

1 Понятие субстанциальной и локальной производных.

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v}\nabla) \text{ - субстанциальная}$$
$$\frac{\partial}{\partial t} \text{ - локальная}$$

2 Уравнение неразрывности для сжимаемой и несжимаемой жидкости.

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div}(\vec{v}) = 0,$$
$$\frac{d\rho}{dt} = 0 \text{ - для несжимаемой}(\operatorname{div}(\vec{v}) = 0)$$

3 Уравнение Эйлера в векторной форме и в проекциях на оси в декартовой системе координат.

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{f}$$
$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} + f_i$$

4 Закон сохранения энергии идеальной жидкости. Поток энергии.

$$\int_V \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho v^2}{2} + \rho \varepsilon \right) + \operatorname{div} \left(\frac{\rho v^2}{2} + W \right) (\vec{v}) \right] dV = 0, \text{ где}$$
$$W = \rho \varepsilon + p \text{ - энтальпия}$$

или в дифференциальной форме

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{N} = 0, \text{ где}$$
$$E = \frac{\rho v^2}{2} + \rho \varepsilon \text{ - плотность энергии}$$

$$\vec{N} = \left[\frac{\rho v^2}{2} + \rho \varepsilon + p \right] \vec{v} \text{ - вектор плотности потока энергии}$$

5 Закон сохранения импульса идеальной жидкости.Тензор плотности потока импульса и его представление в декартовой системе координат.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V p(\vec{v}) dV = - \oint_S [p \vec{n} + \rho \vec{v}(\vec{v} \vec{n})] d\sigma$$
$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) = - \sum_{k=1}^3 v_k \frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} + \rho f_i$$
$$\Pi_{ik} = p \delta_{ik} + \rho v_i v_k \text{ - тензор ППИ}$$

6 Уравнение гидростатики.

$$\operatorname{grad} p = \rho \vec{f}, \quad p = p(\rho)$$

7 Частота Брента-Вяйсяля.

$$N = \sqrt{\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}}$$

8 Теорема Бернулли для потенциальных и непотенциальных, стационарных и нестационарных течений.

$$\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} - gz = \text{const} \text{ - стационарное безвихревое (const во всём объёме)}$$
$$\frac{v^2}{2} + W - gz = \text{const} \text{ - стационарное вихревое (const на линии тока)}$$
$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} - gz = \text{const} \text{ - нестационарное безвихревое}$$

9 Теорема Томсона.

Циркуляция скорости вдоль замкнутого контура, перемещающегося в идеальной жидкости, остается постоянной.

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \oint_L d \left(\frac{v^2}{2} - W - u \right) = 0$$
$$\Gamma = \oint_L \vec{v} d\vec{r} \text{ - циркуляция}$$

10 Потенциальные течения идеальной несжимаемой жидкости. Основные уравнения, граничные условия.

$$\Delta \varphi = 0, \quad \vec{v} = \operatorname{grad}(\varphi)$$

граничное условие не проникания:

$$\vec{v} \vec{n}|_s = \frac{\partial \varphi}{\partial n} = v_0 \vec{n}$$

Граничное условие на бесконечности?

11 Парадокс Д'Аламбера-Эйлера.

Ф1. При обтекании тела с гладкой поверхностью идеальной несжимаемой жидкостью сила лобового сопротивления, действующая на тело со стороны потока, равна нулю.

Ф2. Для тела, движущегося равномерно в идеальной несжимаемой жидкости постоянной плотности без границ, сила сопротивления равна нулю.

$$\vec{F} = - \oint_S p_s \vec{n} dS = 0$$

12 Понятие присоединенной массы.Присоединенная масса сферы и единицы длины бесконечного кругового цилиндра.

$$F - F_{\text{сопр}} = ma$$
$$M = F_{\text{сопр}}/a$$
$$F = (M + m)a$$

$$M_{\text{сферы}} = \frac{2}{3} \rho \pi R^3$$
$$M_{\text{цилиндра}} = \rho \pi R^2$$

13 Функция тока и ее свойства.

Для плоского потенциального течения несжимаемой идеальной жидкости:

$$\psi = \psi(x, y, t); \quad v_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$
$$d\psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} dx + \frac{\partial \psi}{\partial y} dy = -v_y dx + v_x dy$$

14 Комплексный потенциал.

$$F(z) = \phi + i\Psi \text{ (действительная часть потенциал, мнимая – функция тока)}$$

15 Линии тока и эквипотенциальные линии.

Линия тока - это линия, касательные к которой в данный момент времени и в каждой точке совпадают с вектором скорости \vec{v}
 $\Psi = \text{const}$ - линии тока (постоянная функция тока)
 $\varphi = \text{const}$ - эквипотенциальные линии (постоянный потенциал)

16 Формула Жуковского.

$$F_y = - \int p_n y dl = \rho \Gamma v_0$$

17 Точечные вихри и их взаимодействия.

Устремляем сечение нашей вихревой трубки к нулю, а частоту к бесконечности - получаем точечный вихрь. Скорость точечного i-ого вихря равна скорости жидкости в данной точке, создаваемой всеми остальными вихрями.

$$\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \sum_{k \neq i} \vec{v}_k(\vec{r}_i)$$

18 Поверхностные гравитационные волны (длинные, короткие, гравитационно-капиллярные) и их основные свойства (траектории движения частиц, дисперсионные уравнения, фазовые и групповые скорости).

