ЛОКА́ЛЬНОЕ ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКОЕ РАВНОВЕ́СИЕ — одно из осн. понятий *термодинамики неравновесных процессов* и *механики сплошных сред*; равновесие в очень малых (элементарных) объёмах среды, содержащих всё же столь большое число частиц (молекул, атомов, ионов и др.), что состояние среды в этих физически бесконечно малых объёмах можно характеризовать темп-рой $T(x)$, хим. потенциалами $\mu_k(x)$ и др. термодинамич. параметрами, но не постоянными, как при полном равновесии, а зависящими от пространств. координат x и времени. Ещё один параметр Л. т. р.— гидродинамич. скорость $\boldsymbol{u}(x)$ — характеризует скорость движения центра масс элемента среды. При Л. т. р. элементов среды состояние среды в целом неравновесно. Если малые элементы среды рассматривать приближённо как термодинамически равновесные подсистемы и учитывать обмен энергией, импульсом и веществом между ними на основе ур-ний баланса, то задачи термодинамики неравновесных процессов решаются методами термодинамики и механики. В состоянии Л. т. р. плотность энтропии $s(x)$ на единицу массы является ф-цией плотности внутр. энергии $w(x)$ и концентраций компонентов $c_k(x)$, такой же, как и в состоянии *равновесия термодинамического*. Термодинамич. равенства остаются справедливыми для элемента среды при движении вдоль пути его центра масс:

$$T(x)\,\frac{ds(x)}{dt}=\frac{dw(x)}{dt}+P(x)\,\frac{dv(x)}{dt}-\sum_k \mu_k(x)\,\frac{dc_k(x)}{dt},$$

где $d/dt=\partial/\partial t+\boldsymbol{u}(x)\,\mathrm{grad}$, $\hat{P}(x)$ — давление, $v(x)$ — удельный объём.

Статистич. физика позволяет уточнить понятие Л. т. р. и указать пределы его применимости. Понятию Л. т. р. соответствует локально равновесная ф-ция распределения f плотности энергии, импульса и массы, к-рая отвечает максимуму информационной энтропии при заданных ср. значениях этих величин как ф-ций координат и времени:

$$f=Z^{-1}\exp\left\{-\int dx\left[\hat{w}(x)-\sum_k \mu_k(x)\,\hat{\rho}_k(x)\right]T^{-1}(x)\right\},$$

где Z — статистич. сумма, $\hat{w}(x)$, $\hat{\rho}_k(x)$ — динамич. переменные (ф-ции координат и импульсов всех частиц системы), соответствующие плотности энергии (в системе координат, движущейся с гидродинамич. скоростью) и плотности массы. При помощи такой ф-ции распределения можно определить понятие энтропии неравновесного состояния как энтропии такого локально равновесного состояния, к-рое характеризуется теми же значениями плотностей энергии, импульса и массы, что и рассматриваемое неравновесное состояние. Однако локально равновесное распределение позволяет получать лишь ур-ния т. н. идеальной гидродинамики, в к-рых не учитываются необратимые процессы. Для получения ур-ний гидродинамики, учитывающих необратимые процессы теплопроводности, вязкости и диффузии (т. е. *переноса явления*), требуется обращаться к кинетич. ур-нию для газов (см. *Кинетика физическая*) или к *Лиувилля уравнению*, справедливому для любой среды, и искать такие их решения, к-рые зависят от координат и времени лишь через ср. значения параметров, определяющих неравновесное состояние. В результате получается неравновесная ф-ция распределения, к-рая позволяет вывести все ур-ния, описывающие процессы переноса энергии, импульса и вещества (ур-ния диффузии, теплопроводности и *Навье — Стокса уравнения*).

