

# Переходная функция.

## Классификация темной материи.

О присутствии скрытого вещества во Вселенной свидетельствуют наблюдения кривых вращения галактик и разница их вириальной и видимой масс ( $\sim 50 \div 90$ )%, а также эффект гравитационного линзирования далеких объектов. Кроме того, стандартная теория нуклеосинтеза предсказывает плотность барионной материи  $\sim 5\%$  от полной плотности. Введение небарионной материи в космологию связано также с необходимостью нарастить мощность возмущений, чтобы получить наблюдаемую крупномасштабную структуру, поскольку рост  $\delta_B$  в барионной материи начинается с момента рекомбинации, а рост  $\delta_{NB}$  небарионной материи – с момента инфляции (или с момента выделения данного сорта частиц из общего взаимодействия, что происходит по мере достижения определенной температуры). Поскольку высокая степень изотропии спектра РИ говорит о том, что неоднородности в плотности барионного вещества на ранней стадии были весьма малы  $\delta_{rec} \sim 10^{-5}$ , в формуле  $\delta_{now} = \delta_{rec} \left( \frac{1+Z_{rec}}{1+Z_{now}} \right) \Big|_{z_{rec} \sim 10^3}$ , получим величину  $\delta_{now} \sim 10^{-2}$ , что указывает на то, что галактики и их скопления не смогли бы за имеющееся время развиться из этих неоднородностей ( $\delta_{now} = 1$  – необходимое условие существования объекта). Положение спасает введение гравитирующей материи, которая не взаимодействует с электромагнитным полем излучения, и поэтому возмущения плотности в ней не демпфированы за счет эффекта Силка на РД стадии. Возмущения в скрытой массе создают потенциальную яму, в которую после рекомбинации "сваливаются" барионы, и, тем самым, ускоряется эволюция контраста их плотности.

Классификация различных космологических моделей зависит от того, какие частицы составляют скрытое вещество, взаимодействующее с любыми другими видами материи только гравитационным образом. Модельные параметры также определяются физическими особенностями скрытой материи.

Космологическое проявление небарионной материи зависит от величины свободного пробега  $\lambda_{fs}$  релятивистских частиц, ее составляющих, где  $\lambda_{fs}$  – free-streaming – среднее расстояние, проходимое частицей, до момента когда ее импульс станет нерелятивистским, т.к.  $p_i a^i = const$ . Флуктуации размера  $\lambda < \lambda_{fs}$  подавляются в результате диссипативных процессов (действие которых в этом случае аналогично явлению диффузии, т.е. вещество от участков пространства с повышенной плотностью переносится в область пространства с пониженной плотностью), а флуктуации размера  $\lambda > \lambda_{fs}$  растут и образуют объекты с  $M > M_{fs}$ . Таким образом, классификация моделей с холодным и горячим скрытым веществом связана с величиной  $\lambda_{fs}$  частиц, составляющих скрытое вещество по сравнению с размером горизонта на момент равенства энергии излучения и энергии материи:

- $\lambda_{fs}$  большая — для моделей с горячим скрытым веществом (HDM);
- $\lambda_{fs}$  малая — для моделей с холодным скрытым веществом (CDM).

Т.е., принципиальное различие между холодными и горячими частицами заключается в том, что соответствующие им масштабы свободного пробега (которые по порядку величины равны горизонту – обратному хаббловскому масштабу – на момент времени нерелятивизации частиц) заметно отличаются друг от друга: для холодных

частиц, которые были нерелятивистскими еще до отсоединения, указанный масштаб гораздо меньше, чем для горячих частиц

$$k_c \gg k_h,$$

, где  $k [h^{-1}pc^{-1}]$  – пространственная частота. Возмущения с  $k > k_{fs}$  сглаживаются, в то время как возмущения с  $k < k_{fs}$  образуют гравитационно-связанные объекты.

Для HDM-модели, основанной на легких нейтрино  $m_\nu \simeq 30eV$ ,  $\lambda_{fs} \simeq 41(\frac{30eV}{m_\nu})$  Мпк, спектр первичных флуктуаций скрытой материи эффективно обрезается на  $\lambda < \lambda_{fs}$  (Bond and Szalay, 1983). Поэтому соответствующие массы образующихся объектов  $M_{fs} \sim 10^{15}(\Omega_{tot}h^2)^{-2}M_\odot$ , т.е. порядка массы богатого скопления галактик. Таким образом, первыми выделившимися объектами в такой модели являются скопления галактик, а объекты меньшей массы образуются путем фрагментации больших масс (Шандарин и др., 1983).

