

объекта, а просто заменяет один механизм передачи энергии другим.

К сожалению, экспериментальных данных еще слишком мало, чтобы можно было сделать на их основании окончательные выводы. Но очевидно, что прямое моделирование члена, описывающего взаимодействие возмущения с пульсациями, отражая ряд существенных свойств моделируемого объекта, позволит описать явление относительно просто, без введения больших коэффициентов, сложно зависящих от частоты.

Авторы приносят благодарность В. Н. Штерну за обсуждение работы.

Поступила 23 XII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Reynolds W. C., Hussain A. K. M. F. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Pt 3. Theoretical models and comparisons with experiments.— «J. Fluid Mech.», 1972, vol. 54, pt 2, p. 263—288.
2. Hussain A. K. M. F., Reynolds W. C. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow.— «J. Fluid Mech.», 1970, vol. 41, pt 2, p. 241—258.
3. Hussain A. K. M. F., Reynolds W. C. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Pt 2. Experimental results.— «J. Fluid Mech.», 1972, vol. 54, pt 2, p. 241—261.
4. Гольдштик М. А. Принцип максимальной устойчивости осредненных турбулентных течений.— «Докл. АН СССР», 1968, т. 182, № 5, с. 1026.
5. Гольдштик М. А., Кутателадзе С. С. Вычисление константы пристенной турбулентности.— «Докл. АН СССР», 1969, т. 185, № 3, с. 535.
6. Гольдштик М. А., Штерн В. Н. Определение закона турбулентного трения в ядре потока на основе принципа максимальной устойчивости.— «Докл. АН СССР», 1969, т. 188, № 4, с. 772.
7. Гольдштик М. А., Сапожников В. А., Штерн В. Н. Определение профиля скорости в вязком подслое на основе принципа максимальной устойчивости.— «Докл. АН СССР», 1970, т. 193, № 4, с. 784.
8. Сапожников В. А. Решение задачи на собственные значения для обыкновенных дифференциальных уравнений.— В кн.: Труды Всесоюзного семинара по численным методам механики вязкой жидкости (II). Новосибирск, «Наука», 1969.
9. Штерн В. Н. Глобальная и локальная устойчивость течения вязкой жидкости.— В кн.: Пристенная турбулентность. Новосибирск, «Наука», 1973.
10. Reynolds W. C., Tiederman W. G. Stability of turbulent channel flow, with application to Malkus's theory.— «J. Fluid Mech.», 1967, vol. 27, pt 2, p. 253—272.
11. Конт-Белло Ж. Турбулентное течение в канале с параллельными стенками. М., «Мир», 1968.
12. Davis R. E. Perturbed turbulent flow, eddy viscosity and the generation of turbulent stresses.— «J. Fluid Mech.», 1974, vol. 63, pt 4, p. 673—693.

УДК 532.62+532.592+594

РАЗВИТЫЕ КВАЗИГАРМОНИЧЕСКИЕ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОЙ ПЛЕНКИ, ОБТЕКАЕМОЙ ГАЗОМ

Л. Н. Маурин, Г. Э. Одишария, А. А. Точигин

(Иваново, Москва)

Рассматриваются волновые квазигармонические движения тонкой жидкой пленки, текущей по вертикальной плоскости под действием силы тяжести, капиллярных сил и касательного напряжения, действующего на границе пленка — газ.

Найдены область существования и спектральные характеристики волновых квазигармонических решений в разных режимах движения пленки (в прямооттоке и противотоке).

1. Рассмотрим движение тонкой пленки вязкой жидкости, текущей по вертикальной плоскости под действием гравитационных и капиллярных сил и напряжений, возникающих на поверхности пленки при обтека-

нии ее газом. Следуя работам [1,2], заменим замкнутую задачу о совместном движении газа и жидкости (в пленке) задачей о движении одной только пленки В редуцированной таким образом задаче действие газа на пленку описывается заданием касательных (и нормальных) напряжений на границе газ — пленка. Точный вид этих напряжений в рамках такого рассмотрения неизвестен. Как и в [1, 2], полагаем касательное напряжение на поверхности пленки постоянным по длине пленки (это справедливо, если амплитуда волн на поверхности пленки достаточно мала).

