

ИСПАРЕНИЕ КАПЕЛЬ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ВОЗДУШНОЙ СТРУЕ ПРИ КИНЕТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

В. Ф. Дунский, Ю. В. Яцков

(Москва)

Рассмотрено испарение системы капель в турбулентной воздушной струе в условиях, когда скорость испарения определяется кинетикой испарения индивидуальных капель, а не скоростью диффузии воздуха в струю в целом. Численным решением системы уравнений на ЭВМ показано, что в обследованном диапазоне осредненная скорость воздуха в струе мало влияет на испарение капель. Предложено упрощенное решение задачи о рассеянии испаряющейся примеси в струе. Экспериментами подтверждена правильность этого решения и выявлена большая роль турбулентных пульсаций воздуха в струе, благодаря которым первоначально монодисперсная система капель становится все более полидисперсной по мере удаления от сопла.

При исследованиях процессов испарения капель, распространенных в технике, обычно изучают испарение индивидуальной капли. Реальные процессы испарения системы капель, и в частности испарения капель, взвешенных в турбулентной струе газа, мало изучены.

В [1] показано, что скорость испарения системы капель, взвешенных в турбулентной воздушной струе, может определяться кинетикой испарения индивидуальной капли (кинетический режим) или скоростью диффузии наружного воздуха в струю в целом (диффузионный режим). Для определения режима испарения был предложен критерий, характеризующий отношение времени испарения индивидуальной капли τ_1 ко времени пребывания капель τ_2 во внутренней зоне струи, в которой воздуха достаточно для полного испарения всех капель, $E = \tau_1 / \tau_2$. При $E \gg 1$ реализуется кинетический режим испарения капель, при $E \ll 1$ — диффузионный.

В данной статье рассматривается испарение капель при кинетическом режиме.

Испарение капли в турбулентной воздушной струе происходит при ее движении относительно воздуха; это движение обусловлено различиями между скоростью капли и осредненной скоростью воздуха, а также турбулентными пульсациями скорости воздуха.

Влияние осредненной скорости воздуха на скорость уменьшения радиуса r испаряющейся капли учитывается [2] формулой

$$(1) \quad \begin{aligned} dr &= - (D / \rho_1 r) (c_0 - c_\infty) (1 + \beta \text{Re}^{1/2} \text{Sc}^{1/3}) d\tau, \quad \text{Re} = \\ &= 2(v - u) r / \gamma \end{aligned}$$

где D — коэффициент диффузии пара жидкости в воздухе, c_0 — концентрация пара, насыщенного при температуре поверхности капли, c_∞ — концентрация пара в окружающем воздухе, ρ_1 — плотность жидкости, Re — критерий Рейнольдса, $\text{Sc} = \nu / D$ — критерий Шмидта, τ — время, v — скорость движения капли, u — скорость движения воздуха, ν — кинематическая вязкость воздуха, $\beta \approx 0.30$.

Уравнение движения капли переменной массы

$$d(mv)/d\tau = \psi S \rho_2 (v - u)^2 / 2$$

или после подстановки $m = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_1$, $S = \pi r^2$

$$(2) \quad \frac{4}{3} \rho_1 \left(r \frac{dv}{d\tau} + 3v \frac{dr}{d\tau} \right) = \psi \rho_2 \frac{(v-u)^2}{2}$$

где m — масса капли, S — площадь ее миделева сечения, ρ_2 — плотность воздуха, ψ — коэффициент сопротивления капли.

Согласно [3] при $6 \leq \text{Re} \leq 400$ коэффициент сопротивления капли

$$(3) \quad \psi \approx 0.12 + 37 / \text{Re}$$

Скорость движения воздуха на оси начального участка турбулентной свободной струи круглого сечения [4]

$$(4) \quad u = \text{const} = u_0$$

и в основном участке струи

$$(5) \quad u = 12.4 R_0 u_0 x^{-1} (1 - \xi^{1.5})^2$$

где R_0 — радиус начального сечения струи, x — расстояние от этого сечения

$$(6) \quad \xi = 4.2y / x$$

y — расстояние от оси струи.