Траектории и описываются:

$$\frac{\xi^2}{a_\xi^2} + \frac{\eta^2}{a_\eta^2} = 1, \quad a_\xi = \frac{a \operatorname{ch} k(z + H)}{\operatorname{sh} kH}, \quad a_\eta = \frac{a \operatorname{sh} k(z + H)}{\operatorname{sh} kH}$$

Где ξ и η смещения частицы по вертикали и горизонтали соответственно.

$$\xi = -\frac{a}{\operatorname{sh} kH} \operatorname{ch} k(z + H) \sin(kx - \omega t)$$
$$\eta = \frac{a}{\operatorname{sh} kH} \operatorname{sh} k(z + H) \cos(kx - \omega t)$$

Дисперсионное уравнение:

$$\omega^2 = (gk + \gamma k^3) \operatorname{th} kH$$
$$v_{\Phi}^2 = \omega^2 k^2 = gk + \gamma k$$

$k_* = \sqrt{gk}$ - минимум v_Φ

$$v_{\text{ГР}} = \frac{d\omega}{dk} \Rightarrow v_{\text{ГР}} = \frac{v_\Phi}{2} \frac{k_*^2 + 3k^2}{k_*^2 + k^2}$$

Если $k \gg k_*$, это капиллярные волны. Если $H \ll k \ll k_*$, то это гравитационные короткие волны (дно ещё не чувствуется). Если же $k \ll H$, то это длинные гравитационные волны.

19 Уравнение Навье-Стокса для несжимаемой вязкой жидкости в векторной форме и в проекциях на оси в декартовой системе координат.

Запись через кинематическую вязкость $\nu = \eta/\rho$:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta \vec{v}$$
$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_k^2}$$

20 Тензор вязких напряжений, физический смысл, представление в декартовой системе координат.

Общий вид тензора вязких напряжения (при относительном смещении слоёв жидкости, зависимость $\sim \eta$ линейна, жидкость будем считать изотропной):

$$\sigma_{ik} = a \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) + c \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} - \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) + b \sum_l \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \delta_{ik}$$

Переобозначим константы $a = \eta$, $b = \xi$. Тогда тензор вязких напряжений перепишется как

$$\sigma_{ik} = \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) + \xi \sum_l \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \delta_{ik}$$

21 Граничные условия для несжимаемой вязкой жидкости на поверхности твердого тела и свободной поверхности.

В случае вязкой жидкости на поверхности твердого неподвижного тела модуль скорости на поверхности равна нулю:

$$\vec{v} = (v_x(y), 0, 0)$$

При рассмотрении гидродинамики слоя жидкости на верхней границе жидкости

$$f_i = \sigma_{ik} n_k = \eta \frac{\partial v_x}{\partial y} = 0$$

22 Формула Пуазейля для расхода жидкости.

$$Q = 2\pi \int_0^R v(r) r dr = \frac{\pi}{8\eta} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) R^4$$

23 Скин-слой.

Поскольку среда вязкая, возмущения передаются вверх, но затухают на характерном масштабе толщины скин-слоя

$$\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$$

24 Числа Рейнольдса, Фруда, Струхала и их физический смысл.

$$Re = \frac{v_0 l}{\mu} = \frac{2v_0 R}{\mu} = \frac{V_{\text{ср}} H}{\nu}$$

$$\nu = \frac{\eta}{\rho}$$

- кинематический коэффициент вязкости

Число Рейнольдса показывает относительное влияние нелинейных эффектов. Если Re мало, то можно пренебречь в уравнении движения вязкой жидкости всем, кроме давления.

$$Fr = \frac{v_0^2}{gl}$$

Число Фруда описывает отношение кинетической энергии жидкости к потенциальной (энергии гравитационных сил).

$$Sh = \frac{v_0 T}{l}$$

Число Струхала характеризует стационарность. Если $Sh \gg 1$ можно пренебречь нестационарностью.

25 Формула Стокса.

$$F = 6\pi\eta R v_0, \quad Re \ll 1$$

$$F = 6\pi\eta R v_0 \left(1 + \frac{3}{16} Re \right)$$

26 Зависимость ширины пограничного слоя от параметров.

Во-первых, чем больше вязкость, тем толще пограничный слой. Кроме того, чем дальше по x , тем слой толще. И, наконец, чем больше скорость, тем больше пограничный слой должен быть прижат к пластине.

27 Уравнения линейной акустики. Волновое уравнение.

Уравнение Эйлера, уравнение непрерывности и последнее уравнение - состояния:

$$\frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} = -\frac{\nabla p'}{\rho_0}$$
$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 c^2 \operatorname{div} \vec{v} = 0$$
$$p' = c^2 \rho'$$

Волновое уравнение: $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - c^2 \Delta \varphi = 0$

28 Монохроматические волны, уравнение Гельмгольца

Уравнение Гельмгольца: $\Delta \Phi_0 + k_0^2 \Phi_0 = 0, \quad k = \frac{\omega}{c}$

Простейшее решение его - плоские волны: $\Phi_0 = e^{i(\vec{k}, \vec{r})}$

В случае $\vec{k} = \vec{k}_1 + i\vec{k}_2$ (неоднородная плоская волна):

$\Phi_0 = e^{i(\vec{k}_1, \vec{r})} e^{-(\vec{k}_2, \vec{r})}$. Всякую волну можно представить в виде суперпозиции плоских монохроматических волн с различными волновыми векторами

29 Закон сохранения энергии (звуковой волны)

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{J} = 0$$

\vec{J} - вектор Умова-Пойнтинга, $\vec{J} = \rho \vec{v}$