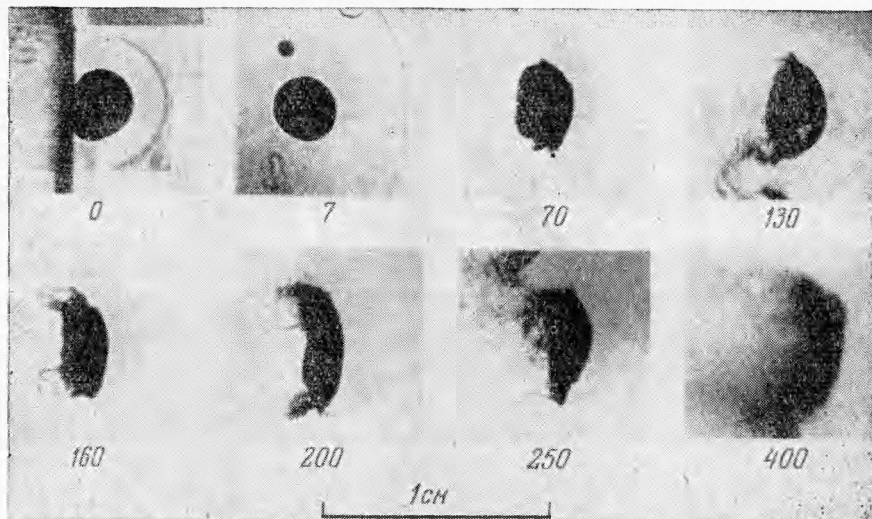


## РАЗРУШЕНИЕ КАПЕЛЬ И СТРУЙ ЖИДКОСТИ ВОЗДУШНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

А. А. Бузук

(Новосибирск)

При изучении процесса распыления капель и струй жидкости ударной волной было выяснено [1, 2], что распыление является следствием длительного воздействия динамического напора потока газа за фронтом ударной волны; причем, относительная скорость потока газа и размер капелек жидкости оказывают существенное влияние на характер распыления. В этом случае основным определяющим параметром является величина соотношения между силами давления потока газа на каплю и силами поверхностного натяжения, равная  $\rho u^2 d / \sigma$ . Здесь  $u$  — относительная скорость потока газа,  $\rho$  — плотность газа,  $d$  — диаметр капли жидкости,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения. По данным ряда работ [3-5] при значениях указанного параметра, меньших некоторого критического, распыления не наступает, и капли жидкости оказываются устойчивыми по отношению к потоку газа данной докритической скорости. Объясняется это тем, что капиллярные силы, препятствующие нарушению сферической устойчивости капли, преобладают над деформирующими силами динамического напора.



