

О ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЯХ

Н. П. Новиков

(Москва)

Из гидродинамической теории кумуляции [1-3] следует, что при цилиндрической кумулятивной выемке и сходящемся цилиндрическом фронте детонации скорость кумулятивной струи неограниченно возрастает. Однако эксперименты [4,5] показали, что нельзя получить сколь угодно большую скорость: достигнутые максимальные скорости не превышают 90 км/сек и зависят от материала облицовки и диаметра заряда. Кроме того, наблюдалось образование двух струй: высокоскоростной и основной. В теоретической работе [2] обосновывается возможность получения весьма больших скоростей для сколько-нибудь значительных масс струи, исходя из рассмотрения гидродинамики обжатия цилиндрической облицовки и предполагая при этом зависимость скорости истечения от местоположения элемента облицовки.

В данной работе описывается получение высокоскоростных кумулятивных струй, изучается строение струй по снимкам кадрирования и состояние материала в них по спектрам свечения процесса, приводится ряд зависимостей скорости высокоскоростной струи от различных параметров и, наконец, делается попытка рассмотреть высокоскоростную и основную кумулятивные струи как истечение сильно сжатого металла в вакуум.

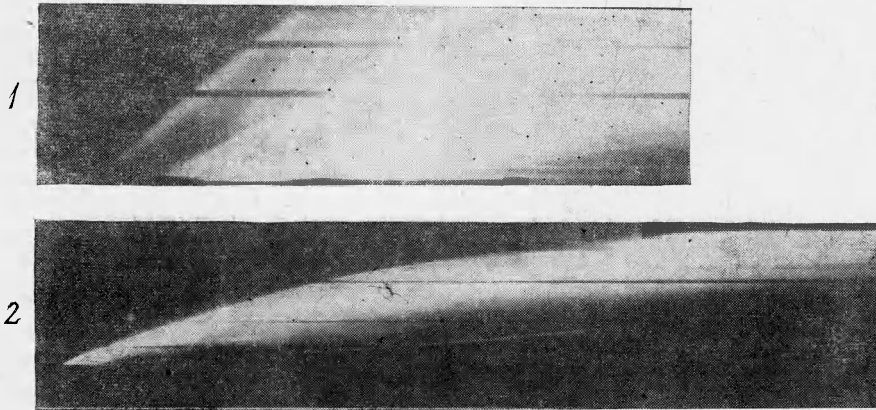
Обозначения

| | |
|-----------------------------------------------------|------------------------------------------------------|
| p — давление | γ — коэффициент Грюнайзена |
| a_n — числовые коэффициенты | V — удельный объем |
| σ — коэффициент относительного объема сжатия | E — внутренняя энергия |
| T — температура | U_0 — энергия связи атомов |
| β_0 — коэффициент электронной теплоемкости | S — энтропия |
| ρ — плотность | c — скорость звука |
| C_v — теплоемкость решетки | U_1 — скорость основной кумулятивной струи |
| | U_2 — скорость высокоскоростной кумулятивной струи |

1. Экспериментальная установка. Эксперименты проводились в лабораторных условиях, что позволило более полно и всесторонне изучить явление. Для получения кумулятивных струй использовались заряды бризантного взрывчатого вещества (ВВ) весом около 100 г, в которых формировался строго цилиндрический, сходящийся фронт детонации. Цилиндрическая кумулятивная выемка зарядов высотой 12 мм облицовывалась железом или алюминием; внешний диаметр облицовки — 8 мм, внутренний — 7 мм. Примеси в металлах не превышали 0.01%. Заряды взрывались в специальной камере, состоящей из двух металлических цилиндров с внутренним диаметром 400 мм и высотой около 1.5 м. Подрывы зарядов проводились при давлении газа в камере, равном примерно 1 мм рт. ст., что в значительной мере ослабляло воздействие возникающих при взрыве ударных волн и предохраняло экспериментальную установку от разрушений. Через два смотровых окна, расположенных одно напротив другого, регистрировались изучаемые кумулятивные струи.