Таким образом, касательное напряжение будет входить в задачу как некоторый параметр, оценка величины которого в конкретных условиях может быть проведена с помощью известных (полуэмпирических) формул, связывающих касательное напряжение со скоростью газа (см., например, [3]).

В указанной постановке движение пленки описывается уравнениями

$$\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial t} + \tilde{v}_h \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_h} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \nu \Delta \tilde{v}_i + \tilde{g}_i; \quad \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_i} = 0$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \tilde{v}_i &= 0 \text{ при } \tilde{y} = 0; \\ \tilde{v}_y(\tilde{h}) &= \frac{\partial \tilde{h}}{\partial t} + \tilde{v}_x(\tilde{h}) \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x}, \\ n_h &= \left[-\tilde{p} \delta_{ih} + \rho \nu \left(\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_h} + \frac{\partial \tilde{v}_h}{\partial x_i} \right) \right] - n_h \tilde{T}_{ih} = \frac{\sigma}{R} n_i \end{aligned}$$

при $\tilde{y} = \tilde{h}(\tilde{x}, \tilde{t})$.

Здесь ρ и ν — плотность и вязкость жидкости; σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости на границе с газом; g — ускорение силы тяжести; \tilde{T}_{ih} — тензор напряжений на границе пленки с газом; R — радиус кривизны поверхности пленки. Координаты выбраны таким образом, что пленка занимает область $0 < \tilde{y} \leq \tilde{h}(\tilde{x}, \tilde{t})$, $-\infty < \tilde{x} < \infty$ (\tilde{x} — координата); газ занимает область $\tilde{y} > \tilde{h}(\tilde{x}, \tilde{t})$; размерные величины имеют индекс \sim .

Среди всевозможных движений пленки найдем установившиеся движения, представляющие собой длинные плоские волны. Для таких волн задача приводится к уравнению [1, 2, 4].

$$(1.1) \quad \frac{d^3 h}{d\tau^3} + f(h) \frac{dh}{d\tau} = \varepsilon g(h), \quad f(h) = \frac{6q^2}{5h^3} - \frac{c^2}{5h} - \frac{3cT}{20} + \frac{3qT}{40h} - \frac{9T^2 h}{160},$$

$$g(h) = -1 + \frac{c}{h^2} - \frac{q}{h^3} - \frac{3T}{4h}$$

с дополнительным условием

$$(1.2) \quad \langle h \rangle = 1, \quad \text{где } \langle \dots \rangle = \lim_{|\tau_2 - \tau_1| \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau_2 - \tau_1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} (\dots) d\tau$$

— осреднение по длине пленки.

Здесь h , c , $(-q)$ и T — соответственно безразмерные значения толщины пленки, «фазовой» скорости волны, расхода (в системе отсчета, связанной с движущейся волной) и касательного напряжения на поверх-

ности. Введенные обозначения связаны с данными задачи следующими соотношениями:

$$\tau = W(x - ct); \quad \varepsilon = \frac{27v^4}{g_+^2 \langle \tilde{h} \rangle^{11/2}} \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{1/2},$$

где $\frac{1}{W^2} = \frac{9v^2\sigma}{\rho g_+^2 \langle \tilde{h} \rangle^5}$ — число Вебера;

$g_+ = g - \frac{1}{\rho} \frac{dp_+}{dx}$; p_+ — давление газа. В качестве масштабов выбраны

средняя толщина пленки $\langle \tilde{h} \rangle$ для измерения длин, $\frac{g_+ \langle \tilde{h} \rangle^2}{3v}$ для измерения скоростей, $\frac{1}{2} \rho g_+ \langle \tilde{h} \rangle$ для измерения напряжений.