В диапазоне значений температуры воды $T_k = 283-293^\circ \text{K}$

$$(7) \quad c_0 \approx 7.9 \cdot 10^{-7} T_k - 2.148 \cdot 10^{-4}$$

где c_0 в г/см^3 .

Для квазистационарного испарения капли в неподвижном воздухе по Максвеллу [2]

$$(8) \quad T_\infty - T_k = DL\lambda^{-1} (c_0 - c_\infty)$$

где λ — теплопроводность воздуха, L — скрытая теплота испарения жидкости.

Из (7) и (8) имеем для капли воды

$$(9) \quad c_0 \approx \frac{7.9 \cdot 10^{-7} (T_\infty + DL\lambda^{-1} c_\infty) - 2.148 \cdot 10^{-4}}{1 + 7.9 \cdot 10^{-7} DL\lambda^{-1}}$$

где T_∞ — температура окружающего воздуха.

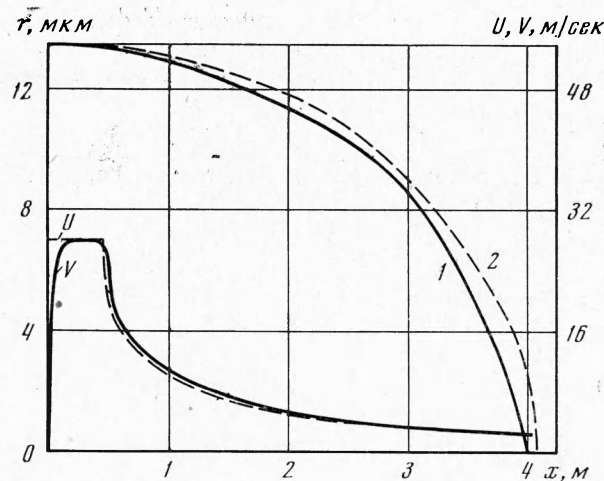
На ЭВМ было получено численное решение системы уравнений (1)–(9) для капли воды и аналогичной системы уравнений для капли этилового спирта. Было принято, что капля движется по оси турбулентной воздушной струи ($\xi = 0$) из точки $x = 0$, где ее радиус $r = r_0$ и скорость $v = 0$. Решения получены при значениях r_0 от 10 до 55 мкм, u_0 — от 28 до 150 м/сек, R_0 — от 3 до 7 см, c_∞ — от 0 до $9 \cdot 10^{-6}$ г/см³, c_0 — от $9.4 \cdot 10^{-6}$ до $53 \cdot 10^{-6}$ г/см³, D — от 0.135 до 0.250 см²/сек, L — от 222 до 591 кал/г, $\lambda = 6.2 \cdot 10^{-5}$ кал/град·см·сек, $\rho_2 = 1.2 \cdot 10^{-3}$ г/см³.

Типичные результаты (значения радиуса r испаряющейся капли на различных расстояниях x от сопла) показаны сплошной линией на фиг. 1; здесь же приведены результаты определения $r = f(x)$ по упрощенной формуле

$$(10) \quad r = \{r_0^2 - Dx^2 (c_0 - c_\infty) / 12.4 \rho_1 R_0 u_0\}^{1/2}$$

(пунктирная линия), полученной из (1) в пренебрежении влиянием движения капли относительно воздуха ($\beta \text{Re}^{1/2} \text{Sc}^{1/3} = 0$, $d\tau = dx / u$).

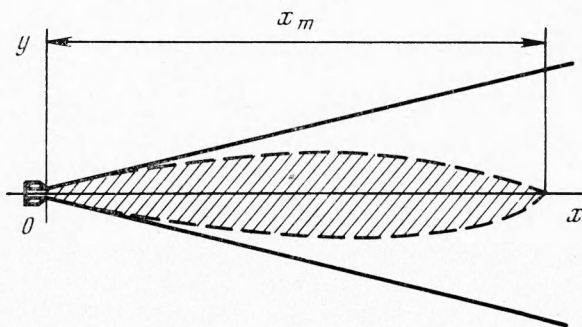
Значения пути x_m , проходимого каплей по оси струи до полного испарения, вычисленные по формуле (10), больше, чем полученные численным решением, но в указанном диапазоне изменения параметров разница сос-



Фиг. 1

тавляет от 1.5 до 7%, т. е. при приближенных расчетах в этом диапазоне можно не учитывать влияния различий между скоростью капли и осредненной скоростью воздуха и пользоваться (10).

