

О ДРОБЛЕНИИ ЖИДКОЙ СТРУИ

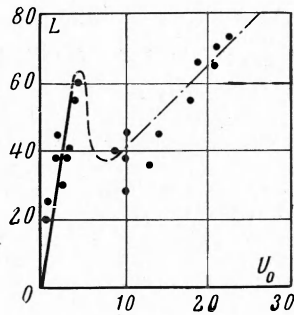
В. А. Иванов

(Москва)

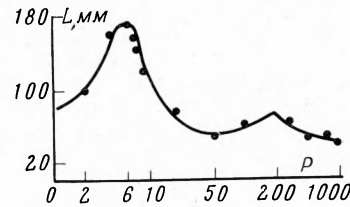
Явлению распада струи жидкости, вытекающей в газовую среду, посвящен ряд теоретических и экспериментальных исследований [1-7]. Однако процесс разрушения изучен только при малых скоростях истечения. Кроме того, все теоретические работы выполнены методом малых возмущений в предположении малости деформаций поверхности по сравнению с начальным радиусом струи. В предлагаемой работе делается попытка экспериментального и теоретического изучения дробления струи. При решении этой задачи не делается предположения о малости деформаций.

На фиг. 1 представлена зависимость основной характеристики распада — длины сплошной части струи  $L$  [мм] от скорости ее истечения  $U_0$  [м/сек] [1].

Линейная зависимость на начальном участке соответствует распаду под действием капиллярных сил: время разрушения струи на капли — постоянно. Влияние газовой среды уменьшает время распада. На диаграмме имеются первый экстремум и убывающая часть кривой.



Фиг. 1



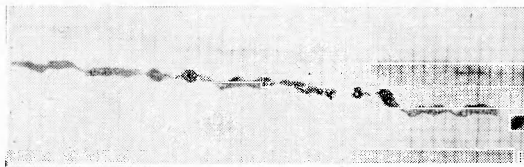
Фиг. 2

В этом диапазоне скоростей деформации поверхности струи в основном осесимметричные. Наблюдаются и несимметричные возмущения, дающие начало с некоторой переходной скорости волнообразным деформациям. Для этого диапазона скоростей экспериментальная зависимость получена впервые в работе [1].

Первый анализ для идеальной жидкости выполнен Релеем [2], для вязкой — Вебером [1]. Однако практический интерес представляет изучение распада в более широком диапазоне скоростей. В последнее время получены новые экспериментальные результаты [3,4].

На фиг. 2 представлена длина  $L$  [мм] сплошной части струи [4] при скоростях, соответствующих перепаду давления  $p$  от нуля до тысячи атмосфер. На кривой имеются два линейных участка и пять экстремумов.

Существующие работы не объясняют эти экспериментальные результаты. Причина заключается в том, что электроконтактный метод [4] определения сплошной части при больших скоростях не позволяет

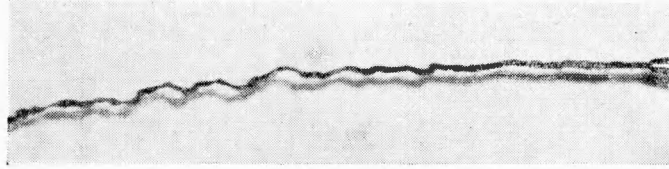


Фиг. 3

представить процесс разрушения в целом, а обычное фотографирование при больших скоростях малоэффективно. Недостаток представлений о процессе разрушения не позволил до настоящего времени создать расчетную модель явления распада для участка волнообразных деформаций.

В связи с этим были поставлены следующие эксперименты. Струя воды вытекала из насадки со скоростью, определяемой требованиями четкости кадра при фотографировании. Относительная скорость струи и среды достигалась созданием газового потока,

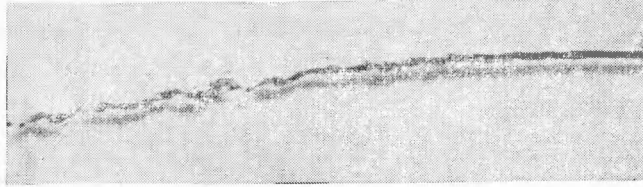
спутного или встречного струе. Это позволило получить четкие фотоснимки процессов деформации, соответствующей большим скоростям истечения, а именно осесимметричный распад (фиг. 3), волнообразные деформации (фиг. 4) и начало распыливания (фиг. 5). Помимо этого длина сплошной части струи измерялась электроконтактным методом при истечении без искусственного газового потока. Для выяснения пространственной формы струи производилась киносъемка струи в двух проекциях.



