

шем), тонкий диск и др. В таких системах Г. н. сочетается с тепловой, гидродинамическими и разл. кинетическими неустойчивостями.

В достаточно больших масштабах гравитац. взаимодействие превосходит все другие известные виды взаимодействия. Поскольку гравитац. энергия среды при распаде её на сгустки уменьшается, то близкое к однородному распределение вещества неустойчиво относительно распада на отд. облака достаточно большого масштаба. Напротив, в малых масштабах роль тяготения невелика, и гравитация существенно не влияет на развитие возмущений. Так, напр., *адиабатические возмущения* в идеальном газе в больших масштабах растут под действием тяготения, а в малых масштабах превращаются в обычные звуковые волны.

Линейная теория Г. н. Если рассматриваются лишь силы тяготения и газовое давление, Г. н. проявляется при выполнении критерия Джинса:

$$4\pi G\rho - a_{зв}^2 k^2 \geq 0,$$

где ρ — плотность вещества, $a_{зв}$ — скорость звука, $k = 2\pi/l$, l — характерный масштаб возмущений. Критич. значение масштаба возмущений $l_{Дж}$, отделяющее область устойчивости от области неустойчивости, наз. *длиной волны Джинса*:

$$l_{Дж} = 2\pi a_{зв} t_h = 2\pi a_{зв} (4\pi G\rho)^{-1/2},$$

где $t_h = (4\pi G\rho)^{-1/2}$ — характерное время эволюции вещества с плотностью ρ под действием тяготения. Т. о., в этом случае длина волны Джинса близка к расстоянию, проходимому звуком за время t_h . Аналогичные ф-лы для $l_{Дж}$ могут быть получены и при учёте др. негравитац. сил (центробежные, магн. и др.). Эти силы увеличивают устойчивость распределения вещества и значение $l_{Дж}$ в нек-рых направлениях. Так, напр., вращение и магн. поле стабилизируют среду в направлениях, ортогональных соответствующей оси вращения и магн. оси. Иногда среду удобно характеризовать *массой Джинса* $M_{Дж}$, связанной с $l_{Дж}$ соотношением $M_{Дж} = \rho (l_{Дж}/2)^3$.

Скорость роста возмущений под действием сил тяготения зависит от масштаба возмущений. Возмущения в масштабах меньше критического ($l < l_{Дж}$) не нарастают вовсе. Возмущения в масштабах больше критического растут тем быстрее, чем больше масштаб. В пределе $l \gg l_{Дж}$ скорость роста возмущений не зависит от масштаба и возмущения растут (на линейной стадии) без искажения нач. формы (в т. н. *автомодельном режиме*).

В однородных космологич. моделях возмущения развиваются на нестационарном фоне. Изменение со временем плотности вещества и скорости звука ведёт к изменению длины волны Джинса и скорости развития возмущений. Если во Вселенной доминирует нерелятивистское вещество (т. е. если ср. плотность Вселенной определяется нерелятивистским веществом, т. е. веществом, давление к-рого много меньше плотности его кинетич. энергии), то крупномасштабные ($l \gg l_{Дж}$) возмущения плотности $\Delta\rho$ при расширении Вселенной растут по закону $\Delta\rho/\rho \sim t^{2/3}$, а при сжатии — по закону $\Delta\rho/\rho \sim t^{-1}$ (t — время от момента сингулярности). Если же во Вселенной доминирует ультрарелятивистское вещество (давление порядка плотности кинетич. энергии), то возмущения плотности при расширении растут по закону $\Delta\rho/\rho \sim t$. Согласно простейшей *горячей Вселенной теории*, в прошлом плотность Вселенной определялась ультрарелятивистским веществом, а в настоящее время — нерелятивистским. Однако сейчас широко обсуждается возможность неоднократной смены режимов расширения из-за изменения ур-ния состояния доминирующего во Вселенной вещества при распадах разл. массивных метастабильных частиц. Эти процессы, меняя режим развития неоднородностей, могут формировать спектр возмущений, определяющий наблюдаемую сегодня *крупномасштабную структуру Вселенной*.

