

в работу всё тепло, взятое от тела, не производя никаких др. изменений состояния системы (принцип Томсона). Принцип Томсона эквивалентен утверждению о невозможности вечного двигателя 2-го рода. В. н. т. можно сформулировать также в виде принципа Каратеодори: вблизи любого состояния термодинамич. равновесия и сколь угодно близко к нему существует состояние, в к-рое нельзя попасть при помощи адиабатич. процесса.

Из невозможности вечного двигателя 2-го рода следует Карно теорема о том, что кпд любого теплового двигателя не превосходит кпд Карно цикла $\eta = (T_1 - T_2)/T_1$, к-рый определяется только темп-рой нагревателя T_1 и холодильника T_2 . На основании теоремы Карно удаётся построить абс. шкалу темп-р (шкалу Кельвина, см. Абсолютная температура).

Рассматривая циклич. процесс, при к-ром система получает (или от неё отнимают) малые кол-ва теплоты δQ при абс. темп-ре T , можно сформулировать В. н. т. в виде Клаузиуса неравенства

$$\oint \delta Q/T \geq 0, \quad (1)$$

интеграл берётся по замкнутому циклу; если тепло отнимают, то считается, что $\delta Q < 0$. Знак равенства относится к обратимым процессам (равенство Клаузиуса). Клаузиус установил неравенство (1), рассматривая циклич. процесс как предел суммы большого числа элементарных циклов Карно.

Из равенства Клаузиуса следует, что для равновесного процесса $dS = \delta Q/T$ есть полный дифференциал ф-ции состояния S , наз. энтропией. Если учесть первое начало термодинамики, согласно к-рому

$$\delta Q = dU + PdV \quad (2)$$

(U — внутр. энергия, P — давление, V — объём), то из В. н. т. следует, что существует интегрирующий множитель T^{-1} , к-рый делает выражение (2) полным дифференциалом $dS = T^{-1}(dU + PdV)$. Поэтому В. н. т. можно сформулировать в виде неравенства $TdS - dU - PdV \geq 0$. Неравенство Клаузиуса можно записать в след. виде: $S_B - S_A \geq \int_A^B \delta Q/T$ (знак равенства соответствует обратимым процессам). Это неравенство — другая, интегральная формулировка В. н. т. Из него следует, что для адиабатически изолиров. системы ($\delta Q = 0$) при необратимых процессах энтропия возрастает, а при обратимых — остаётся неизменной.

Др. эквивалентные формулировки В. н. т. можно получить с помощью любого термодинамического потенциала. Напр., для Гельмгольца энергии (свободной энергии) $F = U - TS$ получим $dF + SdT + PdV \leq 0$. При выборе в качестве термодинамич. потенциала Гиббса энергии $G = U - TS + PV$ получим $dG - SdT - VdP \leq 0$.

В кинетич. теории газов В. н. т. является следствием Больцмана H -теоремы, т. к. H -функция Больцмана, определяемая через ср. логарифм ф-ции распределения атомов, пропорциональна энтропии идеального газа. Поэтому убывание энтропии имеет не абсолютный, а вероятностный характер.

В статистич. физике выясняется физ. смысл энтропии, связанной с логарифмом термодинамической вероятности W соотношением Больцмана $S = k \ln W$. Термодинамич. вероятность $W \gg 1$ определяется статистич. весом макроскопич. состояния. Возрастание энтропии означает переход системы из менее вероятного состояния в более вероятное.

В термодинамике неравновесных процессов В. н. т. оказывается следствием положительности производства энтропии (т. е. скорости её возрастания), к-рое является положительно определённой квадратичной формой от термодинамич. сил, характеризующих отклонение системы от состояния термодинамич. равновесия. Т. о., неравновесная термодинамика даёт количественную характеристику В. н. т.

