

Окончательно имеем для \hat{v}

$$\hat{v} = \frac{1}{2} \hat{b} \left(t + \frac{y}{2\sqrt{\sigma v}} \right) e^{y\sqrt{\frac{\sigma}{v}}} \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{vt}} + \sqrt{\sigma t} \right) + \\ + \frac{1}{2} \hat{b} \left(t - \frac{y}{2\sqrt{\sigma v}} \right) e^{-y\sqrt{\frac{\sigma}{v}}} \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{vt}} - \sqrt{\sigma t} \right).$$

Введем характерный параметр, так называемое комплексное время:

$$t^* = y/2\sqrt{\sigma v}.$$

Тогда

$$\hat{v} = \frac{1}{2} \hat{b} (t + t^*) e^{y\sqrt{\frac{\sigma}{v}}} \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{vt}} + \sqrt{\sigma t} \right) + \\ + \frac{1}{2} \hat{b} (t - t^*) e^{-y\sqrt{\frac{\sigma}{v}}} \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{vt}} - \sqrt{\sigma t} \right).$$

Полученное поле скоростей может быть использовано для анализа нестационарного пограничного слоя на пористой поверхности движущегося тела.

Поступила 30 VIII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Gupta A. S. Ekman layers on a porous plate. — Phys. Fluids, 1972, vol. 5, pt 5, p. 930—931.
2. Гурченков А. А., Роговой В. М. Нестационарный пограничный слой на вращающейся пластине. — В сб.: Динамика упругих конструкций с жидкостью. Томск, 1977.
3. Эфрос А. М., Данилевский А. М. Операционное исчисление и контурные интегралы. Харьков, 1937.

УДК 536.2—3

СЛОЖНЫЙ ТЕПЛОБМЕН ДИСПЕРСНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА В ТРУБЕ

И. Ф. Гулецкая, Ф. Н. Лисин

(Свердловск)

1. Запишем уравнение энергии для турбулентного потока газозвеси в трубе в виде [1,2]

$$(1 - \beta) c_{p1} \frac{\partial T}{\partial x} + \beta c_{p1} u_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r (\lambda + \lambda_T) \frac{\partial T}{\partial r} - r \beta c_{p1} \langle v_1' T_1' \rangle \right\} + \operatorname{div} \mathbf{q}_r, \quad (1.1)$$

где β — объемная концентрация твердой фазы; λ , λ_T — молекулярная и турбулентная теплопроводность соответственно; $\langle v_1' T_1' \rangle$ — турбулентный перенос энергии частицами; \mathbf{q}_r — результирующий поток излучения.

Для описания теплообмена двухфазного потока к уравнению (1.1) необходимо добавить уравнение энергии для частиц. Будем рассматривать

турбулентный поток газозвеси с невысокой концентрацией тяжелых частиц, т. е. $\beta \ll 1$. Частицы распределены по сечению трубы равномерно. Тогда уравнение (1.1) при пренебрежении членами, содержащими β , в безразмерной форме запишется в виде

$$(1.2) \quad \frac{u}{\bar{u}} \frac{\partial \Theta}{\partial \bar{x}} = \frac{4}{\text{Re}} \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left\{ \bar{r} \left(\frac{1}{\text{Pr}} + \frac{1}{\text{Pr}_T} \frac{\nu_T}{\nu} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial \bar{r}} \right\} + \frac{2}{\text{Bo}} \text{div} \bar{\mathbf{q}}_r,$$

где $\Theta = T/T_0$; $\bar{x} = x/D$; $\bar{r} = r/R$; $\text{Bo} = c\rho\bar{u}/\sigma_0 T_0^3$; $\text{Re} = \bar{u}D/\nu$; \bar{u} — средняя скорость; Pr_T — турбулентное число Прандтля; T_0 — температура среды на входе в трубу ($T_0 > T_1$); ν_T — турбулентная вязкость. Граничные условия для (1.2) имеют вид

$$\Theta(\bar{r}; 0) = 1, \quad \Theta(\bar{x} > 0; 1) = \Theta_1.$$

2. Профиль скорости в вязком и переходном слоях дается в работе [3] в виде

$$\frac{u}{v^*} = \frac{2,3}{\kappa_0} \lg \frac{v^* y}{\nu} + 5,8, \quad 30 \leq \frac{v^* y}{\nu} \leq 700;$$

$u/v^* = v^* y/\nu$, $v^* y/\nu < 30$ (y — расстояние от стенки).

