

**О ПЕРЕХОДЕ ОТ КАПЕЛЬНОГО ИСТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ
К СТРУЙНОМУ ИСТЕЧЕНИЮ**

В. Ф. Дунский, Н. В. Никитин

(Москва)

Теоретически исследован вопрос о переходе от капельного истечения к струйному при истечении жидкости из вертикального капилляра и стекании с кромки наклонной плоскости под действием силы тяжести, а также при распылении жидкости вращающимся перфорированным барабаном и гладким диском. Предложенные формулы удовлетворительно согласуются с результатами проведенных экспериментов.

При распылении жидкостей размеры образующихся капель варьируют в широких пределах, но при некоторых процессах дробления жидкостей, протекающих в условиях ламинарного движения и малых расходов, образуются однородные по размерам капли. Эти «монодисперсные» процессы дробления, существенные для научных исследований, приобретают значение в технике (образование порошков из расплавов, сушка распылением, опрыскивание сельскохозяйственных растений пестицидами).

Монодисперсное дробление жидкости осуществляется при истечении из отверстий и капилляров, при стекании с острия или кромки, при сбрасывании с периферии вращающегося диска или перфорированного барабана.

Рассмотрим истечение несмачивающейся жидкости из вертикального капилляра под действием силы тяжести (фиг. 1, а). При малой высоте столба H жидкость не вытекает из капилляра; на его нижнем конце образуется висящая капля, и вес жидкости уравновешивается силой поверхностного натяжения. Условие равновесия

$$(1) \quad 2 \pi R \sigma \geq (4 \pi R^3/3 + \pi R^2 H) \rho z$$

где R — радиус капилляра, ρ и σ — плотность и поверхностное натяжение жидкости, $z = g$ — ускорение силы тяжести.

По мере увеличения H высота мениска h растет, затем равновесие нарушается и жидкость приходит в движение. В результате взаимодействия сил тяжести и поверхностного натяжения жидкость вытекает из капилляра в виде дискретных одинаковых капель (фиг. 1, б, в), диаметр d_0 которых определяется равенством этих сил

$$(2) \quad d_0 = (12 R \sigma / \rho z)^{1/2}$$

Чтобы образующиеся капли были одинаковыми, радиус капилляра R не должен превышать критическое значение R_{\max} , которое следует из (1) при $H = 0$

$$(3) \quad R_{\max} = (3 \sigma / 2 \rho z)^{1/2}$$

В справедливости равенств (1) — (3) и в одинаковости образующихся капель можно убедиться при помощи простых опытов.

Равенство (2) справедливо при малых расходах жидкости Q . При увеличении Q частота образования капель растет, и в определенной

области значений Q наступает кризис — происходит перестройка процесса: по мере роста Q наряду с одинаковыми «основными» каплями из перемычек между ними образуются в растущем количестве более мелкие «капли-спутники», затем перемычки между смежными каплями перестают разрываться и происходит переход от каплеобразования к струйному истечению — жидкость вытекает из капилляра в виде сплошной струи.

При дальнейшем увеличении расхода Q наступает второй кризис — переход от ламинарного течения к турбулентному.

Здесь рассматриваются условия наступления первого кризиса — перехода от каплеобразования к струйному истечению. Рассмотрим изменения, которые вносит увеличение расхода жидкости Q в процессе образования капель.

При малых расходах жидкости можно не учитывать ее кинетическую энергию и рассматривать образование капель как результат равенства двух сил: силы поверхностного натяжения $2\pi R\sigma$ и силы тяжести $(\pi d^3/6)\rho z$. Формула (2) получена в предположении равенства этих сил.

При увеличенных расходах жидкости Q нельзя пренебрегать давлением внутри формирующейся капли, обусловленным кинетической энергией жидкости. Сила, действующая на каплю в результате торможения втекающей в нее жидкости, в среднем равна $\pi R^2(\rho u^2/2)$, где $u = Q/\pi R^2$ — средняя скорость истечения жидкости из капилляра.