На фиг. 2 показана схема воздушно-капельной струи при кинетическом режиме испарения; пунктиром обозначена граница между ядром струи, в



Фиг. 2

котором испарение всех капель (имевших одинаковый начальный радиус r_0) не завершилось, и периферией струи, в которой капля нет. Эта граница определяется (10) при $r = 0$

$$(14) \quad x = 3.52r_0 \sqrt{\frac{R_0 u_0 \rho_2}{D(c_0 - c_\infty)}} (1 - \xi^{1.5}) = x_m (1 - \xi^{1.5}),$$

$$x_m = 3.52r_0 \sqrt{\frac{R_0 u_0 \rho_2}{D(c_0 - c_\infty)}}$$

где x_m — длина ядра струи.

Схема фиг. 2 наглядно иллюстрирует особенности рассеяния испаряющейся примеси в турбулентной струе, отличающие этот процесс от рассеяния консервативной примеси.

В случае испаряющейся примеси количество жидкой фазы в струе убывает с увеличением x и при $x = x_m$, $\xi = 0$ обращается в нуль; при консервативной примеси ее количество постоянно на всех расстояниях x . Для рассеяния консервативной примеси характерно подобие профилей безразмерных концентраций во всех сечениях струи, для испаряющейся примеси такого подобия нет.

Отсюда следует, что решения, полученные в теории струй для рассеяния консервативной примеси [4], неприменимы для струи с испаряющейся примесью. Метод, используемый в теории струй для решения задачи о рассеянии примеси (основанный на сведении уравнения диффузии в частных производных с переменными x и ξ к обыкновенному дифференциальному уравнению с одной переменной ξ , что возможно благодаря подобию безразмерных профилей) неприменим для струй с испаряющейся примесью.

Для этих струй задача о рассеянии испаряющейся примеси со счетной концентрацией капель n сводится к решению уравнения диффузии [4]

$$u \frac{\partial n}{\partial x} = - \frac{\partial}{\partial \xi} \left(K \frac{\partial n}{\partial \xi} \right) \text{ при } u = u_m (1 - \xi^{1.5})^2, \quad K = l_T^2 \frac{\partial u}{\partial y} \sim x^2 \frac{\partial u}{\partial y}$$

и при краевом условии $n = 0$ на осесимметричной поверхности, образующая которой, $x = f(\xi)$, определяется уравнением (11).

Ввиду громоздкости решения этой задачи ограничимся следующим упрощением. Капли, выбрасываемые из ядра турбулентными пульсациями скорости воздуха в периферийную зону струи, не содержащую капель, испаряются и не возвращаются в ядро струи.

Примем, что на поверхности ядра струи с образующей (11) счетная концентрация капель равна не нулю, а некоторой постоянной величине n_S . Тогда убыль количества капель из участка ядра протяженностью x за 1 сек

$$(12) \quad \Delta N = - n_S \int_0^x av' 2\pi y dx$$

где av' — средняя поперечная скорость капель, которую примем пропорциональной средней поперечной пульсационной скорости воздуха v' .

При этом n_S определяется из условия нормировки

$$(13) \quad n_S \int_0^{x_m} av' 2\pi y dx = N_0$$

где N_0 — общее количество капель, проходящих через начальное сечение струи за 1 сек.

Согласно [4]

$$(14) \quad v' \approx u' \approx l_T \partial u / \partial y = Cx \partial u / \partial y$$

где l_T — «путь смещения», C — константа.

Выразим v' и y через координату x ядра струи, определяемую равенством (11). Из (5) и (6) находим

$$y = \frac{x}{4.2} \left(1 - \frac{x}{x_m} \right)^{2/3}, \quad v' = - \frac{156 R_0 u_0 C}{x_m} \left(1 - \frac{x}{x_m} \right)^{1/3}$$

и, подставив эти выражения в (12), получаем

$$\Delta N = 2\pi n_s a \int_0^x \frac{156 R_0 u_0 C}{x_m} \left(1 - \frac{x}{x_m}\right)^{5/3} \frac{x}{4.2} \left(1 - \frac{x}{x_m}\right)^{2/3} dx =$$

$$= A \left(\frac{x^2}{2x_m} - \frac{x^3}{3x_m^2} \right)$$

Аналогично (13) преобразуется к виду $N_0 = Ax_m / 6$.

