

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 не испаряющейся (консервативной), и не может быть описано существующей теорией рассеяния консервативной примеси в турбулентных струях. Для рассеяния испаряющейся примеси предложена приближенная формула [2]

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

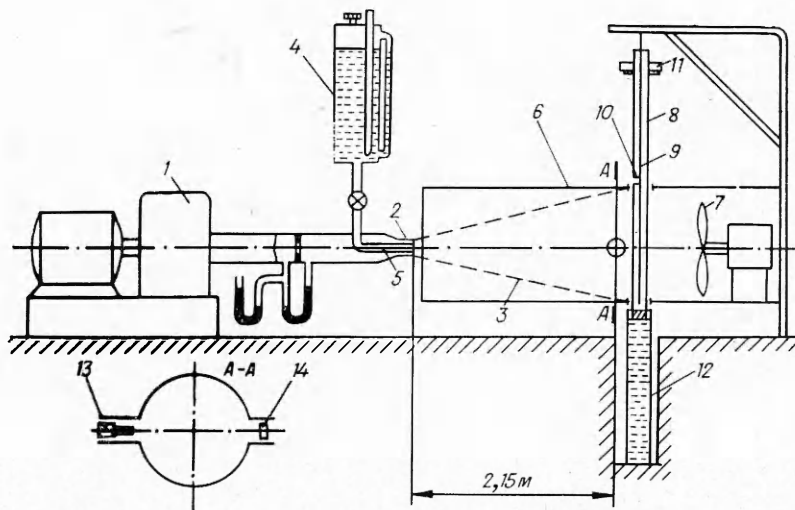
где ε — степень испарения жидкости в струе на расстоянии x от сопла; ΔN — количество капель, ушедшее из участка ядра струи протяженностью x ; N_0 — общее количество капель, проходящих через начальное сечение струи за 1 с; x_m — длина ядра струи.

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

малых расходах воды согласие между экспериментами и расчетами по формулам, определяющим значение длины ядра струи x_m , было удовлетворительным как в диффузионном, так и кинетическом режиме.

Учитывая характер предположений, принятых в [2] при выводе формул по определению значений x_m , можно ожидать, что использование этих расчетных формул окажется приемлемым методом приближенного расчета испарения при технических процессах распыления жидкостей в спутных турбулентных струях.

Для проверки этих предположений были проведены эксперименты на установке, схематически показанной на фиг. 1. Воздух, нагнетаемый



Ф и г. 1

воздуходувкой 1, вытекал из цилиндрического насадка 2 радиусом $R_0 = 15$ мм со средней скоростью $u_0 = 106$ м/с, образуя турбулентную струю 3 ($Re \approx 200\,000$). Жидкость (вода) поступала самотеком из резервуара 4 в сопло 5, расположенное соосно с насадком, и распыливалась при истечении из сопла скоростным потоком воздуха на мелкие капли, которые рассеивались в струе и испарялись. Размеры помещения $10 \times 5,7 \times 2,8$ м³.

Для определения спектра размеров капель был использован стендовый метод [3]. Воздушно-капельная струя направлялась в аэродинамическую трубу 6 с радиусом 0,35 м и длиной рабочей части 2,4 м. Осевой вентилятор 7 создавал в трубе воздушный поток со средней скоростью 6,3 м/с. На выходе из рабочей части трубы вертикально по ее диаметру помещалась трубка 8 диаметром 14 мм, свободно скользящая в направляющих втулках. Внутри трубки находился неподвижный стержень 9. В трубке имелаась щель 10 шириной 2 мм, обращенная навстречу воздушному потоку. Плоская рабочая поверхность стержня длиной 700 и шириной 5 мм, также обращенная навстречу потоку, предварительно покрывалась толстым слоем сажи и сверху — тонким слоем окиси магния. Взвешенные в воздушном потоке капельки, встречая на своем пути трубку (благодаря своей инерции), осаждались на ней. Во время опыта трубка под действием груза 11 перемещалась из крайнего верхнего положения в крайнее нижнее с постоянной скоростью, обусловленной гидроцилиндром 12, плунжер которого был соединен с нижним концом трубки; при этом

стержень равномерно экспонировался и капельки, залетевшие через щель, осаждались на рабочей поверхности стержня, пробивали слой окиси магния и проникали в слой сажи. Они образовывали на белом фоне круглые отпечатки, которые подсчитывались и обмерялись под микроскопом с разбивкой на классы размеров и с учетом просмотренной площади.