Баланс сил при образовании капли с учетом влияния расхода жидкости имеет вид

$$(4) \quad 2\pi R\sigma = \frac{\pi d^3}{6}\rho z + \frac{\rho Q^2}{2\pi R^2}$$

откуда

$$(5) \quad d = \left(\frac{12R\sigma}{\rho z} - \frac{3Q^2}{\pi^2 R^2} \right)^{1/3} = d_0 \left(1 - \frac{\rho Q^2}{4\pi^2 R^3 \sigma} \right)^{1/3}$$

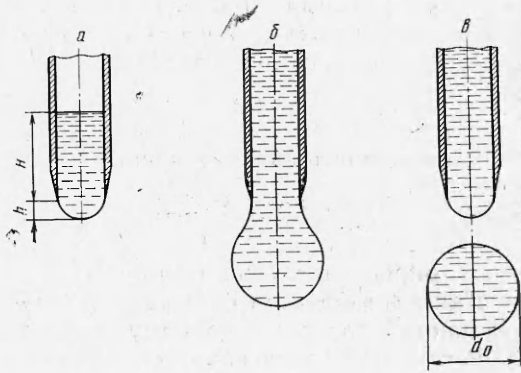
Как видно из (5), с ростом Q происходит уменьшение диаметра капель d . Уменьшение d не может происходить беспредельно.

При рассматриваемом механизме формирования капель их диаметр не может стать меньше диаметра капилляра $2R$. Поэтому равенство $d = 2R$ можно принять в качестве предельного условия наступления кризиса — перехода от каплеобразования к струйному истечению. Из (4) при $d = 2R$ получаем предельное выражение для критического расхода

$$(6) \quad Q_c = 2\pi K_1 \left(\frac{R^3 \sigma}{\rho} \right)^{1/2} \left[1 - \left(\frac{R}{R_{\text{гмах}}} \right)^2 \right]^{1/2}$$

где K_1 — коэффициент, учитывающий степень приближения реального процесса к данному пределу.

Возможен и другой подход к определению критического расхода жидкости Q_k . Каждая капля формируется в течение определенного времени τ , зависящего от ее диаметра d и от расхода жидкости Q . После отрыва от капилляра капля движется ускоренно. Это движение должно



Фиг. 1

происходить достаточно быстро, чтобы освободилось место для следующей формирующейся капли, т. е. за время τ оторвавшаяся от капилляра капля должна пройти путь $S \gg d$. Если $S < d$, то капли должны сливаться друг с другом. Условие $S = d$ можно принять в качестве предельного для критического режима.

Время образования капли с диаметром d

$$(7) \quad \tau = \pi d^3 / 6 Q$$

Путь, который проходит капля при падении из состояния покоя под действием силы тяжести (в пренебрежении сопротивлением воздуха ввиду малости скоростей движения)

$$(8) \quad S = z \tau^2 / 2$$

Приняв предельное условие $S = d$, получим из (7) и (8)

$$(9) \quad Q_c = \frac{\pi K_2}{6} \left(\frac{d^5}{2} \right)^{1/2}$$

где d определяется по формуле (2).

Как и в формуле (6), коэффициент K_2 учитывает степень приближения реального процесса к данному пределу.

Рассмотрим истечение несмачивающей жидкости из капилляра под действием центробежной силы. Капилляром служит радиальное отверстие в стенке барабана, который вращается вокруг своей оси. Жидкость подается к центру барабана, растекается по его внутренней поверхности под действием центробежных сил, заполняет радиальное отверстие и выбрасывается наружу в виде капель.