Высокоскоростные кумулятивные струи наблюдаются в том случае [4], когда истечение происходит в сильно разреженную среду (10^{-3} — 10^{-5} мм рт. ст.). Такое разрежение не удается создать во взрывной камере, поэтому кумулятивные струи направлялись в специальные стеклянные баллончики, герметически скрепленные с облицовкой, давление газа (аргона) в которых тщательно контролировалось и равнялось: 10^{-3} , 10^{-2} , 10^{-1} , 1, 10 и 100 мм рт. ст.

Развертка процесса и кадрирование с частотой $2.75 \cdot 10^6$ кадр / сек проводились прибором СФР; для получения спектральных характеристик свечения использовался спектрограф ИСП-51 и прибор СФР с измененным входным объективом (получалась развертка спектра со скоростью 187.5 м / сек). Развертка спектра исключает наложение одного на другой спектров исследуемого свечения и продуктов взрыва и позволяет при сопоставлении ее с разверткой процесса определить спектральную характеристику любой части светящегося потока. Длины волн линий спектра



Фиг. 1.

определялись по дисперсионной кривой прибора и трем реперным линиям меди ($\lambda = 5107 \text{ \AA}$, 5153 \AA , 5218 \AA), которые наносились на исследуемый спектр. Ошибка измерений не превышала 3 \AA . Таким образом, спектральная часть описываемой установки позволяла провести лишь качественный спектральный анализ и по полученным спектрам не удастся рассмотреть такие явления, как, например, уширение линий.

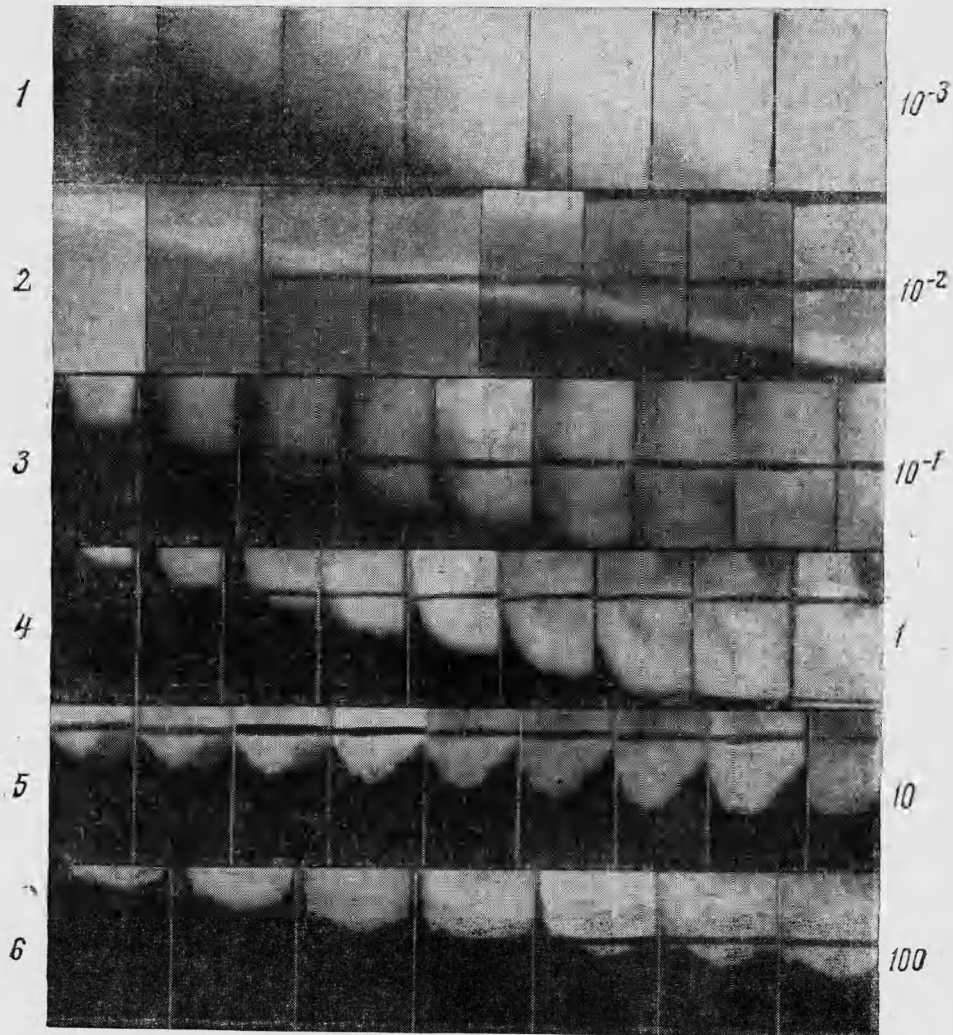
Процесс обжаривания облицовки кумулятивной выемки изучался при помощи рентгенографирования. На рентгеновской установке можно было получать четыре импульса излучения длительностью $0,1$ мк сек практически с любой частотой повторения.