Фиг. 1

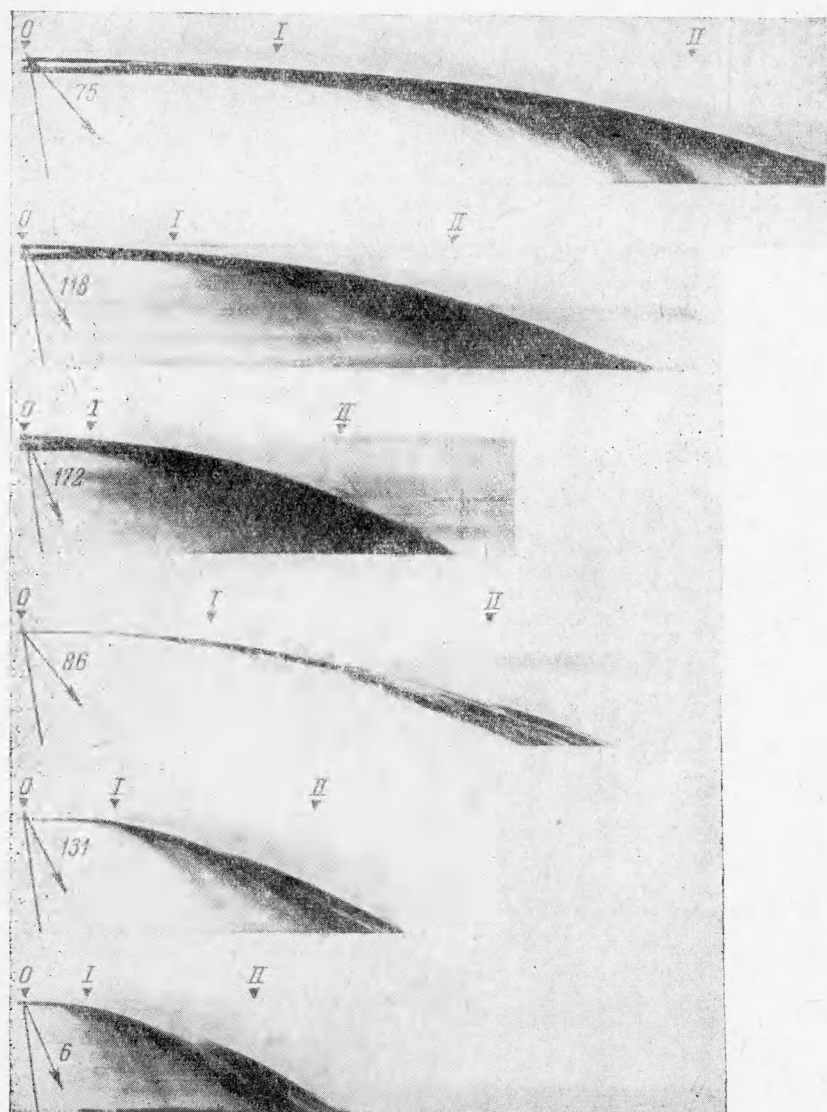
При относительно небольших сверхкритических скоростях потока деформации, вызванные динамическим напором, возрастают, и наступает разрушение капли. Механизм такого разрушения состоит в следующем: наветренная сторона капли продавливается внутрь, и капля приобретает парашютообразную форму. Образовавшаяся таким образом выпуклая по направлению потока жидкая пленка лопается, образуя большое число мелких капелек. В некоторых случаях распад может быть вызван нарастающими колебаниями капли.

Если скорость потока газа намного превышает критическую, то распыление осуществляется путем срыва наветренного поверхностного слоя жидкости с капли, в то время, как основная ее масса перемещается и деформируется незначительно. Замечалось, что иногда такому процессу распыления предшествовало возникновение мелких капиллярных волн на поверхности капель.

Если механизм разрушения капель при критических и небольших сверхкритических скоростях достаточно хорошо изучен и поддается теоретическому описанию [6-8], то обстоятельства возникновения «сверхкритического» распыления при скоростях потока газа, сравнимых со звуковыми, недостаточно ясны.

Ниже описываются результаты экспериментального изучения сверхкритического распыления капелек и струек воды воздушной ударной волной. Исследована качественная картина распыления и предложены экспериментально подтвержденные расчетные формулы для времени распыления. Найдено значение критического соотношения между определяющими параметрами, при котором начинает осуществляться описанный сверхкритический механизм распыления.

1. Описание установки. На фиг. 1 приведены фотоснимки процесса распыления капель воды в различные моменты времени после прохождения фронта ударной волны мимо них (цифрами обозначено время в микросекундах, прошедшее с момента обтекания капли фронтом ударной волны), а на фиг. 2 — фоторегистрограммы процесса распыления струек воды потоком газа за фронтом ударной волны: (0-1) — время подготовительной стадии распыления, (1-2) — время собственно распыления. На фоторегистрограммах отмечена скорость потока газа в  $м/сек$  (при этом цифре 6 на последней фоторегистрограмме отвечает скорость 172  $м/сек$ ).

