

М. С. ВОЛЫНСКИЙ

ИЗУЧЕНИЕ ДРОБЛЕНИЯ КАПЕЛЬ В ГАЗОВОМ ПОТОКЕ

(Представлено академиком М. В. Келдышем 8 VII 1949)

Вопрос о дроблении капли в газовом потоке возникает в теории распыла. Установление предельного размера капли, которая движется, не распадаясь под действием аэродинамических давлений обтекания, позволяет рассматривать окружающую среду как „аэродинамическое сито“, определяющее максимальный диаметр капли. Ранее ⁽¹⁾ нами был дан критерий дробления:

$$\frac{\rho_1 V_0^2 d}{\sigma} \equiv D = \text{const}; \quad (1)$$

$D = 10,7$ — режим раздвоения, $D = 14$ — режим распыла. Опыты велись в потоке воздуха с плотностью ρ_1 и скоростью V_0 на каплях $d = 2 \div 3,9$ мм с капиллярной постоянной σ . Настоящая работа, проведенная с микрокаплями диаметром до 273μ , показывает, что соотношение (1) есть частный случай более общих зависимостей.

Для опытов с микрокаплями (схему эксперимента и методику см. ⁽¹⁾) А. В. Ливенцов предложил оригинальный прибор, дававший одиночные капли постоянного размера (с точностью до 10μ) в интервале $80 \mu \leq d \leq 2000 \mu$; он основан (рис. 1) на появлении мелкой капли при разрыве столбика жидкости между концом трубки и выбрасывателем. Констатация дробления капли проводилась двумя взаимоконтролирующими методами: фотографированием* и улавливанием на экраны из фильтровальной бумаги. В жидкость: вода $\sigma = 0,0073$ кг/м, этиловый спирт $\sigma = 0,0023$ кг/м, тетрабромэтан $\sigma = 0,0044$ кг/м добавлялось специальное вещество, практически не меняющее ее физических констант. Экран пропитывался особым составом. Капли или их частицы, попавшие на экран, давали окрашенные пятна, позволяющие судить о факте дробления. Опыты в струе углекислоты при $d = 2 \div 3$ мм подтвердили критерий (1).

Эксперименты с каплями $273 \mu \leq d \leq 3900 \mu$ в потоке воздуха показали:

1) Капля дробится (см. рис. 3) при достаточно большой скорости потока. Для каждого диаметра капли существует нижний (режим раздвоения) и верхний (режим распыла) пределы устойчивости ⁽¹⁾.

2) Критерий D возрастает, отходя от постоянного значения в уравнении (1) при уменьшении d для $d < 2$ мм.

* Фотографии, как и в работе ⁽¹⁾, показали, что траектория капли в потоке относительно регулярна и капля в своем движении, повидимому, не следует турбулентным пульсациям потока, пока полностью не будет им увлечена. Фотографирование проводилось при открытом объективе с боковым освещением, на фотографии получалось изображение траектории одной капли.

Дадим элементарную теорию явления. Поток действует на каплю двояко: он деформирует и увлекает ее. Назовем критической стадией деформации такую, при которой поверхность капли становится неустойчивой относительно малых возмущений: достигнув этой фазы, она должна распасться. Высказываем предположение, что критерий

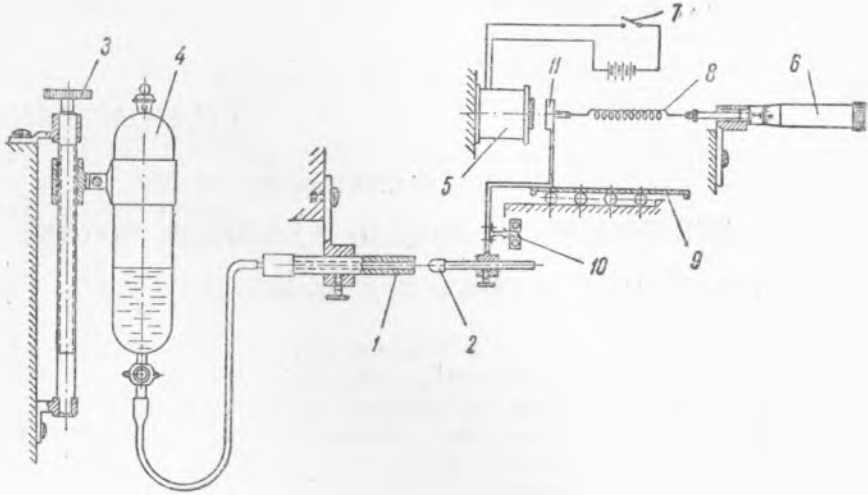


Рис. 1. Принципиальная схема прибора для получения мелких капель: 1 — трубка, подающая жидкость; 2 — выбрасыватель; 3 — винт, регулирующий высоту уровня жидкости; 4 — бюретка для жидкости; 5 — эл. магн. реле; 6 — микрометрический винт; 7 — ключ; 8 — пружинка; 9 — каретка; 10 — амортизатор; 11 — якорь реле