2. Результаты экспериментов. По полученным фотографиям разверток, две из которых для давлений остаточного газа 10^{-2} (1) и 10 (2) мм рт. ст. показаны на фиг. 1, можно заключить, что при истечении в сильно разреженную среду (от 10^{-3} до 1 мм рт. ст.) наблюдаются два светящихся потока, движущихся с различными скоростями. Эти фотографии аналогичны фотографиям, приведенным в работе [4], поэтому в соответствии с терминологией авторов [4] поток, распространяющийся с большей скоростью, назван высокоскоростной кумулятивной струей, другой поток — основной кумулятивной струей.

Измерения показали, что скорости наблюдаемых потоков по величине близки к скоростям, полученным в работе [4, 5]; для облицовки из алюминия скорость высокоскоростной кумулятивной струи равна 44.8 ± 2.6 км / сек, основной — 20.0 км / сек, для железной облицовки скорости равны 39.4 ± 2.2 км / сек и 19.0 км / сек соответственно. С возрастанием давления газа в баллончике скорость высокоскоростной кумулятивной струи уменьшается. Приведем значения скорости струй U_2 в км / сек при различных давлениях остаточного газа в баллончике p в мм рт. ст. для алюминия и железа

| | $p = 10^{-3}$ | 10^{-2} | 10^{-1} | 1 | 10 | 100 |
|--------------|---------------|-----------|-----------|------|------|------|
| (Al) $U_2 =$ | 44.8 | 30.4 | 23.8 | 21.2 | 19.7 | 16.3 |
| (Fe) $U_2 =$ | 39.4 | 29.6 | 23.8 | 22.6 | 17.6 | 16.0 |

При давлении 10 мм рт. ст. и выше наблюдается лишь один поток (фиг. 1) и в таблице указана средняя величина его скорости на рассматриваемом участке. С увеличением расстояния от среза заряда скорость струи убывает, при этом чем больше давление остаточного газа в баллончике, тем быстрее происходит уменьшение скорости. По изменению скорости с расстоянием определялась плотность высокоскоростной струи, которая оказалась порядка 10^{-4} г/см³, что хорошо совпадает с результатами [4].



Фиг. 2

Строение светящихся потоков — высокоскоростной и основной струи — изучалось по фотографиям кадрирования процесса. В случае давления газа в баллончике, равном $10^{-3} \div 1$ мм рт. ст., образуются два светящихся потока и строение их резко различно (фиг. 2); поток, который распространяется с большей скоростью (высокоскоростная кумулятивная струя), значительно меньше по длине, но больше по диаметру, чем поток, распространяющийся с меньшей скоростью (основная струя): 10—30 мм против 100—150 мм, диаметр основной кумулятивной струи около 20 мм. С ростом давления линейные размеры высокоскоростной струи уменьшаются и струя как бы «прижимается» к основной кумулятивной струе, а начиная

с давления 10 мм рт. ст. и выше поток представляет одно целое и имеет «клубообразный» вид, что, по-видимому, говорит о турбулентном характере течения.