Для CDM-модели, темное вещество которой составляют более массивные, чем в HDM-модели частицы и имеющие, следовательно, меньший импульс и меньшую длину свободного пробега, масштаб обрезания соответствует объектам с массой  $10^8 M_\odot$ , что соответствует массам карликовых галактик. Дальнейшее образование структуры в этой модели происходит в процессе иерархического сгущивания.

Наиболее популярными на сегодняшний день являются комбинированные модели, в которых присутствуют все типы скрытого вещества.

Включение всех процессов, изменяющих в процессе эволюции форму начального (генерируемого в ходе инфляции) спектра, описывается посредством переходной функции  $T(k)$ :

$$P(k) = P_o(k) \cdot T^2(k),$$

где  $P_o(k)$  - первичный спектр. Это изменение  $P(k)$  обусловлено различными диссипативными процессами, упомянутыми выше (подавление коротковолновых флуктуаций).

Расчет переходных функций требует совместного решения уравнения Эйнштейна для самогравитирующей материи и, либо уравнения Больцмана неравновесной кинетики для горячей компоненты скрытого вещества и фотонов<sup>1</sup>, либо закон сохранения энергии для бесстолкновительных частиц холодной скрытой материи и барионной плазмы, которые рассматриваются как сплошная среда.

Полная переходная функция записывается в виде:

$$T(k) = \Omega_{CDM}T_{CDM}(k) + \Omega_\nu T_\nu(k) + \Omega_B T_B(k)$$

Влияние разного сорта скрытой материи и космологической постоянной на  $T(k)$ ,  $P(k)$  представлено на Рис.1 и Рис.2, соответственно.

## Влияние космологической постоянной на формирование крупномасштабной структуры Вселенной.

При наличии космологической постоянной масштабный фактор удовлетворяет уравнению:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho_m + \frac{1}{3}\rho_\Lambda,$$

<sup>1</sup> Оно применимо в случае, если длина свободного пробега частиц много больше размера космологического горизонта

где  $\rho_m$  - полная плотность материи во Вселенной:  $\rho_m = \rho_c + \rho_h + \rho_\nu + \rho_\gamma + \rho_b$ , где  $\rho_\gamma$  обозначает плотность энергии фотонов,  $\rho_\nu$  - плотность энергии безмассовых нейтрино,  $\rho_c, \rho_h$  - соответственно плотности холодной и горячей скрытой массы,  $\rho_b$  - плотность барионов,  $\rho_\Lambda$  - плотность космологической постоянной, а точка обозначает производную по времени  $t$ .

Т.е. ненулевая космологическая постоянная влияет на темп расширения Вселенной и динамику роста возмущений плотности. В случае растущей моды точное решение эволюции контраста плотности (Lahav et al., 1989) имеет вид:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \simeq h_0^{-2} X^{1/2} a^{-1} \int_0^a X^{3/2} da,$$

где  $X = 1 + \Omega_m(a^{-1} - 1) + \Omega_\Lambda(a^2 - 1)$ .

Как видно, космологическая постоянная после момента равенства плотностей материи и космологической постоянной ( $\rho_m = \rho_\Lambda$ ) вызывает уменьшение скорости роста возмущений плотности в сравнении со Вселенной, где плотность материи равна критической ( $\Omega_m = 1$ ).

Коэффициент подавления для возмущений плотности равен (Lahav et al. 1989):

$$K_\delta(t) = \frac{5}{3} \left( 1 - \frac{\dot{a}}{a^2} \int_0^t a(t) dt \right) \quad (1.20)$$

Пересчитывая коэффициенты подавления на сегодняшний день, при  $z = 0$  получаем следующие аппроксимационные выражения роста возмущений плотности (Carroll et al., 1992):

$$\sigma(R, z) = \frac{\sigma(R) g(\Omega_m(z))}{1 + z g(\Omega_m(0))}, \quad (1.21)$$

где  $g(x) \equiv g(\Omega_m(z))$ :

$$g(x) = 5x \left( 2x^{\frac{4}{7}} + \frac{2 + x(209 - x)}{70} \right). \quad (1.22)$$

Используя коэффициенты подавления возмущений плотности для определения спектра возмущений материи  $P(k)$ , который ответственен за формирование структуры Вселенной, получаем следующее выражение при  $z = 0$ :

$$P(k; \Omega_\Lambda, \Omega_H, \Omega_C, \Omega_b, h_0) = AP_0(k)T^2(k; \Omega_\Lambda, \Omega_H, \Omega_C, \Omega_b, h_0)K_\delta^2/\Omega_M^2,$$

где  $A$  - нормировочная постоянная,  $P_0(k)$  - ,  $P(k)$  - полный спектр возмущений, связанный со спектрами отдельных компонент  $P(k) = [\Omega_c P_c^{1/2} + \Omega_h P_h^{1/2} + \Omega + b P_b^{1/2}]^2$ ,  $T(k)$  - переходная функция, отражающая изменение первичного спектра возмущений плотности во время его эволюции.