При малом количестве жидкости внутри капилляра на его наружном конце образуется выпуклый жидкий мениск. В отличие от рассмотренного выше случая неподвижного капилляра на этот мениск действуют силы, обусловленные трением воздуха. Под действием этих сил жидкость в мениске должна двигаться. В первом приближении пренебрежем этим движением. Тогда к вращающемуся капилляру применимы формулы (2) — (9) при $z = r \omega^2$, т. е. при замене ускорения силы тяжести g центростремительным ускорением $r \omega^2$, где r — радиус наружной поверхности барабана (толщина стенки которого $h \ll r$), ω — угловая скорость его вращения. При этом для определения Q_c первым способом останется в силе формула (6), но при $R_{\max} = (3 \sigma / 2 \rho r \omega^2)^{1/2}$. Для определения Q_c вторым способом используем формулу (9) в виде

$$(10) \quad Q_c = \frac{\pi}{6} K_2 \left(\frac{r \omega^2 d^5}{2} \right)^{1/2}$$

при

$$(11) \quad d = (12 R \sigma / \rho r \omega^2)^{1/3}$$

Перейдем к явлениям образования одинаковых капель при хорошем смачивании поверхности жидкостью. Рассмотрим стекание смачивающей жидкости с нижней кромки наклонной плоскости под действием силы тяжести.

Если поверхность смочена жидкостью, а притока жидкости (из резервуара) нет, то на нижней кромке образуется стационарный жидкий цилиндр радиусом a , вес которого $\pi a^2 l \rho z$ уравновешивается силой поверхностного натяжения $2l \sigma$ (l — длина кромки).

Условие равновесия

$$(12) \quad \pi a^2 l \rho z \leq 2 l \sigma$$

откуда наибольший радиус висящего цилиндра при равновесии

$$(13) \quad a = (2\sigma / \pi \rho z)^{1/2}$$

Здесь $z = g$ — ускорение силы тяжести.

Если жидкость притекает на плоскость из резервуара, то вся система приходит в движение — равновесие нарушается, избыточная жидкость образует капли, которые отрываются от висящего цилиндра и падают вниз.

Капли образуются в тех местах, где висящий жидкий цилиндр наиболее легко теряет устойчивость под действием случайных возмущений. Эти места отстоят друг от друга на расстоянии λ , для определения которого можно приближенно принять выражение, предложенное в [1] для распада жидкого цилиндра

$$(14) \quad \lambda = 9 a [1 + (4.5 \eta^2 / a \rho \sigma)^{1/2}]$$

В каждом из мест неустойчивости при малых расходах жидкости капли образуются в результате взаимодействия силы тяжести $(\pi d_0^3 / 6) \rho z$ и силы поверхностного натяжения $\pi d_0 \sigma$.

Диаметр капель

$$(15) \quad d_0 = C \left(\frac{\sigma}{\rho z} \right)^{1/2}$$

где C — константа, $z = g$.

Равенство (15) справедливо при малых расходах жидкости Q . При увеличении Q , как и в случае капилляра, частота образования капель растет, и капельное течение сменяется струйным.

При первом способе определения критического расхода жидкости Q_c , рассуждая так же, как в случае капилляра, приходим к аналогичному выражению для баланса сил при образовании капли

$$(16) \quad 2\pi a \sigma = \frac{\pi d^3}{6} \rho z + \frac{\rho Q_1^2}{2\pi a^2}$$

Здесь вместо радиуса капилляра R фигурирует радиус висящего цилиндра a , приближенно определяемый формулой (11); $Q_1 = (\lambda / l) Q$ — расход жидкости в одном из мест каплеобразования. Дальнейшие рассуждения, аналогичные приведенным выше для случая капилляра, приводят к условию $d = 2 a$, определяющему переход к струйному течению. Из (16) при $d = 2 a$ получаем выражение для критического расхода жидкости

$$(17) \quad Q_c = 4.8 K_1 \frac{l}{\lambda} \left(\frac{a^3 \sigma}{\rho} \right)^{1/2}$$

Для определения Q_c вторым способом используем выражение (9), приняв $z = g$, $d = c (\sigma / \rho g)^{1/2}$ и введя множитель l / λ

$$(18) \quad Q_c = \frac{\pi}{6} K_2 \frac{l}{\lambda} \left(\frac{g d^5}{2} \right)^{1/2}$$

Рассмотрим процесс дробления смачивающей жидкости вращающимся диском. Вместо нижней кромки наклонной плоскости рассматривается кромка вращающегося диска, к центру которого подается жидкость. Вместо силы тяжести на жидкость действуют центробежные силы.