Нелинейная теория Г. н. Крупномасштабная структура формируется на нелинейной стадии развития возмущений, к-рая наступает в период, когда относительные возмущения плотности $\Delta\rho/\rho$ становятся сравнимыми с единицей. В космологии в период доминирования нерелятивистских частиц всегда с большим запасом выполнено условие $l \gg l_{Дж}$ и влияние давления и др. негравитац. сил можно не учитывать. В этой ситуации развитие неоднородностей в нелинейном режиме хорошо описывается (приближённой) нелинейной теорией гравитац. неустойчивости (Я. Б. Зельдович, 1970). Согласно этой теории, эволюция растущей моды неоднородностей описывается след. соотношениями:

$$r_i(q, t) = a(t) [q_i - B(t) s_i(q)],$$

$$u_i(q, t) = \frac{dr_i}{dt} = Hr_i - a(t) \dot{B}(t) s_i(q),$$

$$\rho = \rho_0 |D_{ik}|^{-1} = \bar{\rho}(t) \left| \delta_{ik} - B(t) \frac{\partial s_i}{\partial q_k} \right|,$$

где r_i — эйлеровы, а q_i — лагранжевы координаты (см. *Лагранжа уравнения* в гидромеханике) частицы ($i, k = 1, 2, 3$), $s_i(q)$ — потенц. вектор смещения частиц, характеризующий нач. возмущения, $a(t)$ — масштабный фактор, описывающий расширение Вселенной, $H = \dot{a}/a$ — постоянная Хаббла, ф-ция $B(t)$ определяет рост возмущений с течением времени, $D_{ik} = \partial r_i / \partial q_k$ — тензор деформации, ρ_0 — нач. плотность, ρ — ср. плотность среды. Если $s_i = 0$, то $r_i = q_i a$. Это соотношение описывает невозмущённое расширение Вселенной и определяет связь лагранжевой и эйлеровой координат (см. *Эйлера уравнение гидромеханики*). Тензор $\partial s_i / \partial q_k$ в каждой точке можно привести к гл. осям и найти гл. значения $\alpha \geq \beta \geq \gamma$. Тогда для плотности среды получим:

$$\rho = \bar{\rho} [1 - B(t)\alpha]^{-1} [1 - B(t)\beta]^{-1} [1 - B(t)\gamma]^{-1}.$$

Пока возмущения малы, это соотношение эквивалентно

$$\rho = \bar{\rho} [1 + B(t)(\alpha + \beta + \gamma) + \dots] = \bar{\rho} [1 + B(t) \partial s_i / \partial q_k],$$

к-рое совпадает с результатом теории возмущений в среде без давления.

На нелинейной стадии плотности стремится к бесконечности [$1 - B(t)\alpha \rightarrow 0$] благодаря одномерному сжатию (фокусировке) вдоль гл. оси n_α , соответствующей гл. значению α . При этом в ортогональном n_α направлении может происходить как расширение, так и сжатие (в зависимости от знаков β и γ). Фокусировка частиц впервые происходит в точке локального максимума $\alpha = \alpha_{\max}$ в момент t_{\max} , определяемый соотношением $1 - B(t_{\max})\alpha_{\max} = 0$. В дальнейшем фокусировка происходит на поверхности $n_\alpha \nabla \alpha = 0$. Введение сколь угодно малой темп-ры среды ограничивает макс. плотность сжатого вещества и ликвидировывает (формальную) сингулярность. В газодинамич. приближении после фокусировки возникает область сжатого газа («блин»), ограниченная ударной волной, в к-рой набегающий газ тормозится, сжимается и нагревается. В приближении бесстолкновительных частиц возникает многопоточковая область, ограниченная каустическими поверхностями (см. *Каустика*). В плотных «блинах» могут идти интенсивные процессы образования галактик и звёзд, обусловленные тепловой, гидродинамич. и гравитац. неустойчивостями. В настоящее время «блины» наблюдаются как гигантские сверхскопления галактик и отд. цепочки групп галактик. Увеличиваясь в размерах, «блины» со временем сливаются и создают единую крупномасштабную сетчатую структуру Вселенной. Для одномерных возмущений ($s_2 = s_3 = 0$) приведённое решение является точным. В общем случае оно описывает эволюцию неоднородностей в окрестности плотной области ($\alpha \gg |\beta|, |\gamma|$) с точностью $\Delta \sim |\beta + \gamma|/\alpha$. В зонах разрежения точность решения низкая.