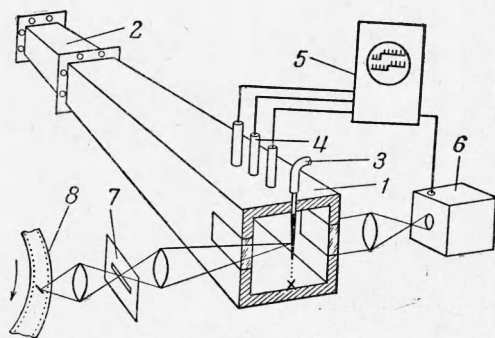


Фиг. 2

Эти снимки получены на ударной трубе (фиг. 3) постоянного сечения  $110 \times 110$  мм, обеспечивавшей длительность практически постоянных давления и скорости потока газа в ударной волне более 2 мсек. Такая длительность течения газа постоянных параметров оказалась вполне достаточной для завершения всего процесса распыления. Скорость потока газа за фронтом ударной волны, менявшаяся в различных опытах от 50

до 200 м / сек, определялась величиной давления в секции высокого давления, отделенной от рабочей части ударной трубы целлофановой диафрагмой. При достижении необходимой разности давления диафрагма простреливалась из пневматического ружья. Схема экспериментальной установки представлена на фиг. 3, где 1 — рабочий участок ударной трубы, 2 — секция высокого давления, 3 — патрубок для подачи воды, 4 — пьезодатчики давления, 5 — двухлучевой импульсный осциллограф, 6 — ждущий искровой источник света, 7 — щель фоторегистра, 8 — кассета фоторегистра.

Для визуализации процесса распыления часть стенок ударной трубы была изготовлена из оргстекла. Фотографирование производилось методом открытого затвора с использованием искровой импульсной подсветки, запускавшейся с регулируемым временем задержки от датчиков давления. Кроме того, для получения непрерывной временной картины распыления использовался фоторегистр, позволявший развернуть изображение на движущейся пленке со скоростью 100 м / сек.



Фиг. 3

Одновременно с фотосъемкой для более точного определения скорости потока и плотности газа производилось осциллографирование эпюры давления ударной волны.

Капельки и струйки воды, диаметр которых в различных опытах варьировался от 0.8 до 3.5 мм, создавались капельницами, введенными внутрь ударной трубы через верхнюю стенку.

**2.7 Экспериментальные результаты.** Из приведенных снимков (фиг. 1, 2) видно, что, начиная с момента прохождения фронта ударной волны мимо капль или струек воды, весь процесс распыления четко разбивается на две стадии.

В течение первой, подготовительной стадии распыления (0-1 на фиг. 2) капли или струйки воды сохраняются как целое, но на их поверхности возникают возмущения типа поверхностных капиллярных волн. С течением времени эти возмущения возрастают и превращаются в устойчивые гребешки, венчиком расположенные на боковых поверхностях капль и струек.

Образованием таких гребешков, с которых начинается постепенный срыв воды, заканчивается первая стадия — подготовка к распылению. В зависимости от размеров, форма деформированной капли и количество гребешков могут быть различными. Если, например, для относительно крупных каплек воды диаметром 3—4 мм возникает, как правило, два-три ряда гребешков, с каждого из которых происходит распыл воды, то капли диаметром до 1 мм окружены только одним венчиком гребешков.

Вторая стадия распыления (1-2 на фиг. 2) — стадия собственно распыления, идущая вплоть до полного исчезновения капли или струйки. В течение этой стадии за каплей образуется факел распыленной воды, состоящий из мельчайших каплек и паров. Специального изучения степени распыления не производилось, но отдельные съемки под микроскопом показывают, что факел распыления содержит капельки жидкости размером 20—50 мк. В течение второй стадии наблюдается неравномерность процесса распыления. По степени непрозрачности факела распыления можно различить первоначальный выброс воды, связанный, очевидно, с окончательным формированием гребешков, нарастание расхода воды до максимума и окончательное быстрое уменьшение расхода воды к концу распыления.

Времена первой и второй стадий распыления существенно зависят от скорости потока газа и диаметра струек воды; причем при уменьшении скорости потока до 60—70 м/сек, а диаметра струйки до 1 мм можно заметить изменение механизма распыления. Разрушение струйки начинает напоминать распад на относительно крупные куски, а не мелкодисперсное распыление. Пример такого распада приведен на фоторегистрограмме четвертой сверху на фиг. 2.

Следует заметить, что при исследуемых скоростях потока газа времена как первой, так и второй стадий распыления настолько малы, что струйки или капли воды не успевают существенно сместиться за это время, и в них не успевают сколь-нибудь интенсивно развиться внутренние течения. По этим причинам оказывается менее существенной продольная неустойчивость струи жидкости, которая в общем может влиять на процесс ее распада. Кроме того, этим же объясняется то, что расход воды происходит с наветренной стороны, а подветренная сторона каплек и струек долго остается невозмущенной.