Фиг. 4

В дополнение к известной картине распада [1] получены следующие результаты. При волнообразных деформациях после появления изгибов (изгибом назовем элемент изогнутой струи) на струе возникают и развиваются осесимметричные деформации, определяющие время распада. Изгибы на струе развиваются первоначально в плоскостях, проходящих через ось струи. При дальнейшем развитии изгибов их взаимное влияние искажает первоначальную плоскую форму.

При истечении с большими начальными возмущениями (принудительные колебания насадки) длина волны определяется этими возмущениями. Эксперименты позволили объяснить характер зависимости фиг. 2.



Фиг. 5

Первый минимум соответствует появлению волнообразных деформаций. Изогнутая струя вызывает спутное движение окружающей среды. Относительная скорость при этом падает, и возникающие осесимметричные деформации приводят к дроблению струи. Второй линейный участок соответствует капиллярному разрушению и аналогичен первому участку. За линейным участком следуют второй максимум и спад кривой, объясняемый влиянием газодинамической силы.

При увеличении скорости поверхность струи становится неустойчивой для коротких волн, приводящих к отрыву капель. Это способствует еще большему вовлечению окружающей среды в спутное движение. Длина струи вновь возрастает, достигает третьего максимума и уменьшается.

При осесимметричных деформациях наблюдаются косинусоидальные формы поверхности и формы с цилиндрическим центральным участком. Деформация последних обрывается появлением возмущений на цилиндрической части перед разрушением.

При волнообразных деформациях искривление струи заставляет огибающий ее газовый поток ускоряться на выпуклых частях, что приводит к развитию изгибов. Лобовая часть развитого изгиба деформируется встречным потоком, приводя к образованию форм струи, напоминающих уступы и петли.

**§ 1.** Рассмотрим осесимметричные деформации. Струя несжимаемой жидкости радиуса  $a$  и плотности  $\rho_1$  движется относительно другой несжимаемой жидкости плотности  $\rho_2$  с постоянной скоростью  $U_0$ ,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения на границе двух сред. В силу симметрии задачи уравнения движения удобно записать в цилиндрической системе координат

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[ \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] \quad (1.1)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[ \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial r v}{\partial r} \right) \right] \quad (1.2)$$

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) = 0 \quad (1.3)$$

Здесь  $v$  — радиальная составляющая скорости,  $u$  — составляющая в направлении оси струи. Введем безразмерные величины

$$z_1 = \frac{z}{l_0}, \quad u_1 = \frac{u}{u^\circ}, \quad v_1 = \frac{v}{v^\circ}, \quad r_1 = \frac{r}{a}, \quad t_1 = \frac{t}{T} \quad (1.4)$$

Здесь  $l_0$  — длина волны возмущения,  $u^\circ$  — средняя по сечению скорость,  $v^\circ$  — средняя скорость деформации,  $T$  — время распада.

Из (1.3) следует

$$v^\circ = \frac{u^\circ a}{l_0} \quad (1.5)$$

Подставив (1.4) и (1.5) в (1.1) и (1.2), получаем при  $T = l_0 / u^\circ$

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{u^{\circ 2}}{l_0} \right] \frac{\partial u_1}{\partial t_1} + \left[ \frac{u^{\circ 2}}{l_0} \right] u_1 \frac{\partial u_1}{\partial z_1} + \left[ \frac{u^{\circ 2}}{l_0} \right] v_1 \frac{\partial u_1}{\partial r_1} = - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial z} + \\ & + v \left\{ \left[ \frac{u^\circ}{l_0^2} \right] \frac{\partial^2 u_1}{\partial z_1^2} + \left[ \frac{u^\circ}{a^2} \right] \frac{1}{r_1} \frac{\partial}{\partial r_1} \left( r_1 \frac{\partial u_1}{\partial r_1} \right) \right\} \\ & \left[ \frac{u^{\circ 2} a}{l_0^2} \right] \frac{\partial v_1}{\partial t_1} + \left[ \frac{u^{\circ 2} a}{l_0^2} \right] u_1 \frac{\partial v_1}{\partial z_1} + \left[ \frac{u^{\circ 2} a}{l_0^2} \right] v_1 \frac{\partial v_1}{\partial r_1} = - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial r} + \\ & + v \left\{ \left[ \frac{u^\circ a}{l_0^3} \right] \frac{\partial^2 v_1}{\partial z_1^2} + \left[ \frac{u^\circ}{l_0 a} \right] \frac{1}{r_1} \frac{\partial}{\partial r_1} (r_1 v_1) \right\} \end{aligned}$$