При этом величина касательного напряжения τ в дисперсном потоке связана с таковым в чистом потоке газа τ_0 соотношением

$$(2.1) \quad \tau/\tau_0 = 1 + \eta\mu,$$

где μ — расходная концентрация; η — коэффициент, отражающий интенсивность воздействия μ на степень деформации профиля скорости в двухфазном потоке.

Используя закон турбулентного трения Кармана и соотношение (2.1), можно приближенно показать, что

$$(2.2) \quad \frac{\tau}{\tau_0} \simeq \frac{\kappa^2}{\kappa_0^2} k,$$

где индекс 0 относится к величинам чистого потока; k — эмпирический коэффициент. Из (2.2) следует, что константа в законе трения для двухфазного потока связана с константой Кармана κ_0 соотношением

$$\kappa^2 \simeq \frac{\kappa_0^2 (1 + \eta\mu)}{k}.$$

Для описания скорости в ядре потока несущей среды используем профиль Кармана [4], который с учетом (2.1), (2.2) будет иметь вид для трубы

$$(2.3) \quad \frac{u_0 - u}{v^*} = - \frac{k}{\kappa_0 \sqrt{1 + \eta\mu}} \left[\ln \left(1 - \sqrt{1 - \frac{y}{R}} \right) + \sqrt{1 - \frac{y}{R}} \right], \quad \frac{v^* y}{\nu} > 700,$$

где u_0 — скорость на оси трубы. При $k = 1$ и $\mu = 0$ формула (2.3) переходит в формулу профиля скорости для незапыленного газа [4]. На фиг. 1 приводятся профили скорости в ядре потока при средней скорости в трубе 25,1 м/с, подсчитанные по формуле (2.3). Кривая 1 соответствует газу без частиц ($\mu = 0$), а кривая 2 — двухфазному потоку с концентрацией частиц $\mu = 2,86$ кг/кг. В расчетах принималось $k = 1$. Величина коэффициента η в формуле (2.1) бралась по данным [3]. Точками отмечены экспе-

риментальные результаты [3]. Величина турбулентной вязкости в (1.2) должна учитывать воздействие частиц на турбулентную структуру несущей среды. Для описания турбулентного переноса примем модель [5,6].

Согласно этой модели, величину турбулентной вязкости в пределах вязкого и переходного слоев можно представить в виде

$$(2.4) \quad \nu_T(y) = A_0(y)\psi^2(y),$$

$$\text{где} \quad A_0(y) \simeq \kappa_0^2 y^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|; \quad \psi(y) = \int_0^{t_m(y)} R(t) dt \bigg/ \int_0^\infty R(t) dt;$$

t — время; κ_0 — постоянная Кармана; $R(t)$ — лагранжев коэффициент корреляции поперечной пульсационной составляющей скорости; $t_m(y)$ — предельный масштаб турбулентных вихрей такой, что вихри с масштабами $t > t_m(y)$ не могут подойти к стенке на расстояние меньше y . Как следует из работ [7, 8], эффект присутствия частиц существен в области малых волновых чисел. Для упрощения можно считать, что влияние частиц сводится к обрыву коротковолновой части спектра [6].

При лагранжевом описании турбулентности обрыв спектра в области больших волновых чисел эквивалентен замене $R(t)$ для однофазной среды на функцию [6]

$$(2.5) \quad R'(t) = R(t)Y(t-t'),$$

где $Y(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0; \end{cases}$ $t' = c'y_0/u$; $y_0 = 1/k_0$ — некоторый характерный масштаб, пропорциональный диаметру частиц d и возрастающий с ростом μ в области малых μ .

