$ гс при плотности $\rho_{\text{вещ}} \approx 3 \cdot 10^{-20}$ г/см³. Плотность современных галактик меньше — порядка 10^{-24} г/см³. Значит, после рекомбинации продолжается расширение отдельных вихрей, прежде чем произойдет образование галактик. Если расширение происходит подобно, то условие вмороженности — сохранения потока магнитного поля — приведет к дальнейшему уменьшению \mathcal{H} еще на два порядка — до $2 \cdot 10^{-18}$ гс.

Мишустин и Рузмайкин (1971) рассматривают случай возникновения вращения в стадии, когда плотность фотонов уже мала. В первом приближении протоны и электроны вращаются с одинаковой скоростью, однако электроны тормозятся вследствие трения о фотонный газ. Условие, из которого определяется магнитное поле, заключается в том, что индуктивная э. д. с. компенсирует трение электронов:

$$m_e \frac{du}{dt} = - \frac{4}{3} \frac{\sigma_T \epsilon_\gamma u}{c} - e \mathcal{E} = 0. \quad (14.7.6)$$

Здесь $\epsilon_\gamma = 4 \cdot 10^{-13} (1+z)^4$ эрг/см³ — плотность энергии излучения, σ_T — томсоновское сечение электрона. Уравнение индукции имеет тот же вид, что и раньше. За время порядка космологического, не учитывая изменения радиуса газового облака, набирается магнитное поле порядка

$$\mathcal{H} = 4 \frac{t_{\text{косм}}}{t_{\text{об}}} (1+z)^{3/2} \frac{\sigma_T \epsilon_{\gamma 0} 4\pi}{e}, \quad (14.7.7)$$

где $t_{\text{косм}}$ — сегодняшнее космологическое время (10^{10} лет), $t_{\text{об}}$ — время одного оборота облака (для нашей Галактики $t_{\text{об}} = 2 \cdot 10^8$ лет), $\epsilon_{\gamma 0} = 4 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³. Подставляя $1+z=5$ и $t_{\text{об}} = 2 \cdot 10^8$ лет, получим

$$\mathcal{H} = 10^{-23} \text{ гс.}$$

Любопытно, что оба изложенных механизма дают величину, не зависящую от плотности носителей тока.

Однако первичное поле оказывается весьма малым по сравнению с наблюдаемым в Галактике ($\sim 10^{-6}$ эс). То же утверждение относится и к другим, не рассмотренным здесь механизмам генерации магнитного поля, например к комбинации термоэлектродвижущих сил, конвекции и вращения [Бирман (1950), Шлютер, Бирман (1950) и др.].

Итак, удовлетворительное решение невозможно без динамо-эффекта, который дал бы экспоненциальное нарастание поля с течением времени. Простые движения газа с вмороженным магнитным полем способны усиливать поле, но это усиление либо связано с уменьшением масштаба поля (при хаотическом движении), либо дает эффект, лишь линейный по времени, что недостаточно для заметного роста поля. Для примера рассмотрим диск с начальным радиальным полем (за исключением центральной области), силовые линии поля замыкаются сверху и снизу по вакууму; в целом поле квадрупольное. При вращении с угловой скоростью, зависящей от радиуса $*$), $\omega = \omega(R)$, силовые линии вытягиваются. Появляется φ -компонента поля

$$\frac{\partial \mathcal{H}_\varphi}{\partial t} = R \frac{\partial \omega}{\partial R} \mathcal{H}_R. \quad (14.7.8)$$

Однако \mathcal{H}_R остается постоянным, поэтому \mathcal{H}_φ растет только линейно, что явно недостаточно для заметного усиления начального поля за космологическое время.

Для осесимметричного и плоского движения были доказаны точные теоремы о невозможности динамо. В трехмерном случае долгое время были известны лишь такие решения, в которых нарастание поля было экспоненциальным, но с характерным временем, соответствующим времени нарушения вмороженности, т. е. пропорциональным проводимости («медленное динамо»). Для разреженной плазмы и космологических масштабов это время недопустимо велико. Казалось бы, есть общий закон, запрещающий быстрое нарастание. Однако в середине 60-х годов был дан простой пример «быстрого динамо». Представим себе тор сечения S , радиуса R , заполненный полем \mathcal{H}_0 . Растянем тор, сохраняя его объем, до радиуса $2R$; сечение уменьшится до $S/2$, поле из условия сохранения момента будет иметь величину $2\mathcal{H}_0$. Перегнем тор в виде восьмерки, а затем сложим два кольца восьмерки в один тор. Мы получим снова тор с радиусом R и сечением S , но с магнитным полем $2\mathcal{H}_0$ — магнитный поток удвоился. Если раньше силовые линии могли быть замкнутыми кругами, то теперь силовые линии возвращаются в исходную точку лишь после двух оборотов. Однако эти

$*$) Вращение — дифференциальное, не твердотельное.

«тонкие» свойства поля несущественны. Предлагаемая операция удваивает магнитный поток при каждом цикле движений, и такие циклы можно проводить неограниченное число раз. При постоянном темпе — один цикл за время T — получим нарастание по экспоненте $2^{\frac{t}{T}} = e^{\frac{t \ln 2}{T}}$.

