новесное состояние), так и неравновесными в зависимости от граничных условий, накладываемых на систему. Неравновесные С. с. возможны лишь в том случае, когда термодинамич. система открыта в отношении процессов переноса и термодинамич. силы, а следовательно, и термодинамич. потоки на границах системы удерживаются постоянными (см. *Термодинамика неравновесных процессов*). В этом случае вся производимая в системе энтропия отводится из неё в окружающую среду (термостат). В том случае, когда *кинетические коэффициенты* можно считать постоянными, С. с. соответствует мин. *производству энтропии* (см. *Пригожина теорема*).

Лит.: Гроот С. де, Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964. *Д. Н. Зубарев.*

СТАЦИОНА́РНОЕ СОСТОЯ́НИЕ квантовомеханической системы — состояние физ. системы, в к-ром её энергия имеет определённое, не меняющееся со временем значение. В С. с. ср. значения всех физ. величин, характеризующих систему, также не меняются с течением времени.

СТАЦИОНА́РНЫЕ НЕРАВНОВЕ́СНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЯ частиц или волн по импульсам (волновым числам) — распределения, обращающие в нуль *интеграл столкновений* в *кинетическом уравнении* и полностью определяющиеся постоянным в пространстве импульсов (волновых чисел) потоком сохраняющихся величин, напр. энергии, импульса, числа частиц (или волнового действия для квазичастиц). С. н. р. называются также колмогоровскими спектрами (КС).

Впервые А. Н. Колмогоровым и А. М. Обуховым (1941) в теории *турбулентности* несжимаемой жидкости было построено в интервале масштабов, промежуточных между масштабами возбуждаемых и эффективно затухающих движений, универсальное С. н. р. энергии по волновым числам k — $W(k)$ — известный КС гидродинамич. турбулентности:

$$W(k)=AP_1^{2/3}k^{-11/3}, \qquad (1)$$

где A — константа, P_1 — интегральный поток энергии по спектру волновых чисел k.

При выводе ф-лы (1) использована гипотеза о локальности турбулентности, т. е. о том, что существенно взаимодействуют между собой только волновые движения с размерами одного порядка. Эта гипотеза для турбулентности в несжимаемой жидкости (сильная турбулентность) строго не доказана.

В физ. средах, в к-рых взаимодействие волн или частиц можно описать кинетич. ур-ниями для квазичастиц или частиц, нахождение С. н. р. сводится к решению кинетич. ур-ний. В этом случае локальность С. н. р. соответствует сходимости интеграла столкновений.

Подобно термодинамически равновесным распределениям С. н. р. обращают в нуль интеграл столкновений, однако они существуют только при наличии потока к.-л. сохраняющейся величины в импульсном пространстве, поддерживаемом источником и стоком. Начиная со слаботурбулентных С. н. р. (КС) волн, полученных В. Е. Захаровым (1965), идея об эстафетной передаче по масштабам интегралов движения (сохраняющихся величин) была широко использована при рассмотрении турбулентности в плазме, твёрдом теле, жидкости; были получены изотропные и анизотропные С. н. р. (КС), соответствующие переносу постоянных в импульсном пространстве (или пространстве волновых чисел) потоков энергии, импульса, числа частиц, волнового действия.

Стационарные неравновесные распределения (колмогоровские спектры) волн с распадным законом дисперсии. Если дисперсия волн к.-л. одного типа описывается распадными условиями $\omega(k)=\omega(k_1)+\omega(k_2)$, то интеграл столкновений I_{st}, получаемый усреднением динамич. ур-ний, может быть записан следующим образом:

$$I_{st}[n(k)]=\int[R(\mathbf{k}\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)-R(\mathbf{k}_1\mathbf{k}\mathbf{k}_2)-R(\mathbf{k}_2\mathbf{k}\mathbf{k}_1)]d\mathbf{k}_1d\mathbf{k}_2,$$

$$R(\mathbf{k}\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)=2\pi|V(\mathbf{k}\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)|^2\delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)\delta[\omega(\mathbf{k})-\omega(\mathbf{k}_1)-$$
$$-\omega(\mathbf{k}_2)]\times[n(\mathbf{k}_1)n(\mathbf{k}_2)-n(\mathbf{k})n(\mathbf{k}_1)-n(\mathbf{k})n(\mathbf{k}_2)], \qquad (2)$$