Подставляя (2.5) в (2.4) и выполняя необходимые операции, получим для трубы

$$\frac{\nu_T}{\nu} = \kappa^2 (1 - \bar{r})^2 \left[1 - \exp \frac{r - r_0}{\alpha_1} \right]^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right|,$$

$\alpha_1 = \alpha\nu/Rv^*$, где $\alpha = 30,4$ [6]. Величину y_0 определим из тех соображений, что она должна быть пропорциональна диаметру частиц d и возрастать с ростом μ :

$$y_0 = a\mu d \text{ или } \bar{r}_0 = 1 - a\mu d/R,$$

где a — коэффициент пропорциональности.

3. Величину $\text{div } \bar{\mathbf{q}}_r$ в уравнениях энергии получили из решения уравнения переноса лучистой энергии в P_1 -приближении метода сферических гармоник [9, 10]. Принималось, что излучение серое и излучают только частицы. Для слоя частиц коэффициенты ослабления, рассеяния и средний косинус рассеяния можно вычислить на основе теории Г. Ми, если известны комплексный показатель преломления материала частиц, функция распределения частиц по размерам и концентрация частиц. Выражение для $\text{div } \bar{\mathbf{q}}_r$ получено в виде

$$\text{div } \bar{\mathbf{q}}_r = -4(1 - \gamma) \tau_0 \left\{ A_1 I_0(\sigma \bar{r}) - \Theta^4(\bar{r}) - I_0(\sigma \bar{r}) \int_0^{\bar{\sigma} \bar{r}} \Theta^4(\bar{r}') \bar{\sigma} \bar{r}' K_0(\sigma \bar{r}') d\sigma \bar{r}' + K_0(\sigma \bar{r}) \int_0^{\bar{\sigma} \bar{r}} \Theta^4(\bar{r}') \bar{\sigma} \bar{r}' I_0(\sigma \bar{r}') d\sigma \bar{r}' \right\},$$

где τ_0 — оптическая толщина; $\sigma = \tau_0 \sqrt{3(1-\gamma)(1-\gamma\bar{\mu})}$; γ — отношение осредненных коэффициента рассеяния к коэффициенту ослабления; I_0 — модифицированная функция Бесселя; K_0 — модифицированная функция Ганкеля; A_1 — константа, определяемая из граничных условий для уравнения переноса; $\bar{\mu}$ — средний косинус рассеяния (при сферической индикатрисе $\bar{\mu} = 0$). Величина оптической толщины τ_0 прямо пропорциональна концентрации частиц $\tau_0 = 0,25\mu R \langle k \rangle$, где

$\langle k \rangle = \int_0^\infty B(\lambda; T) \int_0^\infty k \frac{dS}{d\lambda} dl d\lambda / \int_0^\infty B(\lambda; T) d\lambda$ — осредненный коэффициент ослабления; k — коэффициент ослабления частицы; dS/dl — функция распределения удельной поверхности частиц по их размерам l ; $B(\lambda; T)$ — функция Планка; λ — длина волны.

В данной работе не рассматриваем частицы какого-то конкретного материала и принимаем, что $\tau_0 = 2 \mu$, полагая тем самым, что $(1/4)\rho R \langle k \rangle = 2$.

4. Уравнение (1.2) решалось численно с использованием неявной разностной схемы, решенной прогонкой. Алгоритм задачи реализован на БЭСМ-6. По рассчитанному температурному полю в трубе можно вычислить величины Нуссельта конвективного потока тепла

$$Nu_K = 2 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} / (\bar{\theta} - \theta_1) \quad (\bar{r} = 1)$$

и критерия Nu_Σ суммарного потока тепла

$$Nu_\Sigma = Nu_K + Nu_n = \frac{2 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} + \frac{Pe}{Bo} \bar{q}_r}{\bar{\theta} - \theta_1} \quad (\bar{r} = 1),$$

где

$$\bar{\theta} = \frac{\int_0^1 \frac{\bar{u}}{u} \bar{\theta} \bar{r} \bar{d}\bar{r}}{\int_0^1 \frac{\bar{u}}{u} \bar{r} \bar{d}\bar{r}}$$

Сначала решалась задача чисто конвективного теплообмена пылевоздушного потока при разных $Re \geq 2000$ и $0 < \mu < 6$. При расчетах динамической скорости v^* использовался закон сопротивления [10] $\xi = \xi_0(1 + 0,145 \mu)$, где ξ_0 — закон Блазиуса. Результаты расчетов были обработаны в виде зависимости $Nu(\bar{x} = 70)/Nu_0(\bar{x} = 70)$ от комплексса $B = (65/Re^{0,9})D\mu/d$. Величина Nu_0 подсчитывалась по формуле

