Э. в неравновесной статистич. физике пропорциональна ($S = kS_u$) максимуму информационной Э. $S_u = -\langle \ln f \rangle^t$ при заданных ср. значениях динамических переменных, выбранных для описания неравновесного состояния. Напр., если неравновесное состояние характеризуется ср. значениями $\langle \hat{H}(x) \rangle^t$, $\langle \hat{n}(x) \rangle^t$, $\langle \hat{p}(x) \rangle^t$, то максимуму информац. Э. соответствует локально-равновесное распределение

$$f_l(t) = \exp\left\{-\frac{1}{k}\left(\Phi(t) + \int \beta(x, t)(\hat{H}'(x) - \mu(x, t)\hat{n}(x))dx\right)\right\}, \quad (13)$$

где $\hat{H}'(x) = \hat{H}(x) - v(x, t) \cdot \hat{p}(x) + \frac{m}{2} v^2(x, t)\hat{n}(x)$ — плотность энергии в сопровождающей системе координат, движущейся с массовой скоростью $v(x, t)$. Функционал Масье — Планка $\Phi(t)$ определяется из условия нормировки f_l и зависит от $\beta(x, t)$, $\beta(x, t)\mu(x, t)$, $v(x, t)$, где $\beta(x, t)$ — обратная локальная темп-ра, $\mu(x, t)$ — локальный хим. потенциал. В этом случае неравновесная Э.

$$S(t) = -k \int f_l(p, q, t) \ln f_l(p, q, t) d\Gamma_N$$

является функционалом

$$S(t) = \Phi(t) + \int \beta(x, t)(\langle \hat{H}'(x) \rangle_l^t - \mu(x, t)\langle \hat{n}(x) \rangle_l^t) dx. \quad (14)$$

Операция $\langle ... \rangle_l^t$ означает усреднение по распределению (13), причём

$$\delta S(t)/\delta \langle \hat{H}'(x) \rangle_l^t = \beta(x, t),$$
$$\delta S(t)/\delta \langle \hat{n}(x) \rangle_l^t = -\beta(x, t)\mu(x, t). \quad (15)$$

Основная идея неравновесной термодинамики состоит в том, что термодинамич. равенства должны выполняться для элемента среды, движущегося с массовой скоростью. Из (15) следует, что для этого необходимо, чтобы

$$\langle \hat{H}(x) \rangle^t = \langle \hat{H}(x) \rangle_l^t, \ \langle \hat{n}(x) \rangle^t = \langle \hat{n}(x) \rangle_l^t,$$
$$\langle \hat{p}(x) \rangle^t = \langle \hat{p}(x) \rangle_l^t. \quad (16)$$

Равенства (16) являются условиями самосогласованного выбора параметров $\beta(x, t)$, $\mu(x, t)$, $v(x, t)$ и определяют их зависимость от неравновесных ср. значений $\langle \hat{H}(x) \rangle^t$, $\langle \hat{n}(x) \rangle^t$, $\langle \hat{p}(x) \rangle^t$.

Локально-равновесное распределение служит вспомогательным распределением для определения понятия Э. неравновесного состояния, но не описывает необратимых *переноса явлений*. Потоки энергии и импульса, вычисленные с помощью $f_l(t)$, соответствуют потокам этих величин в идеальной гидродинамике. Неравновесная ф-ция распределения может быть получена как формальное решение ур-ния Лиувилля с нач. условием локального равновесия в нек-рый момент времени t_0: $f(t; t_0) = \exp[-iL(t - t_0)] f_l(t_0)$. Оператор Лиувилля L определяется через скобки Пуассона: $iLf = \{H, f\}$. Это решение зависит от нач. состояния, к-рое реальная система должна «забывать» из-за корреляций между элементами среды. Можно считать, что пучок фазовых траекторий с различными $t_0(-\infty < t_0 < t)$ реализует ансамбль Гиббса для неравновесных состояний. Предполагая, что нач. состояния распределены с экспоненциальной вероятностью $T^{-1}\exp[-(t - t_0)/T]$ (гипотеза об априорных вероятностях), получим неравновесную ф-цию распределения

$$f(t) = \int_{-\infty}^{t} \frac{1}{T} \exp\left[-\frac{t - t_0}{T}\right] \exp[-iL(t - t_0)] f_l(t_0) dt_0, \quad (17)$$

$T^{-1} = \varepsilon \to +0$ после термодинамич. предельного перехода при вычислении средних. Ф-ция распределения (17) удовлетворяет уравнению Лиувилля с малым источником в правой части

$$\partial f(t)/\partial t - \{H, f(t)\} = -\varepsilon(f(t) - f_l(t)), \quad (18)$$

$\varepsilon \to +0$. Кроме того, предполагаются выполненными условия самосогласования (16).