Степень испарения капель в струе определялась на расстоянии 2,15 м от насадка посредством измерения ослабления света при прохождении светового луча через воздушно-капельную струю. Сила света от лампы 13 измерялась фотоспротивлением 14, определялась степень уменьшения силы света $\alpha = I/I_0$, где I — сила света, прошедшего через струю аэрозоля; I_0 — сила света при отсутствии струи.

При отсутствии многократного рассеяния света (т. е. при низкой численной концентрации частиц n) величина I приближенно определяется формулой [4]

$$I = kr^pn,$$

где n — счетная концентрация частиц; k — коэффициент; $p = 2$ для частиц, радиус которых многократно превышает длину волны света λ (что соответствует условиям экспериментов).

В соответствии с этим для наших экспериментов принята зависимость

$$(2) \quad \alpha_1/\alpha_2 = \bar{n}_1 \bar{s}_1 / \bar{n}_2 \bar{s}_2,$$

где $\bar{n} = \frac{Q_0}{\frac{4\pi r_1^3}{3} Q_1}$ — средняя счетная концентрация капелек в воздушно-

капельном потоке, проходящем через трубу; $r_1 = \sqrt[3]{\frac{\sum n_i r_i^3}{\sum n_i}}$ — средний по объему радиус капелек; $\bar{s} = \pi r_2^2$ — средняя площадь миделева сечения капелек; $r_2 = \sqrt{\frac{\sum n_i r_i^2}{\sum n_i}}$ — средний по площади поверхности радиус капелек; Q_0 — расход жидкости; Q_1 — расход газа через начальное сечение струи.

Для проверки применимости формулы (2) были использованы результаты экспериментов с водно-глицериновой смесью, проведенных при различных значениях расхода жидкости Q_0 ; получено удовлетворительное соответствие между измеренными значениями α_1/α_2 и значениями, вычисленными по формуле (2). Вычисленные значения оказались ниже измеренных на 10—15%.

Степень испарения капель воды в сечении струи, отстоящем на расстоянии x от сопла, имеет вид

$$\varepsilon = 1 - \frac{Q'_0}{Q_0}$$

или при равенстве начальных расходов воды и водно-глицериновой смеси $Q_0 = Q_0^*$

$$\varepsilon = 1 - \frac{Q'_0}{Q_0^*}.$$

Степень ослабления света каплями воды

$$\alpha = \frac{1}{ns} = \frac{Q'_0 \pi r_2^2}{\frac{4\pi r_1^3}{3} Q_1},$$

где Q_0, Q_0^* — начальные расходы воды и водно-глицериновой смеси; Q'_0 и Q'_1 — расходы воды и воздуха через сечение, отстоящее от сопла на расстоянии x .

Для капель водно-глицериновой смеси

$$\alpha' = \bar{n}'\bar{s}' = \frac{Q_0^* \pi r_2^{*2}}{\frac{4\pi r_1^{*3}}{3} Q'_1},$$

причем отношение

$$\frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{Q_0'^2 r_1^{*3}}{Q_0^{*2} r_1^{*3}},$$

тогда

$$\frac{Q'_0}{Q_0^*} = \frac{\alpha r_2^{*2} r_1^{*3}}{\alpha' r_2^{*2} r_1^{*3}}$$

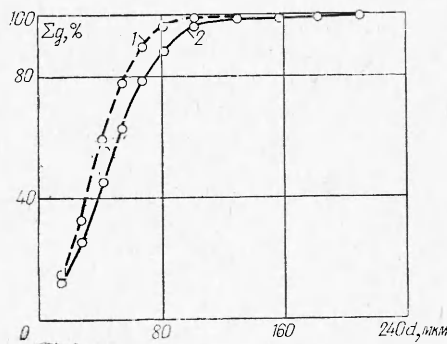
и, следовательно, степень испарения

$$(3) \quad \varepsilon = 1 - \frac{\alpha r_2^{*2} r_1^{*3}}{\alpha' r_2^{*2} r_1^{*3}}.$$