**3. Время распыления капель и струй жидкости.** Для оценки времени подготовительной стадии распыления, в течение которой на поверхности капелек или струйке жидкости образуются поверхностные волны и гребешки, воспользуемся уравнением нестационарного течения жидкости

$$\frac{dv}{dt} + (v \text{ grad}) v = -\frac{1}{\rho} \text{grad } P + \nu \Delta v \quad (3.1)$$

Рассматривая воду как идеальную жидкость, можно пренебречь членом уравнения, учитывающим силы вязкого трения. Так как поверхностные гребешки малы относительно общих размеров капли или струйки, возможно отбросить и второй член уравнения. В таком случае (3.1) приобретает вид

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{\text{grad } P}{\rho} \quad (3.2)$$

Оценим порядок левой и правой частей уравнения (3.2). Для левой части

$$dv / dt \sim d / t_1^2 \quad (3.3)$$



Фиг. 4

где в качестве характерного размера принят диаметр капли или струйки  $d$ , а в качестве характерного времени — время подготовительной стадии  $t_1$ . Так как рассматривается механизм распыления, соответствующий высоким значениям параметра  $\rho u^2 d / \sigma$ , можно заключить, что основной силой, деформирующей поверхность капли, является сила динамического давления набегающего потока газа. Учитывая это, второй член уравнения (3.2) представляется в виде

$$\frac{\text{grad } P}{\rho} \sim \frac{\rho u^2}{\rho_* d} \quad (3.4)$$

где  $\rho_*$  — плотность воды,  $\rho$  — плотность газа,  $u$  — относительная скорость потока газа. Сопоставляя (3.2), (3.3) и (3.4), окончательно получим

$$t_1 = k_1 \frac{d}{u} \sqrt{\frac{\rho_*}{\rho}} \quad (3.5)$$

Аналогичная зависимость для времени разрушения капли жидкости в потоке газа приводится в работе [6], причем коэффициент пропорциональности  $k_1$  берется равным 2. Как следует из наших измерений, такая величина коэффициента является завышенной. Это понятно, так как автором при проведении соответствующих расчетов предполагались деформации капли, определяющие время разрушения, сравнимые с начальным диаметром, что оказывается неверным, для случая «сверхкритического» распыления.

Как показали эксперименты, во время стадии собственно распыления происходит сдирание пленки жидкости с наветренной стороны капли или струйки. Процесс собственно распыления уместно рассматривать как процесс размазывания воды по обтекающему потоку газа. Такое размазывание наблюдается при пробивании жидкости жидким бойком. Поэтому для определения времени собственно распыления можно воспользоваться выражением для глубины отверстия, пробиваемого кумулятивной струей [9]

$$L = l \sqrt{\frac{\rho_*}{\rho}} \quad (3.6)$$

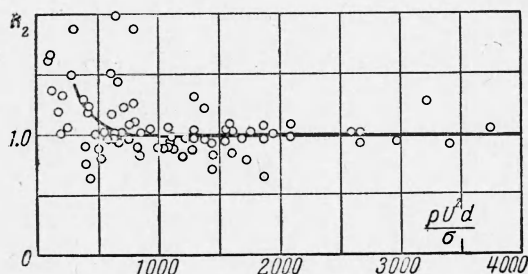
Здесь  $l$  — длина струи,  $\rho_*$  — плотность материала струи,  $\rho$  — плотность материала преграды. отождествляя глубину отверстия  $L$  с длиной следа капельки в потоке газа, имеем

$$L \sim t_2 u \quad (3.7)$$

Отсюда

$$t_2 = k_2 \frac{d}{u} \sqrt{\frac{\rho_*}{\rho}} \quad (3.8)$$

Здесь в качестве характерного размера капельки или струйки принят ее диаметр  $d$ .



Фиг. 5

4. Сравнение с экспериментом. Для проверки полученных оценочных соотношений была проведена серия экспериментов по определению времени подготовительной стадии распыления и времени собственно распыления при изменении в широком диапазоне диаметров струек и скоростей потока газа.