Уравнение (1.1) отличается от соответствующего уравнения в работах [1, 2] вследствие того, что были выбраны другие масштабы и безразмерные параметры (касательное напряжение на поверхности пленки отнесено к силе тяжести и является положительным при движении газа вниз и отрицательным при движении газа вверх).

2. Чтобы найти периодическое решение задачи (1.1), (1.2), применим метод, использованный для расчета волновых движений свободно стекающей пленки в работе [5]. Предварительно проинтегрируем (1.1) по τ в пределах от некоторого фиксированного значения τ_0 до τ . Учитывая, что член $f(h) \frac{dh}{d\tau}$ является полной производной и поэтому записывается в виде $f(h) \frac{dh}{d\tau} = \frac{d}{d\tau} \left(\frac{dV(h)}{dh} \right)$, получим

$$(2.1) \quad \frac{d^2h}{d\tau^2} + \frac{\partial V(h)}{\partial h} = \varepsilon F(h, \tau),$$

$$\text{где} \quad F(h, \tau) = \int_{\tau_0}^{\tau} g(h) d\tau.$$

Уравнение (2.1) можно интерпретировать как уравнение, описывающее механическое движение, происходящее под действием нелинейной потенциальной силы $-\frac{\partial V}{\partial h}$ и непотенциальной силы $F(h, \tau)$. В этой интерпретации отыскиваемое множество периодических решений есть просто множество колебательных движений, происходящих в «потенциальной яме» $V(h)$ и подверженных действию «непотенциальной силы» $F(h, \tau)$.

Из физических соображений очевидно, что при $\varepsilon \ll 1$ профиль этих «колебаний» полностью определяется видом только «потенциальной ямы», роль «непотенциальной силы» $F(h, \tau)$ станет понятной, если заметить, что для отыскиваемых строго периодических решений (предельных циклов) «непотенциальная сила» $F(h, \tau)$ в среднем на периоде колебания не должна совершать работы.

Таким образом, можно сформулировать метод построения периодических решений задачи (1.1), (1.2) при $\varepsilon \ll 1$, который, во-первых, определяет множества всех колебательных решений в «потенциальной яме» $V(h)$, во-вторых, отбрасывает те, для которых «работа силы» $F(h, \tau)$ на периоде оказывается неравной нулю и которые таким образом оказываются в конечном счете непериодическими. Учитывая, что «средняя работа силы» F определяется как $\left\langle \frac{dh}{d\tau} F \right\rangle$, и используя (2.1), получим

выражение для правила отбора предельных циклов

$$(2.2) \quad \left\langle \frac{dh}{d\tau} F \right\rangle = h(\tau) \langle g(h) \rangle - \langle hg(h) \rangle = 0.$$

Так как $\langle g \rangle$ и $\langle hg \rangle$ — постоянные величины, а $h(\tau)$ — переменная, то для выполнения условия (2.2) каждое из слагаемых в левой части (2.2) должно независимо обращаться в нуль, т. е. условие (2.2) эквивалентно двум условиям:

$$(2.3) \quad 0 = \langle g(h) \rangle = -1 + c \langle h^{-2} \rangle - q \langle h^{-3} \rangle - \frac{3T}{4} \langle h^{-1} \rangle;$$

$$(2.4) \quad 0 = \langle hg(h) \rangle = -1 + c \langle h^{-1} \rangle - q \langle h^{-2} \rangle - \frac{3T}{4}.$$

Условия (2.3), (2.4) могут быть получены и непосредственно из (1.1). Действительно, предполагая в (1.1) решение $h(\tau)$ ограниченным и не обращающимся в нуль (пленка не прилипает к стенке), проводя усреднение (1.1) по переменной τ и учитывая при этом, что слева в (1.1) стоят полные производные, получим (2.3). Проводя ту же процедуру усреднения после предварительного умножения (1.1) на $h(\tau)$ и замечая, что $h \frac{d^3h}{d\tau^3}$ и $hf(h) \frac{dh}{d\tau}$ остаются полными производными, получим (2.4).