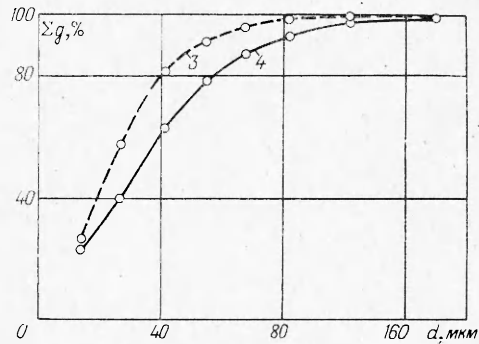
Здесь индексом * обозначены средние радиусы капель водно-глицериновой смеси.

При экспериментах определялись значения $\alpha, \alpha', r_1, r_2, r_1^*, r_2^*$ и по формуле (3) находилось значение степени испарения при $x=2,15$ м.

Всего было проведено 4 пары опытов (4 — с водой и 4 — с водно-глицериновой смесью), отличающихся только расходом жидкости: 0,5; 1,0; 2,0 и 3,0 л/мин. Каждый опыт повторяли 6—10 раз. Полученные распределения размеров капель, осредненные для каждого опыта, приведены на фиг. 2—5. Штрихом показаны интегральные кривые распределения



Ф и г. 2

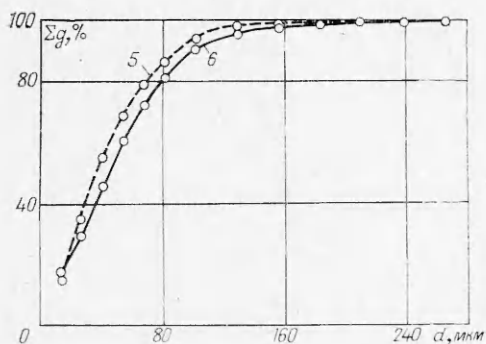


Ф и г. 3

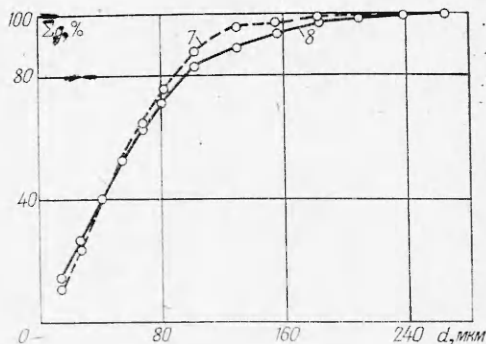
размеров капель по весу жидкости для воды, сплошными линиями — для водно-глицериновой смеси, цифры на кривых обозначают номер опытов. В соответствии с формулой Нукиямы и Танасавы [4] изменение расхода жидкости в данном диапазоне мало влияло на кривые распределения. Во всех случаях для водно-глицериновой смеси капли были несколько крупнее, чем для воды. Осредненные условия проведения опытов, экспериментальные и теоретические значения степени испарения воды ε_1 и ε

приведены в таблице, где t и w — температура и относительная влажность окружающего воздуха.

Для вычисления степени испарения ε_1 по данным проведенных экспериментов потребовалось видоизменить расчетные работы [2], но которым определяются значения длины струи x_m в формуле (1), так как эксперименты производились в аэродинамической трубе, т. е. в условиях, соответствующих распространению турбулентной струи в слутном потоке газа, а формулы работы [2] относятся к турбулентной затопленной струе.



Ф и г. 4



Ф и г. 5

Распространение турбулентной струи в слутном потоке газа [5] характеризуется числом $m = u_1/u_0$, где u_1 — скорость слутного потока. В данном случае это число мало ($m \approx 0,06$), поэтому можно воспользоваться приближенной теорией [5].