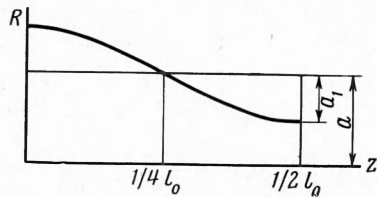
При  $l_0 \gg a$ , опуская малые члены уравнений, имеем

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial z} + v \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u}{\partial r} \right), \quad \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (1.6)$$

Пренебрежем изменением осевой скорости по сечению струи. Будем оперировать средней скоростью  $u^\circ$ . Опуская несущественный индекс, получаем из (1.6)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (1.7)$$

Таким образом, из уравнения движения выпадают члены от вязкости. Тем не менее, в окончательном решении влияние вязкости учитывается зависимостью для длины волны возмущения.



Фиг. 6

Радиус свободной поверхности  $R$  представим в виде (фиг. 6)

$$R = a_0 + a_1 \cos kz \quad (1.8)$$

Из условия постоянства объема следует

$$a^2 = a_0^2 + 1/2 a_1^2, \quad a \sqrt{2/3} \leq a_0 \leq a, \quad 0 \leq a_1 \leq \sqrt{2/3} a \quad (1.9)$$

Вместо (1.3) в нашем приближении удобнее

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (Su) = 0 \quad (S = \pi R^2) \quad (1.10)$$

Интегрируя<sup>1</sup> (1.10) по  $z$  при следующих краевых условиях

$$z = 0, \quad u = 0 \quad z = 1/2 l_0, \quad u = 0$$

и используя (1.9), получаем, пренебрегая  $\partial a_0 / \partial t$

$$u = - \frac{1}{kR^2} \frac{\partial a_1}{\partial t} \left( 2a_0 \sin kz + \frac{1}{2} a_1 \sin 2kz \right) \quad (1.11)$$

Подставляя (1.11) в (1.7) и интегрируя по  $z$ , получим для безразмерного смещения  $h = a_1/a$  уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 h}{\partial t^2} + \left[ \frac{1}{h} - \frac{4h}{(1-h^2)^2} \left( \frac{1}{h} \ln \frac{1-h}{1+h} - \frac{2}{1-h^2} \right)^{-1} \right] \left( \frac{\partial h}{\partial t} \right)^2 = \\ = \frac{(p_0 - p) k^2}{\rho_1} \left( \frac{1}{h} \ln \frac{1-h}{1+h} - \frac{2}{1-h^2} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (1.12)$$

линейное относительно  $(\partial h / \partial t)^2$ . Причем значение  $p_0$  соответствует  $z = 0$ , а  $p$  — значению  $z = 1/2 l_0$ .

Давление поверхностного натяжения выражается через главные радиусы кривизны нормального сечения —  $R_1$  и  $R_2$

$$p = \sigma \lambda = \sigma (1/R_1 + 1/R_2)$$

причем выражение

$$\lambda = \frac{(1+m^2)t + (1+q^2)r - 2rqs}{(1+q^2+m^2)^{3/2}}$$

$$\left( m = \frac{\partial f}{\partial x}, \quad s = \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial z}, \quad q = \frac{\partial f}{\partial z}, \quad r = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}, \quad t = \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \right)$$

для поверхности  $y = f(z, x) = [R^2(z) - x^2]^{1/2}$  в случае осесимметричных деформаций можно упростить. Полагаем, не нарушая общности,  $x = 0$ , тогда

$$\lambda = \frac{\partial^2 R}{\partial z^2} \left[ 1 + \left( \frac{\partial R}{\partial z} \right)^2 \right]^{-3/2} + \frac{1}{R} \left[ 1 + \left( \frac{\partial R}{\partial z} \right)^2 \right]^{-1/2}$$