Если вращающийся диск смочен жидкостью, а притока жидкости к его центру нет, то на кромке диска образуется стационарный жидкий тор. Действующие на него касательные силы сопротивления воздуха ввиду осесимметричности процесса могут вызвать лишь движение жидкости

в торе, противоположное направлению вращения диска. В первом приближении пренебрежем этим движением; тогда к вращающемуся диску применим формулы (13) — (18) при $z = r \omega^2$, $l = 2 \pi r$, т. е. критический расход жидкости определяется по формуле [2]

$$(19) \quad Q_c = 4.8 K_1 \frac{2\pi r}{\lambda} \left(\frac{a^3 \sigma}{\rho} \right)^{1/2}$$

при $a = (2 \sigma / \pi \rho r \omega^2)^{1/2}$ и по формуле

$$(20) \quad Q_c = \frac{\pi^2}{3} K_2 \frac{r \omega}{\lambda} \left(\frac{r d^5}{2} \right)^{1/2}$$

при $d = (\sigma / \omega) (\sigma / \rho r)^{1/2}$

Проводилась экспериментальная проверка полученных результатов. Для этой цели использованы опыты [2], при которых определяли критические значения расхода жидкости Q_* для вертикального капилляра при переходе от каплеобразованию (Abtropfen) к струйному истечению с последующим распадом струи на капли (Zertropfen), и опыты по определению Q_* вертикального капилляра для вращающегося барабана с радиальным отверстием, для вращающегося диска и для наклонной плоскости с горизонтальной нижней кромкой.

Физические характеристики жидкостей, использованных в экспериментах, приведены в табл. 1.

Таблица 1

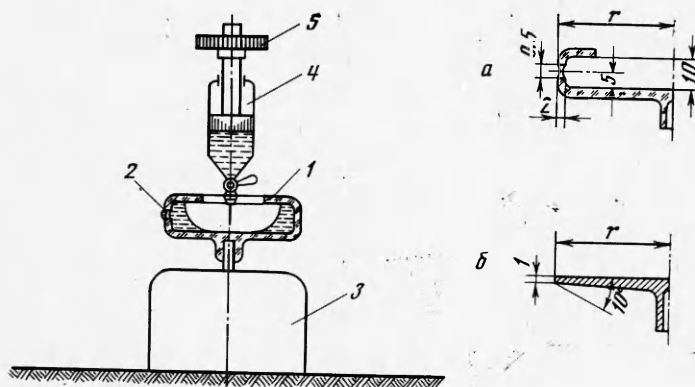
Жидкость	Плотность ρ , г/см ³	Вязкость η , г/см/сек	Поверхностное натяжение σ , г/сек ²
Вода	1.00	0.01	73
Раствор глюкозы	1.20	0.086	104
Ртуть	13.6	0.015	476
Трансформаторное масло	0.892	0.194	33.2
Вазелиновое масло	0.870	1.30	30.5
Автол	0.897	2.36	29.5
Глицерин	1.30	14.95	63.4
Дизельное топливо	0.892	0.025	30.6

Опыты с вращающимся барабаном (фиг. 2, а) проводили на экспериментальной установке, схематически показанной на фиг. 2. В центр барабана 1 с одним радиальным отверстием 2 (или диска), вращаемого электродвигателем 3, подавалась струйка жидкости из иглы шприца 4, шток которого был нагружен грузом 5. При помощи строботачометра СТ-5 визуально наблюдали за истечением жидкости из капилляра и определяли значение расхода Q_* , при котором каплеобразование сменялось струйным истечением.

Опыты с вращающимся диском (фиг. 2, б) проводили на той же экспериментальной установке (фиг. 2), но переход от образования «первичных» капель у кромки диска (первый режим распыления) к сбрасыванию струй, распадающихся на более мелкие «вторичные» капли в воздухе (второй режим распыления), определяли по распределению размеров образующихся капель: в качестве критического принимали расход жидкости Q_* , при котором первичные капли исчезали и образовывались только вторичные [3].

При опытах с наклонной плоскостью переход от каплеобразованию к струйному стеканию и расстояние λ между смежными местами капле- и струеобразования определяли визуально.