Номер опыта	Жидкость	$Q_0, \text{ см}^3/\text{с}$	$Q_1, \text{ м}^3/\text{с}$	$u_0, \text{ м/с}$	$t, \text{ }^\circ\text{C}$	$W, \%$	c_∞	c_0	r_1	r_1^*	r_2	r_2^*	ε_1	ε
							10^6 г/см^3							
1	Вода	8,45	0,0788	111,5	24,8	16,3	3,72	11,4	24,8	—	21,3	—	32,0	18,4
2	Смесь	8,62	0,0772	109,0	21,3	23,5	—	—	—	25,4	—	21,1	—	—
3	Вода	16,8	0,0824	117,0	21,4	29,0	5,43	10,7	20,7	—	18,5	—	30,0	17,6
4	Смесь	16,9	0,0779	110,3	23,0	31,0	—	—	—	21,7	—	18,6	—	—
5	Вода	33,0	0,0760	107,8	20,4	19,4	3,44	9,2	24,0	—	20,3	—	18,0	16,0
6	Смесь	33,5	0,0745	105,6	17,2	17,0	—	—	—	23,9	—	19,7	—	—
7	Вода	48,6	0,0744	109,9	21,9	26,9	5,19	10,5	27,3	—	22,2	—	9,0	7,45
8	Смесь	48,6	0,0775	110,0	21,7	29,4	—	—	—	25,8	—	20,6	—	—

Скорость газа на оси струи

$$(4) \quad u_m - u_1 = \frac{12,4R_0(u_0 - u_1)}{x},$$

где R_0 — радиус начального сечения струи.

Концентрация примеси (счетная концентрация капель) на оси струи

$$\frac{n_m}{n_0} = \frac{\Delta \bar{u}_m 0,134(1 - m) + 0,258m}{\Delta \bar{u}_m 0,180(1 - m) + 0,428m},$$

где

$$\Delta \bar{u}_m = \frac{u_m - u_1}{u_0 - u_1} = \frac{12,4 R_0}{x}.$$

С учетом этих выражений формула определения длины струи для диффузионного режима преобразуется к виду

$$(5) \quad x_m = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4qc}}{2q},$$

$$\text{где} \quad q = \frac{0,428m (c_0 - c_\infty) Q_1}{\rho Q_0};$$

$$b = \left[\frac{2,23R_0 (1 - m) (c_0 - c_\infty) Q_1}{\rho Q_0} - 3,2mR_0 \right];$$

$$c = -20,6 (1 - m) R_0^2;$$

c_0 — концентрация пара, насыщенного при температуре поверхности капли; c_∞ — концентрация пара в окружающем газе.

Для струи в спутном потоке при малых значениях m , как и для затопленной струи,

$$\frac{n}{n_m} = \left[1 - \left(\frac{y}{R} \right)^{1,5} \right]; \quad \frac{u}{u_m} = \left[1 - \left(\frac{y}{R} \right)^{1,5} \right]^2,$$

где R — радиус струи.

Используя эти выражения и воспроизводя выводы, приведенные в [2], можно показать, что формула (1) остается справедливой и для струи в спутном потоке.

Время τ_2 прохождения пути x_m частицей, лишенной инерции, т. е. движущейся со скоростью воздуха по оси струи в спутном потоке, можно определить интегрированием уравнения (4), приняв $u = \frac{dx}{d\tau}$,

$$\tau_2 = \frac{x}{u_1} - \frac{12,4 R_0 (u_0 - u_1)}{u_1^2} \ln \left[1 + \frac{u_1 x}{12,4 R_0 (u_0 - u_1)} \right].$$

Если приравнять время пребывания капли в ядре струи и время полного испарения капли по Максвеллу [6]

$$\tau_1 = \frac{r_0^2 \rho}{2D (c_0 - c_\infty)},$$

то получим формулу для численного определения x_m при кинетическом режиме применительно к струе в спутном потоке

$$(6) \quad x_m - \frac{28,6 R_0 (u_0 - u_1)}{u_1} \lg \left[1 + \frac{u_1 x_m}{12,4 R_0 (u_0 - u_1)} \right] = \frac{r_0^2 \rho u_1}{2D (c_0 - c_\infty)}.$$

С помощью критерия E работы [1] можно установить, что эксперименты 1, 2 и 3, 4 (фиг. 2, 3) были проведены при кинетическом режиме, а эксперименты 5, 6 и 7, 8 (фиг. 4, 5) — при диффузионном. В соответствии с этим по данным экспериментов 5, 6 и 7, 8 вычисляется по формуле (5) длина ядра струи x_m и затем по формуле (1) — степень испарения ϵ на расстоянии $x=2,15$ м; соответствующие значения 7,45 и 16,0% приведены в таблице.