Используя (1.8), на участке распада под действием капиллярных сил получаем для давления

$$p_0 - p = 2\sigma a k^2 \left[ 1 - \frac{1}{a^2 k^2 (1-h)} \right] h \quad (1.13)$$

Переходя к новой независимой переменной  $\tau = k^2 t \sqrt{2\sigma / \rho_1}$  из уравнения (1.12) (при начальных условиях  $h = h_0$  и  $dh/d\tau = 0$  при  $\tau = 0$ ) получаем

$$\tau = \tau(ka, h_0) \quad (1.14)$$

Оценка влияния начальных возмущений на время распада производится при помощи упрощенного уравнения при  $h \ll 1$

$$\frac{\partial^2 h}{\partial \tau^2} + \frac{1}{h} \frac{\partial h}{\partial \tau} = \frac{(1 - a^2 k^2)}{4a^2 k^2} h \quad (1.15)$$

Решение (1.15) для начального периода деформаций имеет вид

$$\tau = ak \left( \frac{2}{1 - a^2 k^2} \right)^{1/2} \ln \left( \frac{2h^2}{h_0^2} \right) \quad (1.16)$$

§ 2. Рассмотрим влияние окружающей среды на время распада. Считаем окружающий газ невязким и несжимаемым. Потенциал скоростей в силу симметрии движения удовлетворяет уравнению

$$\Delta \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = 0 \quad (2.1)$$

Для удобства считаем струю неподвижной, а газ — движущимся со скоростью  $U_0$  на бесконечности. Выражение

$$\varphi = \beta K_0(kr) \sin kz - U_0 z \quad (2.2)$$

будет решением (2.1), удовлетворяющим этому условию;  $K_0$  — функция Макдональда нулевого порядка.

Получим для скоростей

$$v = - \frac{\partial \varphi}{\partial r} = - \beta k K_0' (kr) \sin kz$$

$$u = - \frac{\partial \varphi}{\partial z} = - \beta k K_0 (kr) \cos kz + U_0$$

Учитывая, что скорость продольного движения значительно больше скорости поперечного, а изменение  $R$  по длине при существенных деформациях велико, граничное условие на свободной поверхности можно представить в виде

$$v = \frac{\partial R}{\partial t} + \frac{\partial R}{\partial z} U_0 \approx \frac{\partial R}{\partial z} U_0 \quad \text{при } r = R \quad (2.3)$$

Из (1.8) и (2.3), заменяя  $R$  его средним по длине значением  $a$ , получаем

$$\beta = a_1 \frac{U_0}{K_0'(ka)} \quad (2.4)$$

Давление находится из

$$p = \rho_2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho_2 (v^2 + u^2) \quad (2.5)$$

$$p = \rho_2 \frac{\partial \beta}{\partial t} K_0(ka) \sin kz - \frac{1}{2} \rho_2 [k^2 \beta^2 K_0'^2(ka) \sin^2 kz + U_0^2 -$$

$$- 2U_0 \beta K_0'(ka) k \cos kz + \rho_2 \beta^2 k^2 K_0^2(ka) \cos^2 kz]$$

Перепад давлений между точками  $z = 0$  и  $z = 1/2 l_0$  равен

$$p - p_0 = \rho_2 U_0^2 ka \frac{K_0(ka)}{K_0'(ka)} h \left[ 2 - ak \frac{K_0(ka)}{K_0'(ka)} h \right] \quad (2.6)$$

При  $h \ll 1$

$$p - p_0 = 2\rho_2 U_0^2 \frac{K_0(ka)}{K_0'(ka)} kah \quad (2.7)$$

Из (1.13) и (2.7) при  $h \ll 1$  получаем условие возникновения осесимметричных деформаций

$$\kappa^2 = \rho_2 \frac{U_0^2 a}{\sigma} = \lambda a \left( \frac{a^2 k^2 - 1}{a^2 k^2} \right) \frac{K_0'(ka)}{K_0(ka)} \quad (2.8)$$

В случае  $U_0 = 0$  имеет место распад под действием капиллярных сил. Ему соответствует  $ak = 1$ .