Результаты опытов приведены в табл. 2. Из таблицы видно, что в исследованном значительном диапазоне изменения параметров при четырех различных способах образования капель значения K_1 , характеризующие



Фиг. 2

первый способ определения Q_c , варьировали от 0.116 до 0.704. Среднее значение $K_1 = 0.406$, среднеквадратичное отклонение $\sigma = 0.148$ (36.4%).

При истечении капель воды из вертикального капилляра происходило уменьшение диаметра капель d с увеличением расхода жидкости Q . Это

Таблица 2

Генератор капель	Жидкость	Радиус капилляра R , см	Радиус диска или барабана r , см	Угловая скорость вращения ω , сек ⁻¹	Q , см ³ /сек	K_1	K_2
Вертикальный капилляр	вода	0.0212 ¹	—	—	0.103	0.624	0.244
		0.035 ¹	—	—	0.186	0.532	0.291
		0.056 ¹	—	—	0.274	0.704	0.287
		0.100 ¹	—	—	0.720	0.467	0.466
		0.0287	—	—	0.137	0.527	0.251
	раствор глюкозы ¹	0.0427	—	—	0.210	0.447	0.264
		0.035	—	—	0.179	0.470	0.241
		0.056	—	—	0.320	0.416	0.291
	ртуть ¹	0.100	—	—	0.656	0.370	0.346
		0.0085	—	—	0.0147	0.504	0.138
	автол	0.0212	—	—	0.0444	0.389	0.193
		0.035	—	—	0.0894	0.370	0.268
		0.0287	—	—	0.054	0.312	0.192
		0.0427	—	—	0.091	0.293	0.232
0.0427		—	—	0.081	0.210	0.150	
Вращающийся барабан с 1 отверстием	дизельное топливо	0.0287	—	—	0.113	0.635	0.391
		0.0427	—	—	0.153	0.474	0.380
		0.025	2.5	157	0.105	0.606	0.845
Наклонная плоскость	вазелиновое масло	0.025	3.5	73	0.090	0.452	0.489
		0.025	5.0	73	0.086	0.440	0.526
		—	—	—	2.20	0.308	0.216
Вращающийся диск	автол	—	—	—	1.20	0.217	0.150
		—	3.5	627	0.670	0.213	0.153
		—	3.5	314	1.00	0.206	0.143
		—	3.5	157	2.00	0.272	0.194
—	—	3.5	314	0.202	0.116	0.077	

¹ Опыты [2]

уменьшение не продолжалось до предела $d = 2R$; переход к струйному истечению происходил при $d > 2R$ ($K_1 < 1$). В случае очень вязкой жидкости (автол) переход к струйному истечению происходил без заметного уменьшения d .

При увеличении вязкости жидкости η от 0.01 до 14.95 г/см·сек, т. е. в 1500 раз, коэффициент K_1 уменьшался в 2.5 раза. Для исследованного диапазона изменения параметров можно принять эмпирическую зависимость

$$(21) \quad K_1 = 0.53 - 0.1(2 - \lg \eta)$$

При втором способе определения Q_c значения K_2 варьировали от 0.077 до 0.845. Среднее значение $K_2 = 0.284$, $\sigma = 0.114$ (40.3%).

Таким образом, оба способа определения критического расхода жидкости Q_c , соответствующего переходу от капельного истечения к струйному, дали результаты, близкие к экспериментальным. Первый способ лучше согласуется с имеющимися данными, и ему следует отдать предпочтение.

Поступила 29 I 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Weber K. Zum Verfall eines Flüssigkeitsstrahles. Z. Angew. Math. Mech., 1931, Bd 5, H. 2.
2. Dosondie M. Erzeugen gleichgrosser Tropfen nach dem Abtropfverfahren. Chem. Ingr Techn., 1971, Bd 43, H. 21.
3. Дунский В. Ф., Никитин Н. В. О размере «вторичных» капелек при распылении жидкостей вращающимся диском. Инж.-физ. ж., 1969, т. 17, № 1.