Покажем конкретный (вне указанной выше интерпретации) физический смысл интегральных соотношений (2.3), (2.4). При исследовании появления слагаемых, составляющих функцию $g(h)$ в (1.1), в процессе вывода (1.1) из уравнений Навье — Стокса и граничных условий видно, что $g(h)$ представляет собой (с точностью до постоянного множителя) сумму сил тяжести, трения о стенку и взаимодействия с газом, действующих на единицу толщины поперечного сечения пленки. Это делает понятным происхождение правила отбора предельных циклов (2.3), (2.4), которое показывает, что в установившемся движении силы, действующие на пленку, должны быть сбалансированы в среднем по длине пленки.

Рассмотрим построение периодических решений исходной задачи и наиболее интересный в приложениях случай $\varepsilon \ll 1$. Решение задачи для этого случая построим в форме асимптотического разложения по малому параметру ε

$$h(\tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n h_n(\tau).$$

Ограничиваясь первым приближением и сохраняя за h_0 прежнее обозначение $h(\tau)$, имеем в этом приближении

$$(2.5) \quad \frac{d^3h}{d\tau^3} + f(h) \frac{dh}{d\tau} = 0.$$

Уравнение (2.5) остается нелинейным, при этом характер проводимого разложения и условия (2.3), (2.4) не налагают априорных ограничений на величину амплитуды.

При заданном T уравнение (2.5) имеет 5-параметрическое семейство решений (три постоянных интегрирования и параметры q и c). Однако следует отобрать из 5-параметрического семейства лишь те ограниченные периодические решения, которые удовлетворяют условиям (2.3), (2.4). Кроме того, решение задачи должно удовлетворять условию (1.2) и условию, вытекающему из произвола в выборе начала отсчета на оси τ (начальной фазы волны). Названные условия выделяют из 5-параметрического семейства однопараметрическое (при каждом значении T) множество волновых решений.

3. Для малоамплитудных решений, представляя $h(\tau)$ в виде $h=1+\varphi(\tau)$, $\langle\varphi\rangle=0$ (тем самым уже удовлетворено условие (1.2)) и удовлетворяя оставшимся двум условиям (2.3), (2.4), получим два уравнения:

$$-1 + c - q - \frac{3}{4} T + 0(\varphi^2) = 0;$$

$$\left(-2c + 3q + \frac{3}{4} T\right) \langle\varphi^2\rangle + 0(\varphi^4) = 0.$$

Разрешая эти уравнения относительно c и q , находим $c=3\left(1 + \frac{T}{2}\right) + 0(\varphi^2)$, $q=2 + \frac{3}{4} T + 0(\varphi^2)$. После подстановки этих выражений в (2.4) имеем для волнового числа

$$k^2 = \frac{6}{5} q^2 - \frac{c^2}{5} - \frac{3cT}{20} + \frac{3qT}{40} - \frac{9T^2}{160} + 0(\varphi^2) = 3\left(1 + \frac{T}{2}\right) + 0(\varphi^2).$$

При $T < -2$ это выражение приводит к мнимым значениям волнового числа, откуда следует, что среди периодических квазигармонических решений отсутствуют малоамплитудные (ниже будет показано, что исчезают также все квазигармонические стационарные волны).

В соответствии с методом построения периодических решений проинтегрируем (2.5) дважды по τ . Получим

$$(3.1) \quad \frac{1}{2} \left(\frac{dh}{d\tau}\right)^2 + V(h) = 0, \quad V(h) = \frac{3q^2}{5h} + \left(\frac{3qT}{40} - \frac{c^2}{5}\right)(h \ln h - h) - \frac{3cT}{40} h^2 - \frac{3T^2 h^3}{320} + A_1 h + A_2.$$

Согласно предложенной выше интерпретации, $V(h)$ играет роль потенциальной, а $\frac{1}{2} \left(\frac{dh}{d\tau}\right)^2$ — кинетической энергии.

