

ностью. Такая методика гарантирует правильность отнесения измеренных значений скорости звука к той или другой фазе. Результаты измерений представлены на фигуре, где 1 — изотерма 383.56° К, 2 — 384.44° К, 3 — 384.94° К, 4 — скорость звука в жидкой фазе на линии насыщения, 5 — скорость звука в паровой фазе на линии насыщения. Эти изотермы были выбраны таким образом, чтобы две из них проходили справа от предполагаемой точки пересечения кривых и одна — слева.

Как видно из графика, вблизи критической точки фреона-12 имеет место пересечение температурных зависимостей скорости звука в паре и жидкости на линии насыщения. Точка пересечения отстоит от критической точки на 0.9° К. Погрешность в определении скорости звука не превышает 0.5%. Максимальное превышение скорости звука в паре над скоростью звука в жидкости составляет по отношению к скорости звука в жидкой фазе 6.8%. Величина $\Delta c / c$, найденная другими авторами, колеблется в пределах от 0 до 3.5%, а разность между критической температурой и температурой точки пересечения кривых от 0 до 2° К для разных веществ.

Ранее провели измерения в загрязненном фреоне-12. О наличии загрязнений можно было судить по завышению давления насыщения по сравнению с табличным. Кроме того, примеси были обнаружены на масс-спектрометре. Как показали исследования, в загрязненном фреоне-12 наблюдалась аналогичная картина пересечения кривых. Причем величина превышения скорости звука в паровой фазе над скоростью звука в жидкой фазе осталась примерно такой же, как и в чистом фреоне.

Поступила 22 IV 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Н о з д р е в В. Ф., С т е п а н о в И. Г. О пересечении кривых скорости ультразвука в жидкости и насыщенных парах вблизи критической точки. Акустический журнал, 1967, т. 13, № 4, стр. 631—632.
2. Н о з д р е в В. Ф. Применение ультразвуки в молекулярной физике. М., Физматгиз, 1958.
3. К о м а р о в С. Г., С о л о в ь е в А. Н., Ш е л у д ь я к о в Е. П. Скорость звука во фреонах на линии насыщения, ПМТФ, 1967, № 5.

КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Д. А. Казенин

(Москва)

В известной монографии С. С. Кутателадзе [1] аналитически получено следующее выражение для поправочного множителя, позволяющего учитывать эффекты внутреннего тепловыделения или теплопоглощения, при вычислении коэффициента теплоотдачи в круглой трубе

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{1}{1 + AZ}, \quad Z = \frac{dq_v}{4q_w} \quad (1)$$

Здесь Z — относительная плотность внутреннего источника тепла. Постоянный коэффициент A следующим образом выражается через квадратуры от функций распределения безразмерной скорости $\omega(\xi) = w / \langle w \rangle$ и турбулентной теплопроводности потока $\lambda_t(\xi)$ по радиусу $\xi = 2r / d$

$$A = \left\{ \int_0^1 \omega \xi \left[\int_{\xi}^1 \left(\frac{\Omega}{\xi} - 1 \right) \frac{d\xi}{1 + \lambda_t / \lambda} \right] d\xi \right\} \left\{ \int_0^1 \omega \xi \left[\int_{\xi}^1 \frac{\Omega}{\xi} \frac{d\xi}{1 + \lambda_t / \lambda} \right] d\xi \right\}^{-1} \quad (2)$$

$$\Omega(\xi) = \int_0^{\xi} \omega \xi d\xi$$

Численные значения коэффициента A получены в работе [1] для частных случаев ламинарного потока с параболическим профилем скорости ($A = 0.272$) и турбулентного потока с распределением скоростей по закону $1/7$ и числе Прандтля $P = 0$ ($A = 0.0834$).

Приводим результаты вычисления этого коэффициента для случая турбулентного потока с числом $P \neq 0$.

Производя интегрирование по частям в числителе и знаменателе формулы (2), можно получить

$$A = 1 - \frac{1}{2} \left[\int_0^1 \frac{\xi \Omega}{1 + \lambda_t / \lambda} d\xi \right] \left[\int_0^1 \frac{\Omega^2}{(1 + \lambda_t / \lambda) \xi} d\xi \right]^{-1} \quad (3)$$

Основная трудность в приведении формулы (3) к виду, удобному для численных расчетов, состоит в выборе аппроксимирующей зависимости, дающей распределение величины λ_t / λ по радиусу трубы. Следует заметить, что

$$\frac{\lambda_t}{\lambda} = \frac{P}{P_t} \frac{\mu_t}{\mu} \quad (4)$$

Здесь P_t — турбулентное число Прандтля.

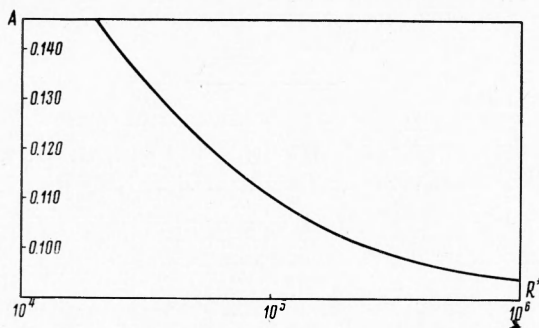
Воспользуемся выражением Прандтля для турбулентного касательного напряжения через длину пути перемешивания l , а также его представлением через коэффициент турбулентной вязкости μ_t

$$\tau_t = \rho \left(l \frac{dw}{dr} \right)^2, \quad \tau_t = -\mu_t \frac{dw}{dr} \quad (5)$$

Из сравнения имеем

$$\frac{\mu_t}{\mu} = \frac{\rho}{\mu} l^2 \frac{dw}{dr} \quad (6)$$

Согласно измерениям И. Никурадзе, при числе Рейнольдса $R = \rho \langle w \rangle d / \mu > 10^5$ распределение длины пути перемешивания по радиусу трубы не зависит от значения R .



Фиг. 1

Известная интерполяционная формула [1] дает в этом случае

$$2l / d = 0.14 - 0.08 \xi^2 - 0.06 \xi^4 \quad (7)$$

Для дальнейшего предполагается, что распределение скорости по сечению трубы подчиняется закону $1/7$

$$\omega = w / \langle w \rangle = 1.22 (1 - \xi)^{1/7} \quad (8)$$

С учетом (4), (6), (7), (8) формулу (3) после проведения необходимых преобразований можно представить в виде, удобном для реализации численных расчетов на ЭЦВМ. Результаты этих расчетов приведены на фигуре в виде зависимости коэффициента A от критерия $R^* = R P / P_t$. Следует помнить, что эти результаты справедливы при $R > 10^5$.

Поступила 3 I 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. К у т а т е л а д з е С. С. Основы теории теплообмена. М.—Л., Машгиз, 1962.