Лит.: Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964, гл. 3, § 2; Хаазе Р., Термодинамика необратимых процессов, пер. с нем., М., 1967; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971, § 20—22. *Д. Н. Зубарев.*

ЛОКА́ЛЬНЫЙ ОПЕРА́ТОР — ф-ция от квантовых полей в точке x пространства-времени и от их производных по x любого конечного порядка (в той же точке). Примерами Л. о. [помимо исходных квантовых полей $\varphi(x)$] служат *лагранжиан* полей $L(\varphi(x),\ \partial_\mu\varphi(x))$ ($\partial_\mu=\partial/\partial x^\mu$, $\mu=0, 1, 2, 3$), *тензор энергии-импульса* $T^{\mu\nu}(x)$, фермионный ток $j^\mu(x)=\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)$ [где $\psi(x)$ — квантованное поле фермиона, γ^μ — *Дирака матрицы*, черта над ψ означает дираковское сопряжение] (см. *Ток в квантовой теории поля*). Таким выражениям для квантовых Л. о., заимствованным из классич. теории поля, присущи неопределённости (*расходимости*), устранение к-рых требует привлечения аппарата *перенормировок*. В *аксиоматической квантовой теории поля* понятие Л. о. используется в более широком смысле для обозначения операторных функционалов, зависящих от релятивистских квантовых полей в нек-рой огранич. области пространства-времени [напр., $\int\varphi(x)f(x)d^4x$ — результат сглаживания квантового поля $\varphi(x)$ с пробной ф-цией $f(x)$, сосредоточенной в огранич. области].

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Стритер Р., Вайтман А., РСТ, спин и статистика и все такое, пер. с англ., М., 1966. *А. И. Оксак.*

ЛО́НДОНОВ УРАВНЕ́НИЕ — феноменологич. ур-ние, описывающее распределение магн. поля в сверхпроводниках. Предложено Ф. Лондоном и Х. Лондоном (F. London, H. London, 1935) задолго до построения микроскопич. теории сверхпроводимости (1957, см. *Бардина — Купера — Шриффера модель*). Л. у. имеет вид

$$\boldsymbol{H}+\lambda_L^2\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H}=0, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{H}$ — локальное магн. поле в сверхпроводнике, $\lambda_L=(mc^2/4\pi n_s e^2)^{1/2}$ — параметр, имеющий размерность длины и наз. лондоновской глубиной (см. *Глубина проникновения*) проникновения магн. поля. Здесь m и e — соответственно масса и заряд электрона, n_s — концентрация сверхпроводящих электронов, т. е. электронов, объединённых в куперовские пары (см. *Купера эффект*). Ур-ние (1) получается в результате минимизации свободной энергии сверхпроводника $F=\mathscr{E}_\text{м}+\mathscr{E}_\text{к}$, состоящей из энергии магн. поля $\mathscr{E}_\text{м}=\int(H^2/8\pi)dV$ и кинетич. энергии сверхпроводящих электронов $\mathscr{E}_\text{к}=\int(^1/_2)\,n_s m v_s^2 dV$, движущихся в сверхпроводнике с постоянной по времени скоростью v_s при наличии в нём бездиссипативного электрич. тока

$$\boldsymbol{j}_s(r)=n_s e\boldsymbol{v}_s(r). \qquad (2)$$

Вариация свободной энергии по H с учётом *Максвелла уравнения* $\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H}=(4\pi/c)\boldsymbol{j}_s$ даёт ур-ние (1). Л. у. (1) описывает *Мейснера эффект*, т. е. спадание магн. поля в глубь сверхпроводника. Так, на глубине z под плоской поверхностью сверхпроводника, согласно ур-нию (1), $H(z)=H(0)\exp(-z/\lambda_L)$, где $H(0)$ — напряжённость поля на поверхности. Т. о., магн. поле проникает в сверхпроводник лишь на глубину λ_L. Для металлов $\lambda_L\sim10^{-2}$ мкм.

Ур-ние (1) предполагает наличие локальной связи (2) между током и скоростью сверхпроводящих электронов: ток в нек-рой точке сверхпроводника зависит от скорости сверхпроводящих электронов в той же точке. Это имеет место, когда глубина проникновения λ значительно больше длины когерентности ξ_0, определяющей расстояние, на к-ром скоррелированы волновые функции сверхпроводящих электронов. Сверхпроводники, у к-рых $\lambda_L\gg\xi_0$ и к к-рым, следовательно, применимо ур-ние (1), наз. лондоновскими сверхпроводниками. В случае малой глубины проникновения локальная связь (2) нарушается. Для описания эффекта Мейснера в таких сверхпроводниках А. Б. Пиппардом (A. B. Pippard, 1953) было предложено нелокальное обобщение ур-ния (1). Сверхпроводники с $\lambda_L\leqslant\xi_0$ наз. пиппардовскими; к ним отно-