

Теоретич. исследование (Е. М. Лифшиц, 1946) показывает, что П. ф. могут быть след. типов.

Адиабатич. флуктуации описываются возмущениями метрики Фридмана — Робертсона — Уокера скалярного типа, к-рые эффективно сводятся к неоднородному возмущению ньютоновского гравитац. потенциала и связанному с ним возмущению полной плотности энергии вещества. Кроме того, у вещества появляется потенциальная (т. н. пекулярная) скорость относительно выделенной «космологич.» системы отсчёта, в к-рой невозмущённая метрика пространственно однородна. В зависимости от характера временной эволюции адиабатич. флуктуации принадлежат к растущей (квазиизотропной) или падающей моде. Только первая мода совместима с условием малости П. ф. при $z \approx 10^3$. Для растущей моды П. ф. безразмерная амплитуда возмущений метрики в синхронной системе отсчёта не зависит от времени на нач. стадиях расширения Вселенной, когда пространственный масштаб флуктуаций $L \sim R(t)$ больше размера космологич. горизонта (границы области двусторонней причинной связанности, см. *Вселенная*) $L_h \sim ct$, каковы бы ни были свойства вещества (необходимо только выполнение *причинности* *принципа*). Поэтому, с точки зрения классич. теории гравитации, эта амплитуда (10^{-4} — 10^{-5}) должна быть задана как нач. условие для Вселенной в момент её выхода из сингулярности космологической (Большого Взрыва), $t = 0$.

Анализ наблюдат. данных показывает, что вектор ускорения для нашей Галактики, определяемый по расположению видимого вещества (галактик и их скоплений) вокруг неё, отклоняется менее чем на 10% от вектора скорости Галактики относительно системы отсчёта, в к-рой плотность импульса реликтового эл.-магн. излучения равна нулю (отличие угла отклонения от нуля находится в пределах ошибок измерений). Последняя скорость определяется величиной и угл. расположением дипольной анизотропии темп-ры реликтового излучения и практически совпадает с пекулярной скоростью Галактики относительно «космологич.» системы отсчёта. Это является важным доводом в пользу того, что галактики образовывались именно из адиабатич. П. ф., для к-рых векторы пекулярной скорости и ускорения строго коллинеарны.

Векторные (вращательные) флуктуации характеризуются возмущениями метрики Фридмана — Робертсона — Уокера векторного типа (не сводимыми к градиенту от скалярной ф-ции) и вихревой пекулярной скоростью вещества. При этом возмущение плотности энергии вещества равно нулю. Этот тип возмущений несовместим с малостью П. ф. на ранних стадиях эволюции Вселенной, поэтому совр. космологич. теории предсказывают отсутствие векторных П. ф. (вторичные вихревые флуктуации скорости вещества могут возникнуть из адиабатич. П. ф. при $z \leq 10$ за счёт разл. нелинейных эффектов).

Первичные тензорные флуктуации и метрики Фридмана — Робертсона — Уокера (не сводимые к градиентам скаляров и компонент векторов) представляют собой *гравитационные волны*, образовавшиеся в момент Большого Взрыва. Та мода гравитац. волн, к-рая совместима с нач. изотропией Вселенной (т. н. квазиизотропная мода), характеризуется не зависящей от времени амплитудой тензорных П. ф. на стадии, когда пространственный масштаб флуктуаций L много больше размера космологич. горизонта L_h .

Существует ещё один тип П. ф. (не рассмотренный Лифшицем), к-рый возникает, когда вещество, заполняющее Вселенную, состоит из двух или неск. разл. компонент (сортов), напр. барионы и излучение или барионы с излучением и нейтрино. Тогда в режиме $L \gg L_h$ существует $(n - 1)$ мод П. ф., где n — число разл. компонент вещества, в к-рых флуктуирует только уд. состав вещества, точнее говоря, флуктуация полной плотности энергии вещества и метрики простран-

