туирующих величин A_i. Задача теории — вычисление *корреляционных функций* величин $A_i(x)$, через к-рые выражаются аномальные вклады в термодинамич. величины. Центральным для флуктуац. теории является представление о *масштабной инвариантности* (т. н. скейлинге) флуктуаций в точке Ф. п. Масштабная инвариантность означает отсутствие в системе к.-л. характерного пространств. масштаба, превышающего масштаб постоянной решётки; иначе говоря, на всех пространств. масштабах флуктуации ведут себя подобным образом. Это означает, что подобное изменение всех расстояний $|x_i - x_j|$, бóльших по сравнению с постоянной решётки и входящих в к.-л. корреляц. ф-цию $K(x_1, x_2, ..., x_n) = \langle A_1(x_1) A_2(x_2) ... A_n(x_n) \rangle$, сводится к изменению единицы длины, причём одновременно изменяются и единицы измерения полей $A_i(x)$. Каждая величина $A_i(x)$ характеризуется своим размерным показателем (индексом) Δ_A в преобразовании подобия: $A(\lambda x) \to \lambda^{-\Delta_A} A(x)$.

Это соотношение является матем. выражением гипотезы подобия (масштабной инвариантности) флуктуаций в точке Ф. п. 2-го рода. Подчеркнём, что размерные показатели Δ_A не совпадают с обычными физ. размерностями величин A, поскольку в их определение входят размерные микроскопич. параметры, не влияющие на свойства аномальных флуктуаций и не меняющиеся при масштабных преобразованиях.

Масштабная инвариантность позволяет определить вид парных корреляц. ф-ций с точностью до констант:

$$\langle A(x) B(x') \rangle = Z_{AB} |x - x'|^{-(\Delta_A + \Delta_B)}.$$

В окрестности Ф. п. 2-го рода флуктуации характеризуются единств. размерным параметром — радиусом корреляции R_c. Все термодинамич. величины, характеризующие Ф. п. 2-го рода (точнее, их аномальные части), оказываются степенными ф-циями R_c. Из соотношений подобия можно найти общий вид корреляц. ф-ций вблизи T_c:

$$\langle A(x) B(x') \rangle = |x - x'|^{-(\Delta_A + \Delta_B)} g(|x - x'|/R_c).$$

Фурье-компоненты этих ф-ций определяют структурные факторы аномального рассеяния вблизи T_c (напр., рассеяния света вблизи критич. точки или рассеяния нейтронов в ферромагнетиках):

$$S(q) \sim q^{\eta - 2} f(qR_c). \qquad (*)$$

Здесь q — волновой вектор рассеяния, $f(x)$ — безразмерная ф-ция с асимптотиками $f(x \to \infty) \to \text{const}$, $f(x \to 0) \sim x^{2-\eta}$, η — критич. показатель. Соотношение (*) даёт возможность единым образом представить эксперим. данные, относящиеся к разл. интервалам q и R_c. Экспериментально соотношения (*) хорошо выполняются в самых разл. Ф. п. 2-го рода, что подтверждает гипотезу масштабной инвариантности.

Количеств. вычисления КП и обоснование картины скейлинга связаны с применением методов *ренормализационной группы* и *эпсилон-разложения*. Метод ренормгруппы состоит в последовательном усреднении по всевозможным флуктуациям с пространств. масштабами, меньшими нек-рого l, при фиксир. крупномасштабных конфигурациях. Изменяя затем единицы измерения длин (и соответствующим образом единицы флуктуирующих полей), возвращаемся к системе с теми же линейными размерами, но несколько изменённым функционалом свободной энергии. Такое преобразование наз. преобразованием ренормировки. Условие неизменности функционала свободной энергии при последовательном проведении ренормировки и увеличении масштаба l до бесконечности определяет точку Ф. п. 2-го рода. Именно существование такой неподвижной точки в пространстве возможных функционалов, отвечающих Ф. п. 2-го рода с заданным типом нарушения симметрии, подтверждает гипотезу масштабной инвариантности. КП вычисляют с помощью линеаризации ур-ний ренормгруппы вблизи неподвижной точки. Вычисление КП для Ф. п. 2-го рода в трёхмерных системах проводится обычно с помощью формального рассмотрения систем размерности $4 - \varepsilon$, где $\varepsilon \ll 1$ (т. н. эпсилон-разложение) с последующим продолжением до $\varepsilon = 1$. Найденные таким способом КП находятся в хорошем согласии с эксперим. данными. Для Ф. п. 2-го рода в двумерных системах часто удаётся найти точные значения КП (см. *Двумерные решёточные модели*).

