БИЛЕТ 27

1. *Энергия упругой волны. Объемная плотность энергии волны.*

Пусть в нек. среде распространяется в направлении оси x плоская продольная волна

$$\xi = a\cos(\omega t - kx + \alpha) \quad (1)$$

Выделим в среде элементарно б.м. объём ΔV, обладающий кинетической энергией:

$\rho \Delta V = m$

$$\Delta W_k = \frac{\rho}{2}\left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right)^2 \Delta V \quad (2)$$

v

Данный объём обладает также пот. энергией: относительное удлинение цилиндра

$$\Delta W_p = \frac{E\varepsilon^2}{2}\Delta V = \frac{E}{2}\left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)^2 \Delta V \quad (3)$$

плотность среды

модуль Юнга $E = \rho v^2$, где v - скорость волны (фазовая)

$$\Delta W_p = \frac{\rho v^2}{2}\left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)^2 \Delta V \quad (4)$$

Полная энергия $\Delta W = \Delta W_p + \Delta W_k = \frac{1}{2}\rho\left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right)^2 + v^2\left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)^2\right]\Delta V \quad (5)$

Разделив эту энергию на объём ΔV, в кот. она находится, получим плотность энергии:

$$w = \frac{1}{2}\rho\left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right)^2 + v^2\left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)^2\right] \quad (6)$$

Продиф-ем (1) по t, потом по x:

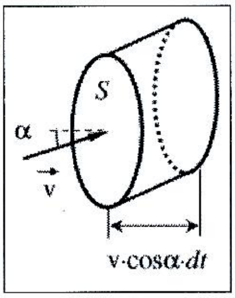
$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -a\omega\sin(\omega t - kx + \alpha); \quad \frac{\partial \xi}{\partial x} = ka\sin(\omega t - kx + \alpha) \quad (7\text{-}8)$$

Подставим (7-8) в (6):

$$w = \rho a^2\omega^2\sin^2(\omega t - kx + \alpha)$$

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2}\rho a^2\omega^2$$

Вектор Умова



Пусть энергия переносится со скоростью $\vec{v}$ в направлении под углом α к нормали некоторой малой площадки S. Тогда вся энергия, прошедшая через эту площадку за малое время dt окажется в области, объем которой $dV = S\cdot v\cdot \cos\alpha\cdot dt$ (на рисунке эта область является косым цилиндром). Если объемная плотность энергии равна w, то энергия этого объема

$$W = w\cdot dV = w\cdot S\cdot v\cdot \cos\alpha\cdot dt$$

Мощность переноса энергии через площадку S: $\frac{dW}{dt} = w\cdot dV = w\cdot S\cdot v\cdot \cos\alpha$.

Введем вектор плотности потока энергии (Вектор Умова)

$$\vec{j} = w\cdot\vec{v},$$

тогда $\frac{dW}{dt} = j\cdot S\cdot \cos\alpha$. Если ввести вектор $\vec{S} = \vec{n}\cdot S$, направленный по нормали к площадке, и скалярное произведение $j\cdot S\cdot\cos\alpha = \left(\vec{j},\vec{S}\right)$ определить как поток вектора Умова через площадку S, то *мощность переноса энергии через площадку определяется потоком вектора Умова через эту площадку* $\frac{dW}{dt} = \left(\vec{j},\vec{S}\right)$.

Интенсивность волны – это средняя по времени энергия переносимая волной через площадку в направлении перпендикулярном к этой площадке.

Для плоской волны интенсивность $I = \frac{\rho\cdot\omega^2 A^2}{2}S$ не меняется при распространении волны

Для сферической волны интенсивность через любую сферу радиуса R с центром в источнике

$$I = \frac{\rho\cdot\omega^2 A^2}{2}S = \frac{\rho\cdot\omega^2}{2}\frac{A_0^2}{R^2}4\pi R^2 = 2\pi\rho\cdot\omega^2 A_0^2$$

является постоянной величиной.

Если интенсивность волны уменьшается, то среда называется *диссипативной.*

Если интенсивность волны увеличивается, то среда называется *активной.*

2. Энтропия как функция состояния термодинамической системы. Третье начало термдинамики.

Энтропия

Количество тепла δQ, кот. должно быть доставлено системе или отнято у неё при переходе от одного состояния в другое, не определяется однозначно начальным и конечным состоянием, но существенно зависит от способа осуществления этого перехода.

δQ не явл. ф-ей состояния системы

Однако, приведённое количество теплоты δQ к температуре T системы при б.м. изменениях состояния системы – ф-я состояния системы. В любом обратимом круговом процессе:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

$\Rightarrow$ Подынтегральное выражение есть полный диф-ал некоторой функции, которая определяется только начальным и конечным состоянием системы, и не зависит от пути, каким система пришла в это состояние.

Энтропией S наз. ф-я состояния сис-мы, диф-ом кот. явл. $\frac{\delta Q}{T}$, т.е. $dS = \frac{\delta Q}{T}$

$\delta Q = A$

Т.о. I-ое нач. термодинамики можно записать так:

$\delta Q = dU + \delta A$; $TdS = dU + \delta A \Rightarrow \delta A = TdS - dU = d(TS) - SdT - dU =$
$= -d(U - TS) - SdT = -dF - SdT$, ф-я $F = U - TS$ явл. ф-ей состояния системы и наз. **энергией Гельмгольца** или **свободной энергией**.

Третье начало термодинамики (теорема Нернста).

Энтропия определена с точностью до произвольного слагаемого

$$S_2 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + S_1 .$$

Если этому слагаемому придать какое-то конкретное значение, то можно говорить об абсолютном значении энтропии.

Теорема Нернста. (Справедлива только для равновесных систем.)

При стремлении температуры любой равновесной системы к абсолютному нулю её энтропия стремится к постоянной величине, которую можно принять равной нулю. Теплоёмкости тоже стремятся к нулю.

$$\lim_{T\to 0} S = 0 \text{ и } \lim_{T\to 0} C_V = \lim_{T\to 0} C_P = 0 .$$

Следствие: невозможно достичь состояния с абсолютным нулем температуры 0 К. Теплоёмкость системы также стремится к нулю, что делает процесс отвода теплоты невозможным. Можно лишь асимптотически приближаться к 0 К.

Следствие: Уравнение Менделеева-Клапейрона неприменимо для описания идеального газа при T→0 К.

Действительно, $\delta Q = dU + pdV = \nu C_V dT + \frac{\nu RT}{V} dV$

Тогда $S_2 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + S_1 = \int_1^2 \left(\nu C_V dT + \frac{\nu RT}{V} dV \right) + S_1 = \nu C_V \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + \nu RT \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right) + S_1$

Получаем, что при T→0 $S_2 \to -\infty$.