где $n(\mathbf{k}_i)$ — плотность числа квазичастиц, $V(\mathbf{k},\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)$ — матричный элемент трёхволнового взаимодействия, $\delta(x)$ — дельта-функция. В однородной и изотропной среде при *масштабной инвариантности* закона дисперсии и матричного элемента относительно своих аргументов, а именно

$$\omega(\varepsilon k)=\varepsilon^{\alpha}\omega(k),\quad V(\varepsilon k,\varepsilon k_1,\varepsilon k_2)=\varepsilon^{\beta}V(k,k_1,k_2), \qquad (3)$$

С. н. р. числа квазичастиц по волновым числам $n(k)$, обращающее в нуль интеграл столкновений (2) и соответствующее пост. потоку энергии P_1, имеет вид:

$$n(k)=AP_1^{1/2}k^{-d-\beta}. \qquad (4)$$

В ур-ниях (3) и (4) A и ε — const, α и β — константы, характеризующие степень однородности закона дисперсии и матричного элемента, d — размерность волновых векторов.

Так, напр., для капиллярных волн на поверхности жидкости $d=2$, $\beta=9/4$ и локальное изотропное С. н. р. числа квазичастиц, соответствующее пост. потоку энергии P_1, имеет вид:

$$n(k)=AP_1^{1/2}k^{-17/4}. \qquad (5)$$

В среде, обладающей аксиальной симметрией относительно выделенного направления ξ, при определённой масштабной инвариантности закона дисперсии и матричного элемента трёхволнового взаимодействия, а именно

$$\omega(k_\parallel,k_\perp)=k_\parallel^{a}|k_\perp|^{b},\quad V(\varepsilon k_\parallel,\varepsilon k_{\parallel_1},\varepsilon k_{\parallel_2},\mu k_\perp,\mu k_{\perp_1},\mu k_{\perp_2})=$$
$$=\varepsilon^{u}\mu^{v}V(k_\parallel,k_{\parallel_1},k_{\parallel_2},k_\perp,k_{\perp_1},k_{\perp_2}), \qquad (6)$$

анизотропное С. н. р. числа квазичастиц по волновым векторам, соответствующее пост. потоку импульса R в направлении ξ, имеет вид:

$$n(\mathbf{k})=A\mathscr{R}^{1/2}|k_\parallel|^{-(3-a+2u)/2}|k_\perp|^{(4-b+2v)/2}, \qquad (7)$$

где $k_\parallel$, $k_\perp$ — компоненты волнового вектора, соответственно параллельная и перпендикулярная ξ. В частности, для *ионно-звуковых колебаний* в плазме, помещённой в направленное по оси x сильное магн. поле ($a=1$, $b=2$, $u=3/2$, $v=0$), локальное анизотропное С. н. р. числа квазичастиц

$$n(\mathbf{k})=A\mathscr{R}^{1/2}|k_x|^{-5/2}|k_\perp|^{-3}, \qquad (8)$$

где $\mathscr{R}$ — поток импульса, направленный по оси x. Локальные анизотропные С. н. р. получены для бездивергентных волн Росби, косых электронно-дрейфовых, ионно-дрейфовых, электронно-звуковых, магнитозвуковых, альвеновских волн в плазме, волн плотности в гравитирующих астрофиз. объектах.

Стационарные неравновесные распределения волн с нераспадным законом дисперсии. В случае дисперсии волн, не описываемой распадными условиями, интеграл столкновений I_{st} может быть записан следующим образом:

$$I_{st}[n(\mathbf{k})]=4\pi\int|T(\mathbf{k}\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2\mathbf{k}_3)|^2\delta(\mathbf{k}+\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_3)\times$$
$$\times\delta[\omega(\mathbf{k})+\omega(\mathbf{k}_1)-\omega(\mathbf{k}_2)-\omega(\mathbf{k}_3)][n(\mathbf{k}_1)n(\mathbf{k}_2)n(\mathbf{k}_3)+$$
$$+n(\mathbf{k})n(\mathbf{k}_2)n(\mathbf{k}_3)-n(\mathbf{k})n(\mathbf{k}_1)n(\mathbf{k}_2)-n(\mathbf{k})n(\mathbf{k}_1)n(\mathbf{k}_3)]\times$$
$$\times d\mathbf{k}_1d\mathbf{k}_2d\mathbf{k}_3, \qquad (9)$$

где $T(\mathbf{k}\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2\mathbf{k}_3)$ — матричный элемент взаимодействия.