При вычислении ϵ для кинетического режима (опыты 1, 2 и 3, 4) для каждой фракции капель численно (графически) определяется по формуле (6) значение x_m , затем по формуле (1) — значение ϵ_i при $x=2,15$ м и по относительному весу данной фракции g_i вычисляется относительное количество испарившейся воды $\Delta \epsilon = \epsilon_i g_i$. Степень испарения для всей

совокупности капель определяется как сумма $\epsilon = \sum \Delta \epsilon = \sum \epsilon_i g_i$; соответствующие значения 17,6 и 18,4% приведены в таблице.

Как видно из таблицы, значения ϵ_1 , полученные при экспериментах, и значения ϵ , вычисленные по предложенным формулам, достаточно близки (если учесть приближенность как экспериментального, так и расчетного метода определения ϵ). Это свидетельствует о применимости предложенного метода для приближенных расчетов испарения жидкостей при распылении их в турбулентных газовых струях.

Поступила 22 XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Дунский В. Ф., Яцков Ю. В. Об испарении в турбулентной свободной воздушно-капельной струе. — «Иж.-физ. журн.», 1971, т. 20, № 3, с. 423.
2. Дунский В. Ф., Яцков Ю. В. Испарение капель в турбулентной воздушной струе при кинетическом режиме. — ПМТФ, 1974, № 1, с. 112.
3. Дунский В. Ф., Никитин Н. В. Метод определения спектра размеров капелек при распылении жидкостей. — «Иж.-физ. журн.», 1967, т. 12, № 2, с. 254.
4. Грин Х., Лейн В. Аэрозоли-пыли, дымы и туманы. Л., «Химия», 1972.
5. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
6. Фукс Н. А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М., Изд-во АН СССР, 1958.

УДК 532.135

К ГИДРОДИНАМИКЕ ЖИДКОСТИ С ДЕФОРМИРУЕМЫМИ И ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИМИ ЧАСТИЦАМИ

В. М. Связов

(Воронеж)

В связи с техническими применениями различных искусственно синтезированных структурных сред в последнее время усиливается интерес к гидродинамике жидкости с вращениями и микродеформациями частиц [1—9]. Впервые модель жидкости с деформируемой микроструктурой предложена в работе [4], ее термодинамический анализ проведен в [6], где модель жидкости строится при помощи методов термодинамики необратимых процессов. В работах [7, 8] на основе определяющих уравнений [6] предложена модель макро- и микронесжимаемой жидкости с вращениями и деформациями частиц.

Ниже в рамках системы уравнений, приведенных в статье [7], решается задача о вращении сферы в безграничной жидкости при различных граничных условиях для скоростей вращения и микродеформации частиц. Решение аналогичной задачи для микрополярной жидкости, моделирующей суспензию с твердыми частицами, получено в работе [9], для вязкой жидкости решение найдено Стоксом в [10].

1. Уравнения движения для макро- и микронесжимаемой изотермической жидкости в символической форме записи можно представить в виде [7]

$$(1.1) \quad \rho(\mathbf{f} - \mathbf{v}^*) - (\alpha_7 + \alpha_4) \nabla \times \nabla \times \mathbf{v} + 2\alpha_4 \nabla \times \boldsymbol{\omega} - 2(\alpha_7 - \alpha_8) \times \nabla \cdot \mathbf{v} - \nabla p = 0;$$

$$\rho(2\mathbf{l} - \mathbf{b}) + 2\alpha_4(\nabla \times \mathbf{v} - 2\boldsymbol{\omega}) + \left(\gamma_1 + \frac{2}{3}\gamma_{10}\right) \nabla \nabla \cdot \boldsymbol{\omega} - \left(\gamma_3 + \frac{1}{2}\gamma_{10}\right) \nabla \times \nabla \times \boldsymbol{\omega} + 2\left(\frac{1}{8}\gamma_{11} - a_{11}\right) \nabla \times \nabla \cdot \mathbf{v} = 0;$$