Движение, однако, существенно не плоское, в нем обязательно присутствует винтовой поворот, превращающий тор в восьмерку. В работах Штеенбека (1963), Штеенбека, Краузе и Рейдлера (1966) построена теория хаотического винтового движения (зеркально неинвариантной турбулентности) с $(\mathbf{u} \operatorname{rot} \mathbf{u}) \equiv \alpha \neq 0$ и показано, что для магнитного поля получается уравнение

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} = \operatorname{rot} (\alpha \mathcal{H})$$

(мы выписываем только главный член), имеющее экспоненциально возрастающие решения. Авторы рассматривали случай малой проводимости. Позже Вайнштейн (1971) показал, что такой тип движения дает экспоненциальное нарастание и в случае большой проводимости. Возможно и комбинированное решение: дифференциальное вращение создает \mathcal{H}_φ из \mathcal{H}_R (как описано выше), турбулентность с $\alpha \neq 0$ создает \mathcal{H}_R из \mathcal{H}_φ :

$$\frac{\partial \mathcal{H}_R}{\partial t} = \operatorname{const} \cdot \alpha \mathcal{H}_\varphi.$$

Такая система двух уравнений (для \mathcal{H}_φ и \mathcal{H}_R) уже имеет экспоненциальные решения [Фитримэнн, Фриш (1969), Е. Паркер (1971), Вайнштейн, Рузмайкин (1971)].

Несомненной верхней границей скорости нарастания поля является закон $e^{\omega t}$, где ω — угловая скорость. При $\omega = \frac{2\pi}{t_{\text{об}}} = 3 \cdot 10^8 \text{ лет}^{-1}$ и $t \approx 10^{10} \text{ лет}$ такой закон дал бы возрастание в $e^{300} = 10^{70}$ раз, что более чем достаточно. Более реалистические оценки сделать труднее. Необходимо возрастание в 10^{10} — 10^{20} раз, т. е. в 3—7 раз более медленное.

Как и во многих других разделах космологии, придется констатировать, что нет сколько-нибудь надежной теории, но нет и тупика, т. е. нет четкого отрицательного ответа, который требовал бы введения сильного первичного космологического поля. Подробный обзор современного состояния теории динамо-эффекта см. Вайнштейн и Зельдович (1972).

В качестве «резервного» варианта выдвигалось предположение о том, что магнитное поле создается динамо-механизмом в более плотных областях, где больше скорость вращения и меньше характерное время, а затем это поле вместе с выброшенным газом расте-

кается по всей Галактике. Плотными областями могут быть звезды или ядро галактики [Хойл (1969), Бисноватый-Коган, Вайнштейн (1971), Бисноватый-Коган, Рузмайкин, Сюняев (1973)]. Выброшенные поля также могут служить эффективной «затравкой» для действия динамо-эффекта.

§ 8. Теория энтропийных возмущений

В теории горячей Вселенной существует особый тип возмущений, которые в принципе могут привести к выделению отдельных, обособленных, гравитационно связанных тел на современной стадии, при полном отсутствии возмущений метрики, плотности, скорости на ранней стадии и, в частности, вблизи сингулярности. Общая характеристика этих так называемых энтропийных возмущений была дана в § 4 гл. 10 и § 6 гл. 11. Напомним основной вывод: энтропийные возмущения с длиной волны, соответствующей массе $M > 10M_{\odot}$, остаются практически постоянными вплоть до момента рекомбинации. После рекомбинации в нейтральном водороде энтропийные возмущения превращаются в возмущения плотности и далее в растущие потенциальные возмущения при $M > M_{\text{дж}} \sim 5 \times 10^4 M_{\odot}$ и в затухающие звуковые волны при $M < 5 \cdot 10^4 \Omega^{-1/2} M_{\odot}$. Здесь будет рассмотрена возможная роль энтропийных возмущений в образовании современной структуры Вселенной.

Можно сделать крайнее предположение, что вначале, вблизи сингулярности, имели место одни только энтропийные возмущения.

На первый взгляд такая гипотеза приводит к следствиям, не отличающимся от гипотезы адиабатических возмущений. Нужно только так подобрать спектры энтропийных возмущений и адиабатических возмущений (на РД-стадии), чтобы они дали одинаковый спектр растущих потенциальных возмущений на поздней стадии, после рекомбинации.

Однако объективно существующее глубокое различие двух гипотез, двух типов возмущений (энтропийных и адиабатических) здесь скрыто за допущением подбора начального спектра. Существует понятие «естественного» начального спектра. Это понятие несколько расплывчато — и не удивительно, так как нет фундаментальной теории начальных возмущений.

Определение «естественного» спектра сегодня скорее негативно: в естественном начальном спектре не должно быть особенностей (дельта-функций, разрывов, изломов, максимумов или минимумов) в момент t_0 , достаточно близкий к сингулярности, когда все интересующие нас длины волн гораздо больше горизонта ct_0 .

«Естественным» можно считать появление особенностей в результате тех или иных физических процессов на более поздних стадиях при определенных длинах волн. Примером таких длин волн является горизонт на момент рекомбинации. Масса вещества в шаре