Вместо постоянных интегрирования A_1 и A_2 удобно ввести минимальную и максимальную толщины пленки в волновом профиле $h(\tau)$. Обозначая их h_1 и h_2 , имеем $V(h_1)=V(h_2)=0$.

Теперь выражение для $V(h)$ принимает вид

$$V(h) = \Phi(h) - \frac{\Phi(h_1)(h_2 - h) + \Phi(h_2)(h - h_1)}{h_2 - h_1},$$

где

$$\Phi(h) = \frac{3q^2}{5h} + \left(\frac{3qT}{40} - \frac{c^2}{5}\right)(h \ln h - h) - \frac{3cT}{40} h^2 - \frac{3T^2 h^3}{320}.$$

Определяя из (4.1) величины $\langle h^m \rangle$ по формуле

$$(3.2) \quad \langle h^m \rangle = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda h^m(\tau) d\tau = \frac{I_m}{I_0}, \quad \text{где } I_m = \int_{h_1}^{h_2} \frac{h^m dh}{V - V(h)},$$

и подставляя $\langle h^m \rangle$ в соотношения (1.2), (2.3), (2.4), получим для определения h_1 , h_2 , c , q и безразмерного волнового числа k систему уравнений

$$(3.3) \quad I_1 = I_0; \quad c = \frac{I_0(I_{-2} - I_{-3}) + \frac{3}{4} T(I_{-1}I_{-2} - I_0 I_{-3})}{I_{-2}^2 - I_{-1}I_{-3}};$$

$$q = \frac{I_0(I_{-1} - I_{-2}) + \frac{3}{4} T(I_{-1}^2 - I_0 I_{-2})}{I_{-2}^2 - I_{-1}I_{-3}}; \quad k = \frac{\pi W \sqrt{2}}{I_0},$$

которая решалась на ЭВМ. В принципе это решение проводилось следующим образом: при фиксированном значении T задавался набор c, q, h_1 и h_2 , после чего по формулам (3.2) вычислялись интегралы I_m . Набор c, q, h_1 и h_2 варьировался до тех пор, пока не достигалось самосогласование, т. е. система (3.3) не обращалась в тождество. При каждом значении T множество таких самосогласованных наборов оказывается однопараметрическим.

Указанный порядок вычислений оказался бы очень громоздким вследствие большого числа величин, входящих в набор. Поэтому предварительно были проведены преобразования, резко сократившие объем вычислительной работы. Эти преобразования, хоть и различны для разных значений T , но однотипны, и в силу этого ограничимся указанием их вида лишь в области $T > 0$. Введем новые переменные

$$\theta = \frac{c^{3/2}}{\sqrt{5q}} \tau, \quad H = \frac{c}{q} h \text{ и обозначим } u = \frac{3qT}{8c^2}.$$

Тогда уравнение (1.1) имеет вид

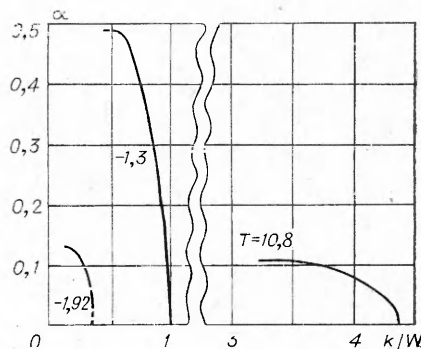
$$(3.4) \quad \frac{d^3 H}{d\theta^3} + \frac{dH}{d\theta} \left(\frac{12}{H^3} - \frac{1+2u^2}{H} + 2u - H \right) = 0,$$

т. е. содержит вместо трех параметров c, q, T только один u , который соответствует параметру T . Роль неизвестных параметров остается только за величинами H_1 и H_2 — минимальной и максимальной толщинами пленки в волновом профиле $H(\theta)$. Из (1.2), (2.3) и (2.4) можно скомбинировать одно условие, не содержащее иных величин, кроме u и $\langle H^m \rangle$, и связывающее H_1 и H_2

