

РЕФЕРАТЫ

Schlichting H. — Laminare Strahlausbreitung. Zeitschrift für angew. Mathem u. Mech. Bd. 13. H. 4. 1933, p. 260.

Автор рассматривает задачу распространения движения вследствие истечения в жидкость бесконечно тонкой, прямолинейной и симметричной струи при условиях ламинарного режима. Метод решения задачи подобен методу решения такой же задачи для турбулентного движения, рассмотренного W. Tolmie'ом¹. Предполагая, что ось x -ов совпадает с осью струи и что движение происходит при постоянном давлении, автор получает такое дифференциальное уравнение движения для главного направления в цилиндрических координатах:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{1}{y} \frac{\partial(\tau y)}{\partial y} \quad (1)$$

и уравнение несжимаемости

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{v}{y} = 0, \quad (2)$$

где y — расстояние до оси x -ов. Вводя функцию тока по уравнению $\psi = \int_0^y u y dy$, он

предполагает, что $\psi \sim x^p F(\eta)$, где $\eta \sim \frac{y}{x^n}$, причем показатели p и n определяются из сравнения сил инерции с силами трения и из условия постоянства давления. Это сравнение дает $p = n = 1$. Тогда, после подстановки в уравнение (1) при τ определенном по закону Ньютона^а ($\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y}$), автор получает уравнение для F такого вида:

$$FF' = F'' - \eta F'', \quad (4)$$

интеграл которого будет

$$F = \frac{\gamma^2 \eta^2}{1 + \frac{\gamma^2 \eta^2}{4}} \text{ при } \gamma = \text{const}, \quad (5)$$

и, значит, u и v определяются из уравнений:

$$u = \frac{\nu}{x} \frac{1}{\eta} \frac{dF}{d\eta}; \quad v = \frac{\nu}{x} \left[\frac{dF}{dx} - \frac{F}{\eta} \right], \quad (5)$$

где ν — кинематический коэффициент вязкости. На основании этих уравнений автор составляет выражение для расхода в такой форме: $Q = 8\pi \nu x$, откуда видно, что расход не зависит от начальной скорости (давления) возмущающей струи.

Далее автор переходит к рассмотрению истечения бесконечно тонкой струи из бесконечно длинной щели. Для этого случая вычисления значительно сложнее, и поэтому автор приводит только окончательные результаты в виде таблицы, причем для расхода,

отнесенного к единице длинной щели, получается такая формула $q = 3,42 (k \nu x)^{\frac{1}{3}}$, где k — импульс струи. Отсюда следует, что расход в противоположность предшествующему случаю зависит от начальной скорости возмущающей струи.

К. Страхович

¹ ZS. f. angew. Math. u. Mech. Bd. 6. 1926, p. 468.