Необычные Ф. п. В ряде двумерных систем Ф. п. 2-го рода не связан с появлением макроскопич. параметра порядка, но приводит к качеств. изменению свойств системы. Это относится, в частности, к переходам в сверхтекучее и сверхпроводящее состояния в тонких плёнках, где появляется ненулевая сверхтекучая плотность в отсутствие бозе-конденсата. Отсутствие макроскопич. параметра порядка связано в этих случаях с аномально сильными флуктуациями в упорядоченной фазе (см. также ст. *Топологический фазовый переход*).

Особый класс Ф. п. 2-го рода представляют собой Ф. п. в *неупорядоченных системах* (напр., в *спиновых стёклах*). С точки зрения макроскопич. симметрии фаза спинового стекла неотличима от соответств. высокотемпературной (парамагн.) фазы. Физ. отличие этих фаз связано с появлением в фазе спинового стекла неубывающих во времени автокорреляц. ф-ций локализованных магн. моментов S_i ($\lim_{t \to \infty} \langle S_i(0) S_i(t) \rangle \neq 0$) при нулевом полном моменте системы. Для Ф. п. в состояние спинового стекла характерно отсутствие наблюдаемых аномалий теплоёмкости и резкий рост времени магн. релаксации. Последовательное теоретич. описание таких Ф. п. отсутствует.

Различие между Ф. п. 1-го рода и 2-го рода является несколько условным, т. к. нередко наблюдаются Ф. п. 1-го рода с малой теплотой перехода и сильными флуктуациями, характерными для Ф. п. 2-го рода. К ним относятся большинство Ф. п. между разл. мезофазами *жидких кристаллов*, нек-рые структурные Ф. п., а также многие Ф. п. в антиферромагн. состояния со сложной магн. структурой. В последнем случае, как и в нек-рых других, существование Ф. п. 1-го рода связано с сильным взаимодействием флуктуаций; по теории Ландау эти переходы должны быть Ф. п. 2-го рода. Существуют также примеры противоположного типа: по теории Ландау все фазовые переходы плавления должны быть Ф. п. 1-го рода, однако в ряде двумерных систем с сильно развитыми флуктуациями эти переходы оказываются Ф. п. 2-го рода.

В ряде случаев движение вдоль кривой Ф. п. 1-го рода при изменении внеш. параметров приводит к уменьшению теплоты перехода и скачка уд. объёма вплоть до полного их исчезновения, после чего Ф. п. между теми же фазами происходит как Ф. п. 2-го рода. Соответствующая точка на кривой перехода наз. *трикритической точкой*, она характеризуется резкой аномалией теплоёмкости в упорядоченной фазе: $C \sim (T_c - T)^{-1/2}$. Вблизи трикритич. точки флуктуации столь же сильны, как вблизи любой точки Ф. п. 2-го рода, однако их взаимодействие между собой аномально слабое. Это позволяет применять для описания трикритич. точки теорию самосогласованного поля (см. также ст. *Поликритическая точка*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Ма Ш., Современная теория критических явлений, пер. с англ., М., 1980.

М. В. Фейгельман.

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХО́Д ПОРЯ́ДОК — БЕСПОРЯ́ДОК, см. *Структурные фазовые переходы.*

ФА́ЗОВЫЙ СИНХРОНИ́ЗМ (волновой синхронизм) при нелинейном взаимодействии волн — условие наиб. эффективного энергообмена между собственной и вынуждающей волнами среды, имеющими одинаковые частоты. Напр., в нелинейной оптике вынуждающей волной может быть волна *нелинейной поляризации*. Условие Ф. с. выражается равенством волнового вектора k собств. волны среды волновому вектору $k_в$ вынуждающей волны ($k = k_в$). Разность волновых векторов $\Delta k = k - k_в$ наз. фазовой (волновой) расстройкой. Нелинейные взаимодействия волн, происходящие при наличии Ф. с. ($\Delta k = 0$), принято называть синхронными (см. *Синхронизм*).