дробления (1) является универсальным для капель всех размеров, если под скоростью понимать скорость капли относительно потока U , в критической фазе деформации:

$$\frac{\rho_1 U^2 d}{\sigma} \equiv D = \text{const}; \quad (2)$$

$D = 10,7; 14$ (для верхнего и нижнего пределов). Крупная капля: $d \geq 2$ мм, $U \approx V_0$ (малое увеличение, получаем в частности (1)), мелкая капля $U < V_0$ (большое увеличение).

Напишем уравнение движения капли в потоке; заменим переменные коэффициенты сопротивления c и миделево сечение средними величинами \bar{c} и $\bar{a} \frac{\pi d^2}{4}$; интегрируем с начального момента до момента критической фазы деформации t_1 при $n = \text{const}$:

$$V_0 - U = \frac{nt_1 V_0^2}{nt_1 V_0 + 1}, \quad (3)$$

где $n = \frac{3}{4} \frac{\bar{c} a}{\bar{a}} \frac{\rho_1}{\rho_2}$ (ρ_2 — плотность жидкости). Средней скоростью деформации будет отношение перемещения (пройденного некоторой характерной точкой поверхности капли) в системе координат, связанной с ее центром масс, до момента t_1 ($0 < \gamma < 1$ — неизвестная величина), к времени t_1

$$V_{\text{деф}} = \frac{\gamma d}{2t_1}. \quad (4)$$

Из уравнений (2), (3), (4) получаем:

$$V_0 = \frac{V \sqrt{D\sigma/\rho_1}}{\sqrt{d - \frac{3}{8} \sqrt{D} \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_1} \frac{ca\gamma}{V_{деф}}}}}, \quad (5)$$

$D = 10,7; 14$. Формула (5) определяет начальную скорость потока V_0 на режимах дробления. Заметим, что все неизвестные собрались в один множитель $\frac{ca\gamma}{V_{деф}}$; сравнение (5) с результатами эксперимента показывает: $\frac{ca\gamma}{V_{деф}} \approx \text{const}$ для данной жидкости и данного предела

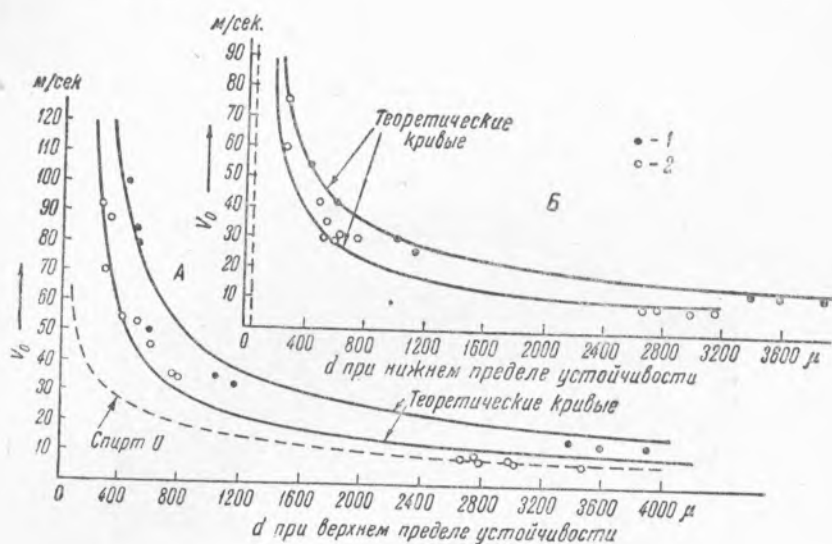


Рис. 2. Сравнение значений скорости дробления V_0 из формулы (6) с данными эксперимента. А — верхний предел устойчивости, Б — нижний предел устойчивости. 1 — вода, 2 — спирт

устойчивости. Из (5) видно, что для каждой жидкости существует предельный диаметр капли d_{\min} , устойчивой в потоке любой скорости*. Из (5) имеем:

$$\frac{\rho V_0^2 d}{\sigma} = \frac{D}{\left(1 - \sqrt{\frac{d_{\min}}{d}}\right)^2}, \quad (6)$$