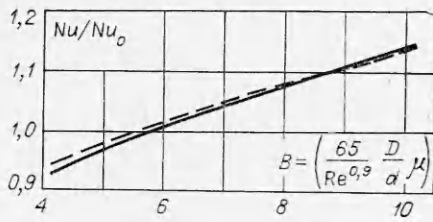
$$Nu_0 = 0,022 Re^{0,8} Pr^{0,4}.$$

На фиг. 2 штриховой линией показаны расчеты численным методом. Сплошная линия построена по зависимости

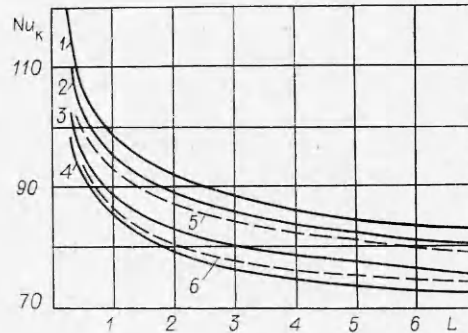
$$\frac{Nu}{Nu_0} = 0,64 \left(\frac{65}{Re^{0,9}} \frac{D}{a} \mu \right)^{0,25}$$

которая является обобщением экспериментальных данных различных авторов и получена в [12]. Результаты расчетов хорошо совпадают с экспериментальными значениями при невысоких μ . Такое совпадение получено при $Pr_T = 1$, $a = 1$, $k = 1$. Задача сложного теплообмена решалась при $Re = 30\,000$, $Bo = 30$, $Pr = 0,7$, $Pr_T = 1$, $a = 1$, $\gamma = 0,8$, $\bar{\mu} = 0,8$, $\varepsilon = 1$.

На фиг. 3 приводятся зависимости величины критерия Нуссельта для локального конвективного потока тепла при сложном теплообмене от длины канала для разных концентраций частиц (оптических толщин)



Фиг. 2

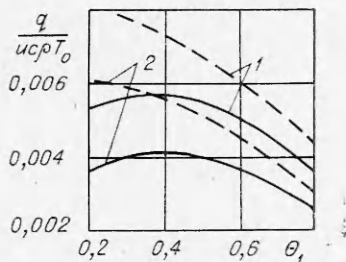


Фиг. 3

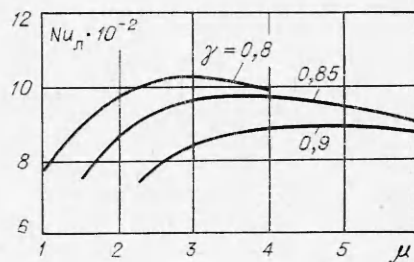
($Re = 3 \cdot 10^5$, $Bo = 30$, $Pr = 0,7$, $Pr_T = 1$, $\gamma = 0,8$, $\bar{\mu} = 0,8$, $\varepsilon = 1$, $d/D = 0,0025$, кривые 1, 5 — $\mu = 3$; 2 — $\mu = 2$; 3, 6 — $\mu = 1$; 4 — $\mu = 0,5$). Штриховыми линиями отмечены результаты для неизлучающих частиц. При сложном теплообмене величины конвективной теплоотдачи при прочих равных условиях отличаются от теплоотдачи при чисто конвективном теплообмене. При высоких температурах стенки отличие доходит до 20%.

На фиг. 4 (параметры те же, что и на фиг. 3, кривая 1 — $L = 3,55$; 2 — $L = 6,05$) приведена зависимость локального суммарного безразмерного потока тепла при $\mu = 0,5$, передаваемого излучением и конвекцией $\bar{q}_\Sigma = (q_k + q_r)/\bar{u}_{ср} T_0$ (штриховые линии) от температуры стенки при разных расстояниях от входа. Там же приведена аналогичная зависимость для локального безразмерного потока тепла излучением (сплошные линии) $\bar{q}_r = q_r/\bar{u}_{ср} T_0$.