Относительное секундное количество капель, проходящих через сечение ядра струи с координатой x

$$(15) \quad N / N_0 = 1 - \Delta N / N_0 = 1 - 3(x / x_m)^2 + 2(x / x_m)^3$$

Согласно этой формуле поток капель N , равный N_0 в начальном сечении струи, убывает в два раза при $x = x_m / 2$ и исчезает при $x = x_m$.

Экспериментальная проверка полученных результатов имела целью выявить роль важного фактора, не учтенного теорией испарения капли, — роль турбулентных пульсаций скорости воздуха в струе.

Экспериментальная установка находилась в помещении с размерами $10 \times 5.7 \times 2.8$ м³. Воздух нагнетался вентилятором через мерную шайбу к круглому соплу, ось которого располагалась горизонтально. Для образования однородных по размеру капель дистиллированной воды использовали монодисперсный генератор с вращающимся распылителем (воздушная турбинка с ротором на воздушной подушке и подачей жидкости из иглы шприца к центру ротора при наличии малого регулируемого зазора между иглой и ротором [5]). Генератор располагался рядом с воздушным соплом. Капли выбрасывались наружу через щель корпуса генератора в виде веерообразного пучка, направленного сбоку к оси струи, т. е. несимметрично. Проверка показала, что уже на расстоянии $x = 50$ см распределение капель с начальным радиусом $r_0 = 14$ мкм становилось осесимметричным и было близко к теоретическому распределению консервативной примеси. Начальный размер капель определяли улавливанием их в кювету с иммерсионной средой (смесь вазелина и веретенного масла) на расстоянии $x = 30$ см от сопла, с последующим обмером капель под микроскопом.

Размеры r и счетные концентрации n_1 капель в сечениях струи, отстоящих от сопла на расстояниях от 1.9 до 7 м, определяли посредством осаждения их на полоски, покрытые пленкой 10%-ного раствора колларгола в воде [6]. Капли воды образовывали на пленке светлые круглые отпечатки, которые обмеряли под микроскопом. Коэффициент растекания капель, определенный экспериментально, был равен 2.44 для капель с радиусом 13—43 мкм при скорости их движения 1—6 м/сек (среднеквадратичное отклонение 3.5%). Коэффициент захвата капель при осаждении их на полоски вычисляли по данным [7]. Учитывали время экспозиции полосок, которое составляло от 60 до 1320 сек. Одновременно по формулам для турбулентной струи с консервативной примесью вычисляли теоретические значения концентрации n_2 .

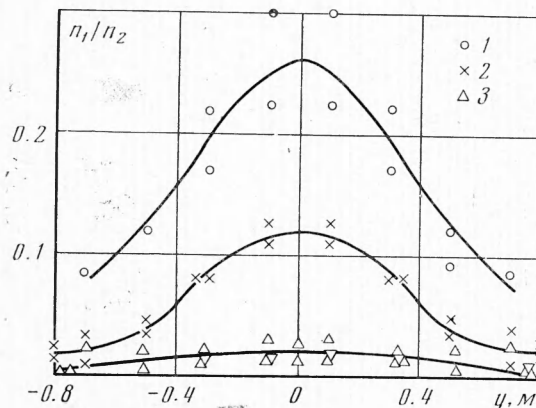
Производился также забор проб капель на оси струи при помощи каскадных импакторов [8] со вставными стеклянными пластинками, покрытыми пленкой колларгола.

Согласно измерениям профилей скорости воздуха в струе экспериментальный коэффициент струи [4] был равен 0.0764. Начальные счетные концентрации капель в струе были очень малы (меньше 1 см⁻³), значения критерия E были велики ($\sim 10^8$), т. е. режим испарения был кинетическим.

Результаты опытов с осаждением капель на полосках приведены в таблице. Они иллюстрируются типичным для этих опытов графиком фиг. 3, где приведены профили относительных счетных концентраций капель (n_1/n_2) на различных расстояниях от сопла при $r_0 = 20$ мкм. Точки на фиг. 3, отмеченные цифрой 1, относятся к профилю концентраций на расстоянии $x = 3.5$ м, 2 — 5.0 м и цифрой 3 — $x = 6.0$ м от сопла.