С помощью ф-ции распределения (17) можно усреднить уравнения движения для $\hat{H}(x)$, $\hat{p}(x)$: $\partial \hat{H}(x)/\partial t = \{\hat{H}(x), H\}$, $\partial \hat{p}(x)/\partial t = \{\hat{p}(x), H\}$ и получить *теплопроводности уравнение* и *Навье — Стокса уравнение*, в к-рых коэффициенты теплопроводности и вязкости представлены в виде пространственно-временны́х корреляционных функций потоков энергии и импульса (*Грина — Кубо формулы*). Отсюда следует уравнение баланса (5) для плотности Э. и другие соотношения неравновесной термодинамики.

В неравновесной статистич. физике закон возрастания Э. тесно связан со свойством симметрии уравнения Лиувилля относительно обращения времени. Малый член $\sim \varepsilon \to +0$ в уравнении (18) нарушает эту симметрию, снимая вырождение, т. е. отбирая запаздывающее решение уравнения Лиувилля. Такое решение приводит к $\sigma > 0$ в уравнении (5), т. е. делает возможным возрастание Э. При этом существенно, что $\varepsilon \to +0$ после термодинамич. предельного перехода. Другое решение уравнения Лиувилля (с $\varepsilon \to -0$) приводит к убыванию Э. и должно быть отброшено как нефизическое.

Э. для других процессов, отличных от гидродинамических, может быть определена с помощью квазиравновесного состояния, к-рое соответствует максимуму информационной Э. при заданных средних значениях нек-рого набора динамических переменных, характеризующих неравновесное состояние. В общем случае квазиравновесное состояние может сильно отличаться от локального равновесия.

Понятие Э. используется также в классич. механике как характеристика *хаоса динамического* в системах с неустойчивостью движения — экспоненциальной расходимостью близких в нач. момент траекторий. Количественной мерой неустойчивости таких систем служит энтропия Крылова — Колмогорова — Синая, или K-энтропия. Для широкого класса систем K-энтропия выражается через положительные показатели Ляпунова по формуле

$$K = \sum_i \lambda_i.$$

Если положительные показатели Ляпунова отсутствуют и, следовательно, движение устойчиво, то K-энтропия равна нулю.

Лит.: Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; де Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; его же, Современные методы статистической теории неравновесных процессов, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Современные проблемы математики, т. 15, М., 1980; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973; Ахиезер А. И., Пелетминский С. В., Методы статистической физики, М., 1977; Гиббс Дж., Термодинамика. Статистическая механика, М., 1982; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983; Климонтович Ю. Л., Статистическая теория открытых систем, М., 1995.

Д. Н. Зубарев, В. Г. Морозов.

ЭНТРОПИ́Я ВСЕЛЕ́ННОЙ — величина, характеризующая степень неупорядоченности и тепловое состояние *Вселенной*. Количественно оценить полную Э. В. как энтропию Клаузиуса (см. *Энтропия*) нельзя, поскольку Вселенная не является термодинамич. системой. Действительно, из-за того, что *гравитационное взаимодействие* является дальнодействующим и неэкранируемым, гравитац. энергия Вселенной (в той степени, в какой её вообще можно определить) не пропорциональна её объёму. Напр., в ньютоновском приближении гравитац. энергию сферич. массы M с однородной плотностью ρ можно оценить по ф-ле: $U \sim -GM^2V^{-1/3} = -G\rho^2V^{5/3}$, где G — ньютоновская *гравитационная постоянная*, V — объём. Полная энергия Вселенной тоже не пропорциональна объёму и потому не есть аддитивная величина. Кроме того, Вселенная, согласно *Хаббла закону*, расширяется, т. е. нестационарна. Оба эти факта означают, что Вселенная не удовлетворяет исходным аксиомам термодинамики об аддитивности энергии и существовании термодинамич. равновесия. Поэтому Вселенная как целое не характеризуется и к.-л. одной темп-рой. Оценить Э. В. как энтропию Больцмана $k \ln \Gamma$, где k — *Больцмана постоянная*, Γ — число возможных микросостояний системы, также нельзя, поскольку Вселенная не «пробегает» все возможные состояния, а эволюцио-