Неустойчивыми являются все более длинные, чем по условию (2.8), возмущения. Однако наибольшую скорость деформации имеют волны вполне определенной длины. Условие для них получаем из (1.12), (1.13) и (2.7)

$$\frac{\partial}{\partial(ka)} (p_0 - p) = 0 \quad (2.9)$$

Общее выражение для оптимального волнового числа  $k$  получается сложным, но, учитывая, что  $K_0(ka)/K_0'(ka)$  в рассматриваемом диапазоне (до появления волнообразных деформаций) изменяется незначительно, можно получить приближенно для струи маловязкой жидкости

$$ka = \frac{3}{4} \frac{K_0(ka)}{K_0'(ka)} \kappa^2 + \left( \frac{9}{16} \frac{K_0^2(ka)}{K_0'^2(ka)} \kappa^4 + \frac{1}{2} \right)^{1/2} \quad (2.10)$$

Для оптимальных деформаций под действием капиллярных сил значение  $\kappa = 0$  дает результаты, полученные Релеем [2]

$$ka = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad l_0 = \frac{2\pi}{k} = 2\sqrt{2}\pi a \quad (2.11)$$

Для вязкой жидкости длина волны оптимальной деформации получена Вебером [1]

$$\frac{l_0}{2a} = \pi \left[ 2 \left( 1 + \frac{3\eta_1}{\sqrt{2\sigma\rho_1 a}} \right) \right]^{1/2} = \pi \left[ 2 \left( 1 + \frac{3W}{R} \right) \right]^{1/2}$$

$$W = U_0 \left( \frac{2\rho_1 a}{\sigma} \right)^{1/2}, \quad R = \frac{2U_0 \rho_1 a}{\eta_1} \quad (2.12)$$

Здесь  $\eta_1$  — вязкость жидкости,  $W$  — число Вебера,  $R$  — число Рейнольдса.

Условие равновесия газодинамической и капиллярной сил для изогнутой струи [5]

$$\frac{\sigma}{a} [1 - s^2 - (ka)^2] = \rho_2 a k U_0^2 \frac{K_s(ka)}{K_s'(ka)}$$

позволяет получить скорость перехода к волнообразным деформациям. При этом

$$s = 1, \quad ka \ll 1, \quad \frac{K_1(ka)}{K_1'(ka)} \approx -ka, \quad \kappa = U_0 \left( \frac{\rho_2 a}{\sigma} \right)^{1/2} = 1 \quad (2.13)$$

В общем случае симметричного распада  $p_0 - p$  выражения (1.12) представляют сумму (1.13) и (2.6).

§ 3. Рассмотрим волнообразные деформации. С появлением на струе волнообразных возмущений относительная скорость струи и среды начинают уменьшаться. Это приводит к появлению осесимметричных деформаций с различной длиной волны. После уменьшения относительной скорости за счет спутного потока деформации с  $ka > 1$  должны погаситься поверхностным натяжением. Но наблюдения показывают, что такие деформации не гасятся. Косинусоидальная форма поверхности становится неустойчивой, и вместо нее появляется осесимметричная форма с центральным цилиндрическим участком (см. фиг. 7). Для таких форм изменение радиуса свободной поверхности при  $0 \leq z \leq 1/4 l_0$  незначительно. Это позволяет получить из (1.11) после интегрирования по  $z$  при граничных условиях  $u = 0$  при  $z = 0$  выражение для скорости

$$u = -2 \frac{z}{R} \frac{\partial R}{\partial t} \quad (3.1)$$

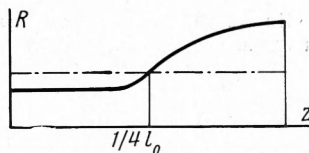
Подставим (3.1) в (1.7); интегрируем (1.7) по  $z$  в пределах от 0 до  $1/4 l_0$

$$\frac{l_0^2}{16R} \left[ \frac{3}{R} \left( \frac{\partial R}{\partial t} \right)^2 - \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} \right] = \frac{p_0 - p}{\rho_1} \quad (3.2)$$

Для перепада давления имеем

$$z = 0, \quad p_0 = \frac{\sigma}{R} \quad (3.3)$$

$$z = \frac{l_0}{4}, \quad p = \frac{\sigma}{a}, \quad p_0 - p = \frac{\sigma(a - R)}{aR}$$