Измеренные счетные концентрации капель n_1 оказались значительно меньше расчетных значений для консервативной примеси n_2 ; значения n_1/n_2 быстро убывают при удалении от сопла (увеличение x) и от оси струи (увеличение y).

Сопоставление значений потока капель N/N_0 , вычисленных по (15) и подсчитанных по экспериментальным данным, показало, что большинство экспериментальных точек легло ниже теоретической кривой, что объясняется принятыми при расчетах завышенными значениями N_0 (часть капель, образуемых генератором, не попадала в струю). Учитывая характер и степень точности измерений, согласие между экспериментами и расчетами следует считать удовлетворительным.



Фиг. 3

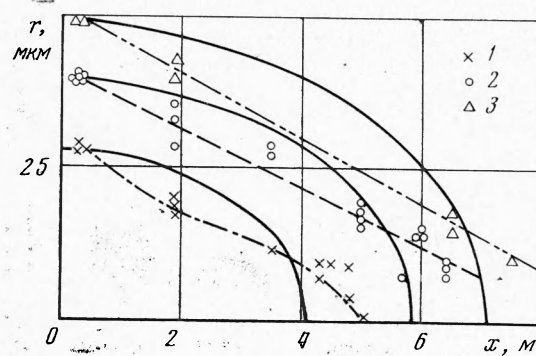
Определение зависимости среднеквадратичного отклонения σ радиусов капель, улавливаемых в определенной точке оси струи, от их среднего значения r на различных расстояниях от сопла при начальном радиусе капель $r_0 = 14$ и 20 мкм показало, что величина σ , имевшая вблизи сопла значение $\sim 5\%$, быстро возрастает с удалением от сопла, варьирует от 8.5 до 17.5% на расстоянии $x=1.7$ м и от 23.2 до 28% на расстояниях $x = -4.7$ м. Следовательно, при испарении в турбулентной струе первоначально монодисперсная система капель становится по мере удаления от сопла все более полидисперсной. Это результат турбулентных пульсаций скорости воздуха в струе, не учитываемый формулой (1), согласно которой (при учете только осредненных скоростей воздуха) все капли первоначально монодисперсного аэрозоля в любой точке струи были бы одинаковы.

На фиг. 4 показано изменение среднего радиуса капель r по оси струи согласно измерениям (1 — для начального радиуса $r_0 = 14$ мкм, 2 — для $r_0 = 20$ мкм, 3 — для $r_0 = 25$ мкм). Сплошными линиями показаны результаты численного решения системы уравнений (1)–(9). Вначале измеренные значения r убывают быстрее, чем теоретические, что следует приписать не учтенному теорией влиянию турбулентных пульсаций скорости воздуха. Затем на значительных удалениях от сопла измеренные и теоре-

