

Решение с разделяющимися переменными описывающее течение несжимаемой жидкости в произвольном гладком трубопроводе

Якубовский Е.Г.

e-mail [yakubovski@rambler.ru](mailto:yakubovski@rambler.ru)

В книге [1] рассматривается движение в трубопроводе как одномерное без условия прилипания жидкости к стенкам трубопровода. Это справедливо для не вязкой жидкости, нормальные компоненты скорости на поверхности трубопровода равны нулю. Но рассматриваются ударные волны, описание фронта которых без вязкости невозможно. Решим уравнение Навье-Стокса без условия прилипания, а с равенством нулю нормальной компоненты скорости. Логарифмический профиль не удовлетворяет условию прилипания, логарифм на стенке равен минус бесконечности. В этом же приближении предлагается решать уравнение Навье-Стокса. Это приближение тонкого пограничного слоя, в котором происходит переход от прилипания на границе системы, до одномерного течения. Покажем, что в результате усреднения решения получится либо нелинейное комплексное, турбулентное решение, либо действительное линейное.

Решение в тонком пограничном слое заменим на линейное  $1 = \frac{\partial \ln V_z(\delta)/V_z(n)}{\partial n} \delta, \delta = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{\frac{\partial \ln V_z(\delta)/V_z(n)}{\partial n}} = +0, \lim_{n \rightarrow 0} V_z(n) = 0$ . Получается, что

толщина переходной зоны стремится к нулю.

Зададим сечение трубопровода формулой

$$S(z) = S_0 - \alpha(z) \frac{S_0 - S_2}{S_1}, 0 < \alpha(z) < S_1, S(z) \in [S_2, S_0]$$

Решение для скорости потока будем искать в виде

$$V_z(z, r, \varphi) = \frac{S_0 V_0}{S(z)} g(r\varphi).$$

Тогда в силу разделения переменных уравнение неразрывности удовлетворяется. Найдем чему равно давление. Согласно уравнению Навье-Стокса, давление определяется из уравнения

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} + \eta \Delta V_z$$

Подставим формулу для скорости и проинтегрируем уравнение, получим

$$P_0 - P = -\rho V_0^2 \left[ \frac{S_0^2}{S^2(z)} - \frac{S_0^2}{S^2(z_0)} \right] g(r\varphi) / 2 + \eta V_0 \Delta \int_{z_0}^z \frac{S_0}{S(u)} g(r\varphi) du$$

Тогда получим квадратное уравнение по определению скорости

$$AV_0^2 - BV_0 + P_0 - P = 0; V_0 = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4(P_0 - P)A}}{2A}$$

$$A = \rho \int_V \left[ \frac{S_0^2}{S^2(z)} - \frac{S_0^2}{S^2(z_0)} \right] g(r\varphi) / 2 dV / V > 0; B = \eta \int_V \Delta \int_{z_0}^z \frac{S_0}{S(u)} g(r\varphi) dudV / V > 0$$

В зависимости от знака коэффициента  $A$  может получиться турбулентное комплексное, или ламинарное действительное решение. Ламинарное действительное нелинейное решение не устойчиво, и в результате образуется устойчивое линейное приближение. В самом деле с ростом давления, линейно растет скорость, а с ростом скорости квадратично растет давление, в сумме они дадут рост давления и скорости. Ламинарное решение определится по линейной части решения  $V_0 = \frac{P_0 - P}{B}$

### Литература

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц Гидродинамика. -М.: Наука, 1980, -535с.