$D = 10,7; 14$. На рис. 2 проведено сравнение значений V_0 из (6) (или (5)) с данными для V_0 из эксперимента**, показывающее удовлетворительное совпадение***. На нижнем пределе $d_{\min} \approx 45 \mu$ для воды; $d_{\min} \approx 59 \mu$ для спирта. На верхнем $d_{\min} \approx 100 \mu$ для воды; $d_{\min} \approx 104 \mu$ для спирта. В (6) входят 2 экспериментальные константы: D — безразмерная универсальная константа (1) и d_{\min} — предельный диаметр капли, постоянный для каждой жидкости и данного предела устойчивости и определяемый сравнением кривой вида (5)

* d_{\min} принципиально не может характеризовать минимальные диаметры в спектрах распыла, так как частицы, на которые распадаются более крупные капли, будут существенно мельче.

** На этом же рисунке нанесены экспериментальные точки из работы (1).

*** Данные для тетрабромэтана также показали удовлетворительное совпадение.

с данными эксперимента. Все сказанное верно для не очень вязких жидкостей.

Приведем общую систему критериев подобия в задаче о дроблении капли, движущейся в газе или в жидкости, не смешивающейся с каплей:

$$V_0 = F(d; \sigma; \rho_1; \rho_2; \nu_1; \nu_2), \quad \nu_2 \text{ и } \nu_1 — \text{вязкости капли и окружающей среды.}$$

Согласно II-теореме теории подобия (2), явление определяется 4 критериями. Можно написать:

$$\frac{\rho_1 V_0^2 d}{\sigma} = F\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}; \frac{\nu_1}{\nu_2}; \frac{\nu_1^2 \rho_1}{d \sigma}\right). \quad (7)$$

Поясним смысл последнего критерия. Рассмотрим число Рейнольдса обтекания капли в момент критической фазы деформации; подставим U из (2), тогда $\frac{\rho_1 \nu_1^2}{\sigma d} = \frac{D}{Re^2}$, следовательно, критерий $\frac{\rho_1 \nu_1^2}{\sigma d}$ есть простая функция числа Re критической стадии деформации капли.

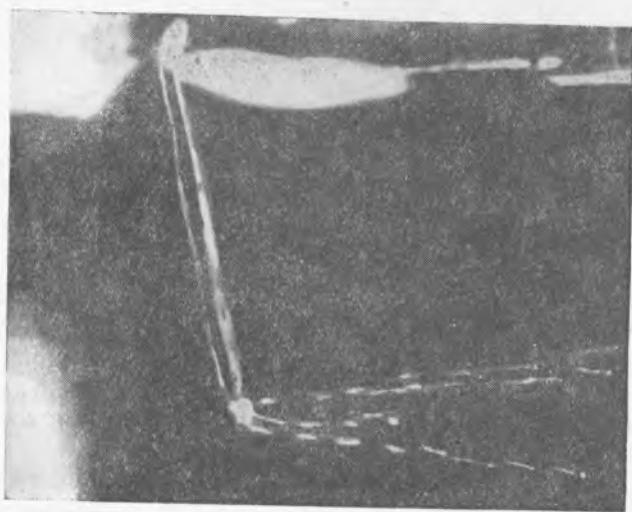


Рис. 3. Фотография дробления микрокапли в потоке воздуха. $d = 400 \mu$, $V_0 = 65$ м/сек. Спирт, верхний вердел устойчивости. В нижнем левом углу видна верхняя часть цилиндрического воздушного сопла

Вопрос о дроблении капель трактовался также Литтаем (3). Он приводит некоторые экспериментальные данные по дроблению крупных капель. Однако предлагаемая им теория содержит положение, являющееся результатом необоснованного применения формулы Рэлея для периода малых колебаний уравновешенной капли к капле, обтекаемой потоком. Литтай приходит к неправильному выводу, что можно пренебрегать увлечением капли к моменту ее дробления. Теория Литтая опровергается данными приведенного здесь эксперимента.

В заключение выражаю благодарность А. В. Ливенцову и С. В. Гартберу за помощь в проведении экспериментов.

Поступило
8 VII 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ М. С. Волынский, ДАН, 62, № 3 (1948). ² Л. И. Седов, Методы теории размерностей и подобия в механике, 1944. ³ G. Littaye, C. R., 217, 99, 340 (1943).