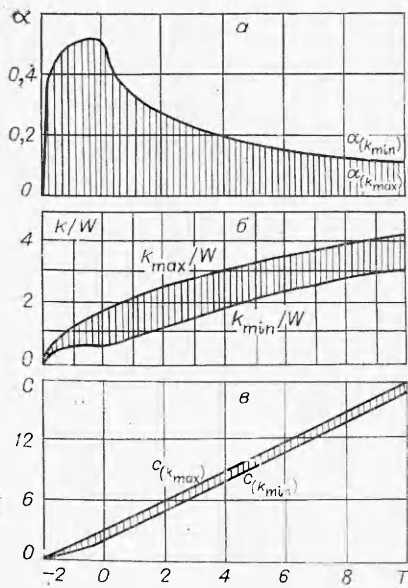
$$(3.5) \quad 2u - \langle H^{-1} \rangle + \langle H^{-2} \rangle = \langle H \rangle [2u \langle H^{-1} \rangle - \langle H^{-2} \rangle + \langle H^{-3} \rangle].$$

Остальные два дополнительных условия (вместе с выражением $u = \frac{3qT}{8c^2}$) позволяют найти c, q и T после решения задачи (3.4), (3.5), порядок вычислений в которой выглядит так: при фиксированном значении параметра u задается набор (H_1, H_2) и вычисляются интегралы $K_m = \int_{H_1}^{H_2} \frac{H^m u H'}{V - V(H)}$. Набор (H_1, H_2) варьируется до тех пор, пока не удовлетворит условию самосогласования (3.5). Множество таких самосогласованных наборов (H_1, H_2) при фиксированном значении u составляет однопараметрическое семейство — кривую на плоскости (H_1, H_2) .

Результаты вычислений приведены на фиг. 1—3. На фиг. 1 представлены типичные зависимости безразмерной амплитуды от безразмерного волнового числа для трех величин T . Видно, что при каждом значении касательного напряжения существует лишь сравнительно узкий спектр волновых чисел, отвечающих стационарным квазигармоническим волновым движениям пленки. На фиг. 2, 3 заштрихованные области как раз и включают волны из этого спектра. Фиг. 2, а, б, в показывает эволюцию спектральных волновых характеристик (амплитуды, волнового числа и фазовой скорости) с изменением касательного напряжения. На

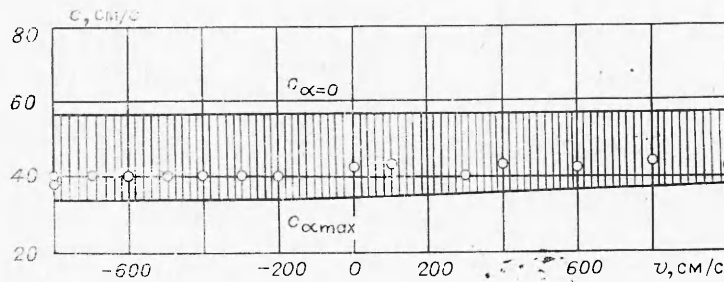


Ф и г. 1



Ф и г. 2

В заключение укажем границы справедливости теоретических выводов. Они определяются требованиями малости волнового числа k ($k \leq 1$), что заложено при выводе (1.1), малости параметра ϵ , ($\epsilon \leq 1$, что лежит



Ф и г. 3

в основе построения решения) и малости амплитуды, позволяющей пренебречь зависимостью касательного напряжения от профиля волны. Налагая эти требования на величины ϵ , k и α , получим, что для воды, например, в условиях прямого течения вниз эти требования выполнены при $Re < 10^4 - 10^5$, если $10 < Re < 100$.

Поступила 6 I 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Точигин А. А. Волновое течение жидкой пленки совместно с потоком газа.— «Изв. АН СССР. МЖТ», 1972, № 1.
2. Холпанов Л. П., Шкадов В. Я., Малюсов В. А., Жаворонков Н. М. К учету касательных сил при нелинейном расчете волновых течений пленки жидкости.— «Теор. основы технологии», 1972, т. VI, № 2.