Важно отметить, что введение космологической постоянной ( $\Omega_\Lambda \neq 0$ ) в плоские космологические модели не влияет на характеристики сгущивания вещества, поскольку  $\vec{\nabla} \Lambda = 0$ , но существенно замедляет рост возмущений плотности (1.21). Это отражается в эволюционных треках скоплений галактик. Поскольку  $\Omega_{tot} \equiv \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ , то введение  $\Omega_\Lambda$  также влияет и на величину нормировки спектра мощности.

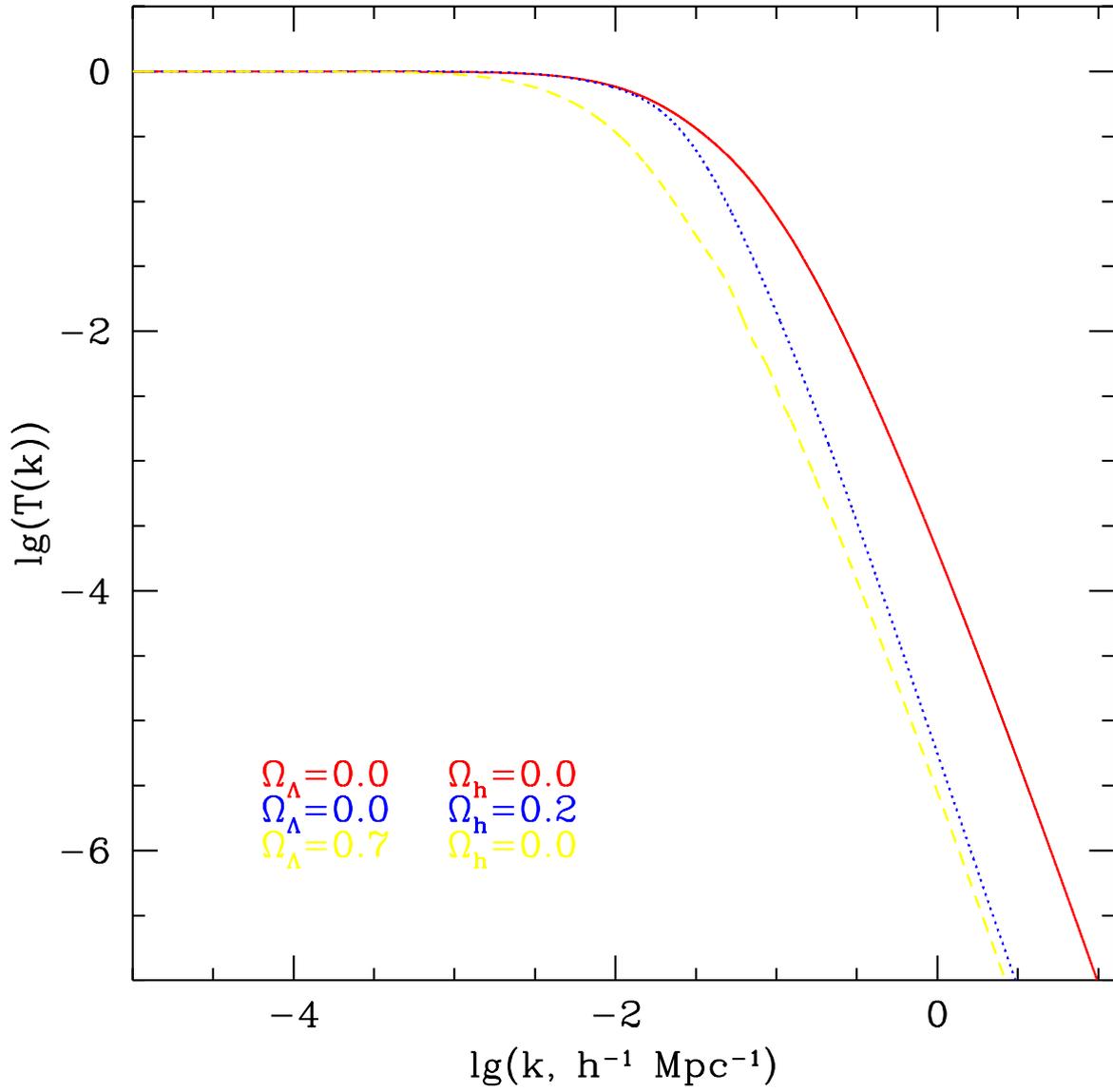


Рис. 1: Переходная функция  $T(k)$  для различных моделей:  $\Omega_{\Lambda} = 0, \Omega_{\nu} = 0$  (сплошная линия);  $\Omega_{\Lambda} = 0, \Omega_{\nu} = 0.2$  (пунктирная линия);  $\Omega_{\Lambda} = 0.7, \Omega_{\nu} = 0$  (штрихованная линия).