На фиг. 5 (параметры те же, что и на фиг. 3, 4, $\Theta_1 = 0,8$, $L = 24$) приводятся зависимости локального числа Нуссельта для лучистого потока тепла $Nu_{л} = \frac{Pe}{Bo} \bar{q}_r / (\bar{\Theta} - \Theta_1)$ от концентрации частиц при разных γ . Экстремальное поведение кривых с ростом μ объясняется тем, что увели-



Фиг. 4



Фиг. 5

чение концентрации частиц (оптической толщины) сначала приводит к увеличению теплоотдачи излучением, так как прилегающие к стенкам канала холодные слои движущейся среды из-за малой оптической плотности слабо поглощают излучение ядра потока. При дальнейшем увеличении концентрации частиц пристенные слои все сильнее экранируют излучение ядра потока и теплоотдача излучением, достигнув максимума, уменьшается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М., Мир, 1971.
2. Горбис З. Р. Теплообмен и гидромеханика дисперсных сквозных потоков. М., Энергия, 1970.
3. Гельперин Н. П., Айнштейн В. Г., Крупник Л. И., Мамедяев З. Н. Гидродинамическое сопротивление потоков газозвеси.— Изв. высш. учеб. заведений. Энергетика, 1976, № 2.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., Наука, 1969.
5. Vujewitsch J. A. Bemerkung über die Konstruktion von Modellen für wandnahe Turbulenz.— Z. Angew. Math. Mech., 1969, Bd 49, S. 372.
6. Буевич Ю. А. К модели снижения сопротивления при введении частиц в турбулентный поток вязкой жидкости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 2.
7. Буевич Ю. А., Гупало Ю. П. О влиянии взвешенных частиц на вырождение изотропной турбулентности.— ПМТФ, 1965, № 4.
8. Буевич Ю. А., Гупало Ю. П. Искажение энергетического спектра вырождающейся изотропной турбулентности под влиянием взвешенных частиц.— ПМТФ, 1965, № 5.
9. Кейз К. О., Цвайфель П. Линейная теория переноса. М., Мир, 1972.
10. Оцисик М. Н. Сложный теплообмен. М., Мир, 1976.
11. Цветков Ф. Ф. Исследование местной теплоотдачи от стенки трубы к турбулентному потоку газа, несущему взвешенные твердые частицы. Дис. на соиск. учен. степени канд. технических наук. М., МЭИ, 1967.
12. Сукомел А. С., Цветков Ф. Ф., Керимов Р. Р. Теплообмен и гидродинамическое сопротивление при движении газозвеси в трубах. М., Энергия, 1977.

УДК 532.529 : 66.021.3

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ НА ПРОЦЕССЫ КОАЛЕСЦЕНЦИИ И МАССООБМЕНА В ЖИДКОСТНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ

Л. П. Пергушев, А. К. Розенцвайг

(Бугульма)

Коалесценция капель дисперсной фазы лежит в основе разделения несмешивающихся жидкостей при осуществлении экстракционных и массообменных процессов в химической, фармацевтической, пищевой и ряде других отраслей промышленности [1]. В последние годы достигнут большой прогресс в разрушении с помощью высокоэффективных деэмульгаторов нефтяных эмульсий на промыслах и нефтеперерабатывающих заводах [2, 3]. Однако взаимодействие капель, оказывающее исключительно большое влияние на массопередачу и химические реакции в дисперсной фазе, изучено недостаточно [4].

С коалесценцией капель под воздействием перемешивания, в частности, при движении эмульсии в турбулентном режиме, связана интенсификация широкого круга технологических процессов и повышения качества завершения массообменных и укрупнительных процессов в трубопроводах и аппаратах. Анализ взаимодействия мелкодисперсных капель при разрушении эмульсий химическими методами с применением деэмульгаторов позволяет также решать задачи двухфазных течений в трубопроводах, связанные с определением истинного содержания фаз и границ существования различных структурных форм потока.

В соответствии с реальными условиями разрушения устойчивых эмульсий изучена коалесценция неоднородной дисперсной фазы, часть капель которой стабилизирована адсорбционными оболочками, разрушающимися при взаимодействии с каплями раствора реагента. Различие