Фиг. 7

Уравнение (3.2) преобразуем к безразмерным параметрам

$$\frac{\partial^2 h}{\partial \tau^2} - \frac{3}{h} \left( \frac{\partial h}{\partial \tau} \right)^2 = h - 1 \quad (3.4)$$

$$\left( \tau - \frac{4}{l_0} \left( \frac{2\sigma}{\rho_1 a} \right)^{1/2} t, \quad h = \frac{R}{a} \right)$$

Решение (3.4) при начальных условиях  $\partial h / \partial \tau = 0$ ,  $h = h_0$  при  $\tau = 0$  можно представить в виде

$$\tau = \int_{h_0}^0 \left[ 5h^2 \left( \frac{h^4}{h_0^4} - 1 \right) - 4h \left( \frac{h^5}{h_0^5} - 1 \right) \right]^{-1/2} dh \quad (3.5)$$

Выражение (3.5) определяет время распада на линейном участке волнообразных деформаций.

Для оценки влияния начальных возмущений представим  $h = 1 + \Delta h$ , причем  $\Delta h \ll 1$ , и, пренебрегая кубами малых величин, получаем из (3.4)

$$\tau = \frac{\ln h / h_0}{\sqrt{10}} \quad (3.6)$$

Рассмотрим некоторые примеры.

1°. Длина сплошной части струи на участке распада под действием капиллярных сил согласно (1.14) выражается так:

$$L = U_0 t = \frac{W}{2k^2 a} \tau(ka, h_0) \quad (3.7)$$

В экспериментах Гейнлейна [1] в качестве маловязкой жидкости бралась вода с характеристиками:  $\sigma / \rho_1 = 70.8 \text{ см}^3 / \text{сек}^2$ ;  $2a = 0.012 - 0.104 \text{ см}$ .

Наблюдаемая длина волны осесимметричных возмущений имела значения  $l_0 / 2a = 4.3 - 7$ . Значения  $\tau$ , вычисленные для  $h_0 = 10^{-2}$  и  $h_0 = 10^{-3}$ , соответствующих по порядку величины экспериментам [6] и замерам работы [1], равны

$$\tau_1 = 7.25, \quad L_1 = 11.7 \text{ аW}, \quad \tau_2 = 9.46, \quad L_2 = 23.6 \text{ аW}$$

Результаты расчета и экспериментов работ [1, 3, 4] представлены на фиг. 8: 1— $2a = 1 \text{ мм}$  [4], 2— $2a = 0.66 \text{ мм}$  [7], 3— $2a = 0.54 \text{ мм}$  [3], 4— $2a = 0.51 \text{ мм}$  [1]; вода.

Условие малой вязкости

$$3W/R \ll 1 \quad (3.8)$$

для воды выполняется практически всегда.

2°. При  $3W/R \gg 1$  в случае высоковязкой жидкости из (1.12) следует

$$Q \approx - \frac{2h}{a^2 k^2 (1-h^2)^2} \left( \frac{1}{h} \ln \frac{1-h}{1+h} - \frac{2}{1-h^2} \right)^{-1}, \quad \tau = h \left( \frac{2\sigma}{a\rho_1} \right)^{1/2} t \quad (3.9)$$

Тогда выражение для времени полета

$$t = \frac{1}{k} \left( \frac{\rho_1 a}{2\sigma} \right)^{1/2} \tau(h_0) \quad (3.10)$$

Из (3.10) следует, что отношение времени полета двух высоковязких жидкостей для одного и того же начального радиуса струи выразится так:

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{l_{01} W_1}{l_{02} W_2} \quad (3.11)$$

Сравним экспериментальные результаты [1] для струй глицерина и касторового масла ( $\sigma_1 / \rho_1 = 35.7 \text{ см}^3 / \text{сек}^2$ ;  $\sigma_2 / \rho_2 = 52.7 \text{ см}^3 / \text{сек}^2$ ;  $l_{01} = 60a$ ;  $l_{02} = 12a$ ).

Отношение (3.11) дает значение  $t_1 / t_2 = 6$ , соответствующее результатам эксперимента. Так как

$$l_0 = 2a\pi \left( \frac{6W}{R} \right)^{1/2}$$

то время полета до разрушения

$$t = a \sqrt{6\eta_1} \left( \frac{2\sigma^3}{\rho_1 a} \right)^{-1/4} \sim a^{1.25} \quad (3.12)$$

что соответствует экспериментам [1].