фиг. 3 теоретические зависимости скоростей волн от скорости газа в режимах прямого и противотока сравниваются с экспериментальными данными, взятыми из работы [6]. Пересчет касательного напряжения на скорость газа в трубе (и число Рейнольдса Re) при этом проводился по формуле

$$\tilde{T} = \frac{\lambda_\alpha}{8} \rho_2 \tilde{v}_2^2, \quad \lambda_\alpha = 0,11 \left(\frac{68}{Re} - \frac{2\tilde{\alpha}}{d} \right)^{1/4},$$

где \tilde{v}_2 — средняя скорость газа в трубе; ρ_2 — его плотность; λ_α — коэффициент трения в трубе с шероховатостью (выражение для λ_α взято из работы [7]); $\tilde{\alpha}$ — амплитуда волны; d — диаметр трубы. Предполагалось при этом, что роль шероховатости играют волны, так что, как и в работе [1], размер шероховатости в выражении для λ_α заменялся на удвоенное значение амплитуды.

3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
4. Капица П. Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости.— ЖЭТФ, 1949, т. 19.
5. Маурин Л. Н. Развитые установившиеся волновые движения жидкой пленки, стекающей по вертикальной плоскости.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1975, № 2.
6. Stainhorp F. P., Batt R. S. The effect of co-current and counter-current air flow on the wave properties of falling liquid films.— «Trans. Inst. Chem. Engrs.», 1967, vol. 45, p. 372.
7. Альтшуль А. Д., Киселев П. Г. Гидравлика и аэродинамика. М., Стройиздат, 1965.

УДК 532.517.4

ИСПАРЕНИЕ КАПЕЛЬ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ГАЗОВОЙ СТРУЕ

В. Ф. Дунский, Ю. В. Яцков

(Москва)

Рассмотрено испарение полидисперсной системы капель в турбулентной газовой струе. На основе упрощенного решения задачи о рассеянии испаряющейся примеси предложен метод расчета испарения капель в турбулентной газовой струе. Экспериментально исследовано испарение воды при распылении ее в турбулентной воздушной струе. Получено приближенное согласие между результатами расчетов и экспериментов.

В отличие от процессов испарения индивидуальной капли, которые широко исследованы и поддаются расчету, реальные процессы испарения систем капель еще мало изучены.

В статье [1] введено понятие о двух режимах испарения системы капель в турбулентной газовой струе, кинетическом и диффузионном. При кинетическом режиме скорость испарения системы определяется кинетикой испарения индивидуальной капли, при диффузионном — скоростью диффузии наружного газа в целом. Определение режима испарения в турбулентной затопленной струе производится с помощью критерия E [1].

При $E \gg 1$ реализуется кинетический режим испарения капель, при $E \ll 1$ — диффузионный.

В работе [2] рассмотрено испарение капель в турбулентной затопленной струе при кинетическом режиме. Показано, что для рассеяния испаряющейся примеси в турбулентной струе характерно необратимое выбрасывание капель из ядра струи в медленно движущуюся периферию, где процесс испарения завершается. В результате рассеяние испаряющейся примеси происходит быстрее, чем неиспаряющейся (консервативной), и не может быть описано существующей теорией рассеяния консервативной примеси в турбулентных струях. Для рассеяния испаряющейся примеси предложена приближенная формула [2]

$$(1) \quad \varepsilon = \frac{\Delta N}{N_0} = 3(x/x_m)^2 - 2(x/x_m)^3,$$

где ε — степень испарения жидкости в струе на расстоянии x от сопла; ΔN — количество капель, ушедшее из участка ядра струи протяженностью x ; N_0 — общее количество капель, проходящих через начальное сечение струи за 1 с; x_m — длина ядра струи.

В работе [2] показано, что в случае испарения монодисперсной системы капель воды в турбулентной воздушной затопленной струе при очень