

термодинамич. равновесия, в стационарные состояния с пространств. или временной когерентностью. Н. ф. п. связаны с потерей устойчивости исходного бесструктурного состояния, являющегося экстремальной равновесного состояния в неравновесные условия, и происходят в результате *бифуркаций*, приводящих к возникновению новых стационарных состояний. Подобные явления имеют место в *открытых системах* и обусловлены флуктуациями, индуцируемыми внеш. воздействием.

Пример Н. ф. п. — возникновение лазерной генерации. С термодинамич. точки зрения *лазер* представляет собой неравновесную систему, т. к. она включает в себя атомы и поле, к-рые связаны с резервуарами, имеющими разл. темп-ры. При слабой накачке активные атомы излучают независимо друг от друга. С увеличением накачки лазер переходит в когерентное состояние, в к-ром все атомы излучают в фазе. При этом обнаруживается аналогия с *фазовыми переходами* 2-го рода. Подобная аналогия имеет место при Н. ф. п. и в др. системах: физических (образование конвективных ячеек Бенара; возникновение осцилляций напряжённости электр. поля в диоде Ганна), химических (появление *автоколебаний* и *автоволн* при хим. реакциях), биологических (переход в режим ритмич. активности нейтронов при морфогенезе) и т. д. Рассмотрение этих явлений в рамках единого подхода, использующего *Ландау теорию* фазовых переходов и теорию нелинейных колебаний и волн, составляет основу *синергетики*.

При описании Н. ф. п. выделяют самые неустойчивые (критич.) степени свободы. При развитии этих мод и последующей их стабилизации в процессе взаимодействия между собой образуется пространственная или временная структура. Нелинейные ур-ния для амплитуд этих возмущений (*параметров порядка*) получаются после исключения из динамич. ур-ний всех остальных мод. В простейшем случае одномодового лазера для зависящей от времени комплексной амплитуды поля излучения φ получим:

$$\partial\varphi/\partial t = a\varphi - 2b|\varphi|^2\varphi + F(t), \quad (1)$$

где a и b — параметры, характеризующие излучение, $F(t)$ — случайная сила, обусловленная флуктуациями. При $a < 0$ можно пренебречь обусловленной диссипацией нелинейностью. В этом случае значение амплитуды φ полностью определяется шумом $F(t)$. Изменение знака линейного по φ слагаемого в (1) приводит к потере устойчивости нулевого (в отсутствие флуктуаций) решения и к появлению нетривиальных устойчивых решений с $|\varphi|^2 = a/2b$, т. е. к возникновению когерентного лазерного излучения, к-рое лишь в незначит. степени нарушается флуктуациями. Т. о., в поведении лазерного излучения при переходе через порог генерации, как и в обычных фазовых переходах 2-го рода, имеет место неустойчивость, приводящая к *спонтанному нарушению симметрии*. Вид стационарного распределения вероятности может зависеть от интенсивности флуктуаций. Напр., в случае т. н. мультипликативного шума, приводящего к появлению в ур-нии (1) слагаемого $g(\varphi)F(t)$, где $g(\varphi)$ — нек-рая ф-ция амплитуды φ , стационарное распределение имеет вид:

$$W(\varphi) \sim g^{-1}(\varphi) \exp \{ \Gamma^{-1} [d\varphi' \varphi' (a - 2b|\varphi|^2)g^{-2}(\varphi')] \}.$$

При этом возможна ситуация, когда при малых Γ вероятность имеет один максимум, а при нек-рой критич. интенсивности шума Γ_c появляются два максимума. Поэтому при $\Gamma > \Gamma_c$ система с наиб. вероятностью находится в стационарном состоянии, соответствующем одному из двух максимумов распределения $W(\varphi)$. Расщепление максимума возникает в результате конкуренции между диссипацией, удерживающей систему в стационарном состоянии, не зависящем от шума, и диффузией, к-рая выводит систему из этого состояния. Если считать интенсивность внеш. флуктуаций управляющим

параметром, а возникающее расщепление параметром порядка, то подобное явление представляет собой *стимулированный шум* Н. ф. п.

Из-за флуктуаций можно говорить лишь о вероятности разл. значений φ . Стационарное распределение является решением *Фоккера — Планка уравнения* [к к-рому можно свести ур-ние (1)] и записывается в виде

$$W \sim \exp (-E\{\varphi\}/\Gamma).$$

Здесь 2Γ — ср. интенсивность случайной силы, а эфф. функционал энергии равен

$$E\{\varphi\} = \frac{1}{2} (-a|\varphi|^2 + b|\varphi|^4). \quad (2)$$

Это разложение по φ соответствует *функционалу* Γ и *нэбурга — Ландау* для равновесных фазовых переходов 2-го рода.

Рассмотренную модель можно обобщить на бесконечное число мод с непрерывно распределёнными в пространстве параметрами. При этом зависимость корреляц. радиуса флуктуаций поля от степени близости параметров к пороговому значению соответствует температурной зависимости радиуса корреляции при обычных фазовых переходах 2-го рода. Распределение вероятности φ имеет тот же вид, а эфф. энергия совпадает по форме с функционалом Гинзбурга — Ландау для комплексного параметра порядка в феноменологич. теории сверхпроводимости.

В случае конвекции Бенара диссипативная нелинейность функционала энергии обусловлена температурной зависимостью вязкости, к-рая приводит к резонансной связи между тремя гидродинамич. модами с одинаковыми по модулю и развёрнутыми на 60° волновыми векторами. Стационарная конвекция характеризуется одинаковыми амплитудами этих мод, что приводит к образованию конвективной пространств. структуры из гексагональных призматич. ячеек.

В отличие от обычных фазовых переходов, где стабилизация параметра порядка обусловлена увеличением энергии из-за взаимодействия флуктуаций (недиссипативной нелинейностью), в Н. ф. п. стабилизирующее действие оказывает нелинейная диссипация. Поэтому для поддержания стационарного состояния система должна быть открытой, т. е. необходим постоянный приток энергии от внеш. источника.

Известны вещества, где велики одновременно как диссипативные, так и недиссипативные нелинейности. Это сегнетоэлектрич. или жидкие кристаллы с примесями из оптически активных атомов, ионов или молекул, в к-рых существенно взаимное влияние равновесных и неравновесных фазовых переходов. Так, когерентное излучение способно индуцировать обычное упорядочение, и наоборот, обычный фазовый переход приводит к понижению порога генерации и уменьшению длины волны излучения.

Интересны обычные фазовые переходы в случаях, когда упорядочивающая система связана с неравновесной подсистемой, возбуждаемой извне. Напр., в полупроводниках с магн. или сегнетоэлектрич. свойствами фотозвозбуждение электронной подсистемы способно не только изменить темп-ру и род фазового перехода, но и перевести его в качественно новый автоколебательный или автоволновой режим.

Примером Н. ф. п. 1-го рода является образование электронно-дырочной жидкости в полупроводниках. Она образуется в виде капель, окружённых газом свободных носителей, когда концентрация носителей, возбуждаемых внеш. воздействием, превышает нек-рое критич. значение.

Н. ф. п. возможны также в нелинейных системах, для к-рых характерна, напр., *оптическая бистабильность*. Переключение между двумя неравновесными состояниями также аналогично равновесному фазовому переходу 1-го рода.