3°. При волнообразных деформациях скорость осесимметричных деформаций, согласно (3.4), к концу деформации замедляется. Наблюдения показывают, что в конечный момент на цилиндрическом участке появляются коротковолновые возмущения, дробящие струю. Замедление деформации начинает сказываться при  $h = 0.1$ . Поэтому расчеты велись для  $0.1 \leq h \leq h_0$ .

Были рассчитаны значения  $\tau$  при  $h_0 = 0.99$  и  $h_0 = 0.999$ .

Соответственно:  $\tau_1 = 1.88$ ,  $\tau_2 = 2.54$ . Причем второй максимум кривой может смещаться вдоль линейного участка. Его положение зависит от спутного потока среды, определяемого числом изгибов струи, которое, в свою очередь, зависит от начальных возмущений.

Однако в каждом отдельном случае первый и второй максимумы имеют место при одном и том же значении  $\kappa$ . Это условие позволяет выразить скорость, соответствующую максимуму длины сплошной части, через параметры истечения

$$U_0 \sim \left( \frac{\sigma}{2a\rho_2} \right)^{1/2} \quad (3.13)$$

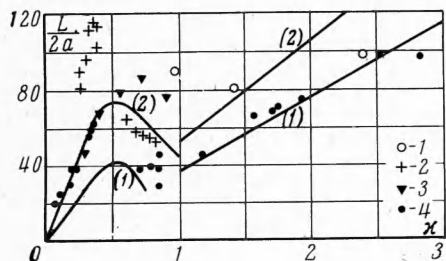
Зависимость (3.13) подтверждают эксперименты с дизельным топливом работы [3].

На участке преобладающего газодинамического воздействия (ниспадающая часть кривой) при  $\kappa \gg 1$  имеем время и дальность полета из (1.14) и (3.6) соответственно

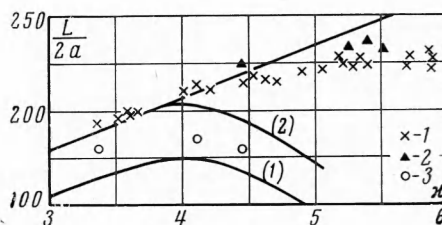
$$t = \frac{l_0}{4\pi U_0} \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{1/2} \tau(h_0, \kappa a), \quad L = \frac{l_0}{4\pi} \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{1/2} \tau(h_0, \kappa a)$$

Влияние скорости истечения сказывается лишь через длину волны  $l_0$ .

Условие возникновения волнообразных деформаций (2.13) дает расхождение с экспериментом. Это расхождение следует отнести за счет допущения о замене среды идеальной жидкостью, в то время как в действительности газовый поток турбулентен.



Фиг. 8



Фиг. 9

Для маловязкой жидкости вместо (2.13) хорошее соответствие с экспериментом имеет зависимость

$$\kappa_1 = U_0 \left( \frac{2\rho_2 a}{\sigma} \right)^{1/2} = 1$$

На фиг. 8, 9 представлены результаты расчетов для всех участков осесимметричных и волнообразных деформаций и результаты экспериментов автора и работ [1,4,7]. При больших  $\kappa$  (фиг. 9) значения  $2a$  соответствуют: 1— $2a = 2$  мм, 2— $2a = 4$  мм — опыты автора, 3— $2a = 1$  мм [4]; вода.

Поступила 15 VI 1965

#### ЛИТЕРАТУРА

- Сб. Двигатели внутреннего сгорания, т. I. ОНТИ НКТП СССР. 1936.
- Релей Д. В. Теория звука, т. 2. ОГИЗ, 1944.
- Лышевский А. С. Закономерности дробления жидкостей механическими форсунками давления. Новочеркасск, 1961.
- Верещагин Л. Ф., Семерчан А. А., Секоян С. С. К вопросу о распаде высокоскоростной водяной струи. Ж. техн. физ., 1959, т. 29, № 1.
- Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. Физматгиз, 1959.
- Блинов В. И., Фейнберг Е. Л. О пульсации струи и разрыве ее на капли. Ж. техн. физ., 1933, т. 3, № 5.
- Троцкий Я. К. К вопросу о распаде жидкой струи на капли. Ж. техн. физ., 1933, т. 3, № 5.