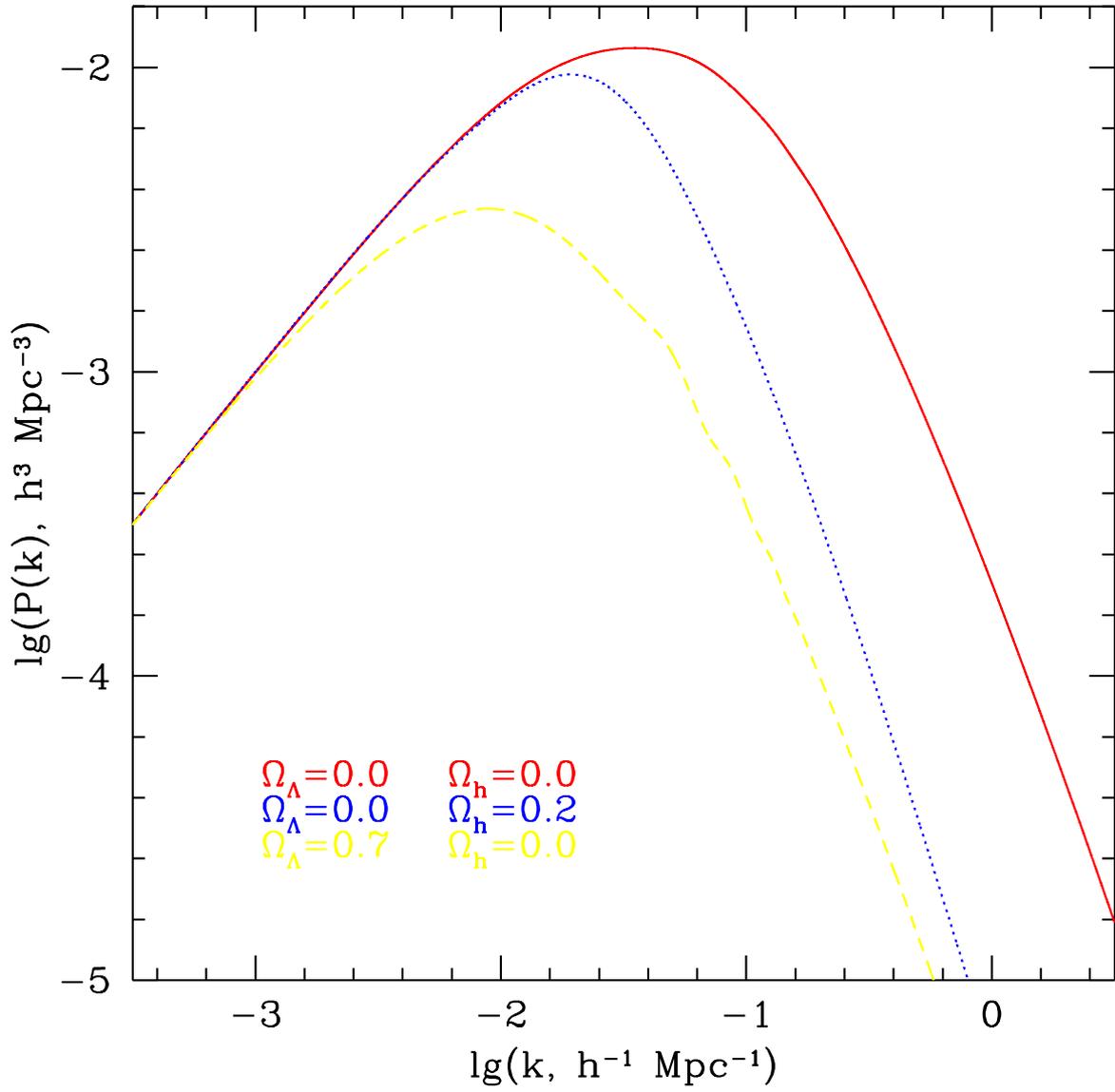


Рис. 2: Спектр мощности возмущений плотности  $P(k)$  для моделей:  $\Omega_\Lambda = 0, \Omega_\nu = 0$  (сплошная линия);  $\Omega_\Lambda = 0, \Omega_\nu = 0.2$  (пунктирная линия);  $\Omega_\Lambda = 0.7, \Omega_\nu = 0$  (штрихованная линия).