В статистич. физике устанавливают пределы применимости В. н. т., связанные с существованием флуктуаций энтропии. Вывод о «тепловой смерти» Вселенной, к-рый иногда делают на основе применения к ней В. н. т. как к замкнутой термодинамич. системе, не является правомерным. Ошибочны также попытки опровергнуть этот вывод, учитывая возможность флуктуаций, как это было сделано Л. Больцманом (L. Boltzmann). Дело в том, что в эволюции Вселенной существ. роль играет тяготение, к-рое не принималось во внимание.

Лит. см. при ст. Термодинамика.

Д. Н. Зубарев.

ВТОРОЙ ЗВУК — слабозатухающие колебания темп-ры и энтропии в сверхтекучем гелии (HeII, см. Гелий жидкий). Существование В. з. обусловлено появлением дополнит. степеней свободы в HeII в результате фазового перехода гелия в сверхтекучее состояние (см. Звук в сверхтекучем гелии); в обычных же средах температурные колебания затухают на расстояниях порядка длины волны. Скорость распространения В. з. u_2 определяется из ур-ний гидродинамики сверхтекучей жидкости (в двухкомпонентной модели, см. Ландау теория сверхтекучести). Если пренебречь аномально малым для гелия коэф. теплового расширения, то в волне В. з. осциллируют только темп-ра T и энтропия S , а плотность ρ и давление p остаются постоянными. Распространение В. з. не сопровождается переносом вещества (поток вещества $\vec{j} = \rho_s \vec{v}_s + \rho_n \vec{v}_n = 0$), причём сверхтекучий и нормальный компоненты, имеющие плотности ρ_s и ρ_n , колеблются со скоростями $\vec{v}_s$ и $\vec{v}_n$ в противофазе относительно друг друга.

В. з. можно также интерпретировать как колебания концентрации квазичастиц в сверхтекучем гелии. В чистом ^4He это колебания в системе ротонов и фононов, а в растворе ^3He в HeII при низких темп-рах, когда число ротонов и фононов мало, это в осн. колебания концентрации примесных квазичастиц ^3He , причём u_2 существенно зависит от концентрации ^3He в растворе. В точке перехода в сверхтекучее состояние (в λ -точке) u_2 обращается в нуль. Температурная зависимость $u_2 = \rho_s TS^2 / C \rho_n$ (C — теплоёмкость гелия) для чистого ^4He приведена на рис. При уменьшении темп-ры u_2 стремится к предельному значению

$u_2 = u_1 / \sqrt{3}$, где u_1 — скорость первого (обычного) звука в гелии. В растворах ^3He —HeII при низких темп-рах величина u_2 близка (в меру малости концентрации ^3He) к $v_F / \sqrt{3}$, где v_F — фермиевская скорость в системе примесных квазичастиц ^3He . В вырожденных растворах ^3He — ^4He скорость В. з. растёт с ростом магн. поля и при полной поляризации ядерной спиновой системы ^3He превосходит своё значение в отсутствие поля примерно в $\sqrt{2}$ раза.

Вблизи поверхности He II может распространяться поверхностный В. з., т. е. колебания в системе поверхностных квазичастиц сверхтекучего гелия (т. н. рип-плон).

В растворе ^3He —He II атомы ^3He притягиваются к поверхности He II и образуют связанную с поверхностью систему двумерных поверхностных квазичастиц. Наблюдавшийся в растворе ^3He —He II поверхностный В. з. представляет собой колебания концентрации поверхностных примесных квазичастиц ^3He .

По аналогии с В. з. в сверхтекучем гелии В. з. иногда называют также и колебания концентрации в газе др. квазичастиц, напр. в газе фононов твёрдого тела.

Существование В. з. и скорость его распространения предсказали независимо Л. Д. Ландау (1941) и Л. Тиса (L. Tisza, 1938), метод генерации В. з. предложен Е. М. Лифшицем (1944). В. з. в He II был экспериментально обнаружен В. П. Пенсковым (1944). Поверхностный В. з., предсказанный А. Ф. Андреевым и