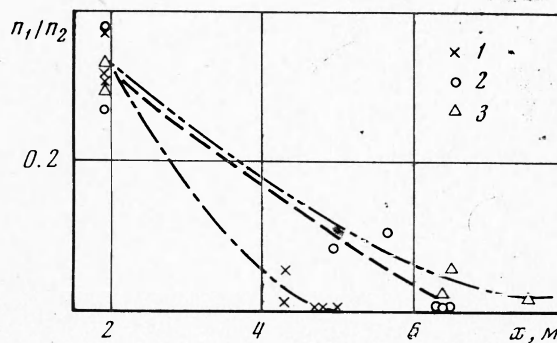
№№ ПП	Относительная влажность, %	Температура, °C	r _в , мм.м	x, м	Средний радиус капель, осевших на полосках, мм										n ₁ /n ₂			
					U, мм													
					0,05	0,10	0,30	0,50	0,70	0,80	0,05	0,10	0,30	0,50	0,70	0,80		
1	25	25.8	42	2.00 3.50 6.00	42 — 29	37 29 35	36 29 32	35 29 28	35 25 28	33 — 27	0.625 — 0.21	0.435 0.21 —	0.357 0.209 —	0.271 0.185 —	— — 0.185	— — —		
2	33	25.0	37	3.50 6.00	— 23	31 28	32 23	28 22	28 21	27 22	— 0.286	0.437 0.289	0.236 0.218	0.189 0.233	— 0.455	— 0.213		
3	22	24.4	36	3.50 6.00	— 20	28 18	20 9	26 19	25 19	26 18	— 0.45	0.874 0.49	0.74 0.435	0.63 0.33	— 0.372	— 0.204		
4	25	23.6	21	5.00	—	8	9	8	8	9	—	0.114 0.125	0.08 0.081	0.041 0.044	0.039 0.017	0.202 0.0264		
5	27	25.2	20	6.00	7	10	7	7	7	6	0.014	0.009 0.305	0.0065 0.22	0.094 0.12	0 0.09	0 0		
6	32	23.6	20	3.50 6.00	— 8	14 8	14 8	13 7	12 7	— —	0.03 —	0.03 0.225	0.02 0.173	0.02 0.09	0.03 0	0 0		
7	31	23.7	20	3.50 6.00	7 6	14 6	7 6	12 6	— —	— —	0.008 —	0.012 0.066	0.008 0.053	0.007 0.029	0 0.013	0 0		
8	29	25.0	13	4.00 4.50	— 5	5 5	5 5	6 5	— —	— —	0.071 0.008	0.011 0.006	— 0	0.0083 0	0 0	0 0		

тические значения r становятся одинаковыми, после чего теоретические значения r убывают быстрее, чем измеренные, вплоть до полного испарения ($r = 0$). Причина этого становится ясной при рассмотрении фиг. 5, где показано убывание величины n_1 / n_2 по оси струи (точки 1 соответствуют $r_0 = 14$ мкм, 2 — $r_0 = 20$ мкм и 3 — $r_0 = 25$ мкм).

Счетная концентрация капель на оси струи, составляющая $\sim 30\%$ теоретической n_2 (для консервативной примеси) на расстоянии $x = 1.9$ м, при дальнейшем увеличении x быстро падает и достигает значений, равных нескольким процентам или долям процента n_2 . Объяснение этого дано выше при выводе (15); эффект необратимого выбрасывания капель из ядра струи, отраженный (15), усугубляется статистическим характером испарения, обусловленным турбулентными пульсациями скорости воздуха в струе,



Фиг. 4



Фиг. 5

благодаря которым капли, имевшие в начальном сечении струи одинаковые радиусы r_0 , движутся до точки x по различным траекториям, с различной «историей», и поэтому в точке x имеют различные радиусы. Измеренные значения среднего радиуса r , показанные на фиг. 4 для больших x , представляют собой, следовательно, не всю первоначальную совокупность капель, а лишь небольшое количество тех капель, которые имели повышенный начальный радиус и попали в условия, наименее благоприятные для испарения.

Таким образом, графики фиг. 3—5 не только подтверждают предложенную теорию рассеяния испаряющейся примеси в турбулентной струе (ускоренного в сравнении с рассеянием консервативной примеси), но и иллюстрируют важную особенность испарения капель в турбулентной струе —

вероятностный характер этого процесса, приводящий к превращению исходной монодисперсной системы капель в полидисперсную не только в сечении струи в целом, но и в каждой точке струи.

Поступила 3 V 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Дунский В. Ф., Яцков Ю. В. Об испарении в турбулентной свободной воздушно-капельной струе. Инж.-физ., ж., 1971, т. 20, № 3, стр. 423.
2. Фукс Н. А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М., Изд-во АН СССР, 1958.
3. Ingebo R. D. Drag coefficients for droplets and solid spheres in clouds accelerating in air streams. NASA, 1956, Techn. Note 3762.
4. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
5. Грин Х., Лейн В. Аэрозоли — пыли, дымы и туманы. Л., «Химия», 1972.
6. Godard S. Mesure des gouttelletes de nuage avec un film de collargol. Bulletin de l'observatoire du puy de dome, 1960, No. 2, pp. 41—46.
7. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1955.
8. Дунский В. Ф. Южный З. М., Хохлов Д. Н. Методика определения дисперсности и фракционных концентраций аэрозолей. Заводск. лаборатория, 1955, № 5, стр. 575—578.