ства-времени малы [в отношении $(L_h/L)^2$] по сравнению с флуктуациями плотности энергии отд. компонент. Для вещества, состоящего из барионов и излучения ($n = 2$), такую моду П. ф. наз. *изотермической*, или *энтропийной*. В более общем случае (особенно когда часть вещества составляют слабовзаимодействующие частицы, напр. нейтрино и др.) правильнее говорить об *изоэнергетич. (изометрич.)* П. ф. Когда в ходе расширения Вселенной условие $L \gg L_h$ перестаёт выполняться, изоэнергетич. моды П. ф. перемешиваются с адиабатическими (исключение составляет только случай, когда компоненты имеют одинаковые ур-ния состояния). Поэтому *изоэнергетич. П. ф.*, подобно адиабатич. П. ф., могут привести к образованию локализов. объектов и крупномасштабной структуры Вселенной.

Происхождение П. ф. По мере движения в прошлое к космологич. сингулярности ($t = 0$) в изотропной космологич. модели Фридмана все флуктуации попадают в режим $L \gg L_h$ [в частности, все масштабы, превышающие $50(H/50)^{-2} \cdot \text{х}^{1/2}$ Мпк в настоящее время, находились в этом режиме в момент перехода от радиац.-доминиров. стадии эволюции Вселенной к стадии доминирования нерелятивистского вещества]. В этом режиме П. ф. не могут быть созданы никакими локальными физ. процессами вследствие принципа причинности. Поэтому в классич. космологии П. ф. изначально возникают в космологич. сингулярности. Математически это означает, что их величина и пространственное распределение (или спектр в фурье-представлении) должны быть произвольно заданы при $t = 0$ в качестве нач. условий для ур-ний тяготения Эйнштейна (см. *Тяготение*). Не используя наблюдательных данных, ничего более про тип, амплитуду и спектр П. ф. сказать нельзя; иными словами, свойства П. ф. невозможно предсказать априори. В этом состоит проблема нач. условий классич. космологии.

Задача любой квантовой или полуквантовой космологии — вывести свойства П. ф. исходя из первичных принципов и ур-ний. Эта задача решается в модели *раздувающейся Вселенной*, в к-рой радиац.-доминиров. стадии Вселенной предшествует (при очень больших значениях кривизны пространство-времени) деситтеровская стадия квазиэкспоненциального расширения (см. *Де Ситтера пространство-время, Квантовая теория гравитации*). В простейшем варианте этой модели — с одним эффективным скалярным полем, ответственным за существование деситтеровской стадии, — предсказывается, что П. ф. с совр. масштабом $L \gg 1$ см принадлежат исключительно к квазиизотропным адиабатич. и тензорным модам, а их амплитуда h слабо зависит от L ($|d \log h / d \log L| \ll 1$; говорят, что такие П. ф. имеют плоский спектр, или спектр Зельдовича — Гаррисона). В усложнённых вариантах модели с неск. скалярными полями на деситтеровской стадии генерируются ещё и изоэнергетич. П. ф. (называемые в данном случае также *изоинфлатонными*), а спектр адиабатич. П. ф. может быть более сложным.

Способы исследования П. ф. Свойства П. ф. можно, в принципе, определить из наблюдательных данных о совр. строении Вселенной. Практически наиб. важная информация об адиабатич. П. ф. с совр. масштабом $L = (1-10^4)$ Мпк следует из вида корреляц. ф-ции галактик и их скоплений, характеристик *крупномасштабной структуры Вселенной* (напр., распределения пустот — областей пространства, свободных от галактик, — по размерам) и из данных об угл. анизотропии темп-ры реликтового эл.-магн. излучения $\Delta T/T$ (пока надёжно обнаружена только анизотропия дипольного типа). Гравитац. волны, возникшие из тензорных П. ф., также дают вклад в $\Delta T/T$ (этот эффект наиб. чувствителен к интервалу длин волн 10^2 — 10^4 Мпк). Наконец, гравитац. волны с частотами, большими 10^{-10} Гц, можно искать как в прямых экспериментах (наиб. перспективным здесь является использование космич. лазерных интерферо-