На фоторегистрограммах, аналогичных представленным на фиг. 2, производились следующие измерения: определялось время подготовительной стадии  $t_1$ , считая с момента обтекания данной струйки ударной волной (0) до момента появления первого выброса воды (1); время собственно распыления  $t_2$  определялось от момента появления первого выброса воды (1) до достижения максимального расхода воды или до разрушения струйки (2). В каждом опыте фиксировались начальный диаметр струйки и скорость фронта ударной волны, что давало возможность вычислять коэффициенты пропорциональности  $k_1$  и  $k_2$  в формулах (3.5) и (3.8).

Результаты измерений  $k_1$  и  $k_2$  в зависимости от параметра  $\rho u^2 d / \sigma$  приведены на фиг. 4 и 5. Оказывается, что при значениях указанного параметра от  $10^3$  и выше, что соответствует скоростям потока свыше 60—70 м/сек и диаметрам струек воды свыше 1 мм, величины  $k_1$  и  $k_2$  меняются незначительно, что свидетельствует о правильном выборе силовых факторов при оценке времени распыления. При уменьшении скоростей потока газа и диаметров струек ниже указанных пределов величины  $k_1$  и  $k_2$  начинают резко возрастать, что можно объяснить увеличивающейся степенью влияния сил поверхностного натяжения в процессах деформации и разрушения струек воды. В этом случае, очевидно, предложенный механизм распыления становится несправедливым.

Опытов по непосредственному измерению времени распыления сферических капель воды не производилось, но, по-видимому, размерностные соотношения (3.5) и (3.8) справедливы и для них, с небольшим отклонением  $k_1$  и  $k_2$  в сторону уменьшения.

Поступила 13 XI 1962

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lane W. R. Shatter of Drops in Stream of Air. Ind Eng. Chem. 1951, 43, 6.
2. Прим Р. Дж. Разрушение водяных капель и брызг ударной волной. ИЛ., Вопросы ракетной техники, 1958, 45, № 3.
3. Волынский М. С. Изучение дробления капель в газовом потоке. ДАН СССР, 1949, т. 68, вып. 2.
4. Бухман С. В. Экспериментальное исследование распада капель. Вестн. АН Казах. ССР, 1954, № 11.
5. Magarvey R. H. and Taylor B. W. Free Fall Breakup of Large Drops. Journ. of Appl. Phys. 1956. vol. 27, No. 10.
6. Gordon. Mechanism and Speed of Breakup of Drops. Journ. of Appl. Phys. 1959, vol. 30, No. 11.
7. Dodd K. N. On the disintegration of drops in an air stream. Journ. of Fluid Mech. 1960, vol. 9.
8. Бородин В. А., Дитякин Ю. Ф., Ягодкин В. И. О дроблении сферической капли в газовом потоке. ПМТФ, 1962, № 1.
9. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. ГИФМЛ, 1958.

#### ТЕПЛОЕМОСТЬ ТАНТАЛА В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 1200—2900° К

Я. А. Крафтмакер (Новосибирск)

При помощи модуляционного метода [1] определена теплоемкость тантала в интервале температур 1200—2900° К. В интервале температур 1200—2000° К для вычисления теплоемкости тантала предложена формула (1). При более высоких температурах имеет место дополнительное возрастание теплоемкости в результате образования вакансий. По полученным данным рассчитаны энергия образования и концентрация вакансий в тантале.

Изменения теплоемкости (2) тантала при высоких температурах были проведены на проволочных образцах при помощи модуляционного метода [1]. Образцы имели диаметр около 0.05 мм и длину 50—70 мм. Измерения проводились в вакууме при давлении остаточных газов не более  $2 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. Данные о зависимости удельного сопротивления тантала от температуры были взяты из работы [2]. Эти данные, представленные авторами в виде таблицы, аппроксимировались квадратным трехчленом. Построение температурной шкалы осуществлялось путем измерения абсолютных значений удельного сопротивления тантала. Для этого по измеренным длине и массе образцов определялся их диаметр (плотность тантала принималась равной  $16.6 \text{ г/см}^3$  [3]).