Сопоставляя развертки спектров с соответствующими развертками процесса, расшифровывая и идентифицируя линии полученных линейчатых спектров, было обнаружено, что свечение определяется ионизованными парами материала облицовки. Кроме того, у алюминия спектры, соответствующие высокоскоростной и основной кумулятивным струям, различны: в спектре основной струи наблюдаются линии 4529 Å Al III и 5722 Å Al III, которых нет в спектре высокоскоростной струи (здесь наблюдаются лишь линии Al II). Это можно связать со следующим: в высокоскоростной кумулятивной струе давление, плотность и температура могут быть ниже, чем в основной, вследствие этого степень ионизации здесь меньше и ионизованные атомы могут даже совсем отсутствовать. С ростом давления остаточного газа интенсивность фона возрастает и спектр переходит в непрерывный, что можно рассматривать как следствие взаимодействия потока со средой.

Чтобы определить состояние металла в полностью сжатой облицовке, необходимо знать величину относительного объемного сжатия. Эта величина определялась по снимкам рентгенографирования процесса и для алюминия она равна 1.9 (среднее из пяти опытов).

3. Причины образования высокоскоростных потоков. Рассмотрим высокоскоростную и основную кумулятивные струи как истечение сильно сжатого материала облицовки в вакуум. При этом, учитывая результаты кадрирования и спектрального анализа, можно предположить, что состояние материала в высокоскоростной и основной кумулятивных струях различно. Спектральный анализ показал, что свечение потоков определяется ионизованным паром материала облицовки; однако это еще не означает, что весь материал превратился в пар: вполне вероятно, что при истечении металл лишь частично превращается в пар, а частично находится в жидкой фазе. В этом случае образование высокоскоростной и основной кумулятивных струй и их скорости должны определяться состоянием материала в них.

Определим состояние металла в потоке и оценим максимальную скорость истечения. Вначале рассчитаем параметры материала в полностью сжатой облицовке. Все расчеты проводятся для алюминия, так как для него известно уравнение состояния и измерены различные параметры при высоких давлениях [6-10] и, кроме того, алюминий не имеет фазовых превращений при увеличении давления, которые наблюдаются, например, у железа [11]. Время сжатия облицовки очень мало (около 1—2 мксек); за такое короткое время не успевает произойти сколько-нибудь заметного теплообмена с внешней средой, поэтому процесс можно считать адиабатическим. Представим уравнение адиабаты в виде [6]

$$p = \sum_{n=1}^n a_n (\sigma - 1)^n \quad (1)$$

где σ — коэффициент относительного объемного сжатия (в данном случае равен 1.9). Значения коэффициентов a_n принимаем согласно [6, 7].

Уравнение состояния для алюминия [6, 7]

$$p = p_x + \frac{\gamma_p C_v}{V} \left[T - T_0 + \frac{E_0}{C_v} \right] + \frac{T^2}{4} \rho_0 \beta_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^{1/2} \quad (2)$$

$$E = E_x + E_0 + C_v (T - T_0) + \frac{1}{2} \beta_0 \left(\frac{V}{V_0} \right)^{1/2} T^2 \quad (E_0 = 161.0 \cdot 10^7 \text{ эрг/г}) \quad (3)$$

$$\gamma_p = - \frac{V}{2} \left[\frac{d^2 (pV^{2/3}) / dV^2}{d(pV^{2/3}) / dV} \right] - \frac{1}{3} \quad (4)$$

Здесь p_x , E_x — давление и энергия холодного сжатия, β_0 — коэффициент электронной теплоемкости, T — температура, ρ — плотность, \bar{C}_v — теплоемкость решетки, γ — коэффициент Грюнайзена, V — удельный объем.

Решая уравнение (1) — (4) (при этом значения P_x и E_x , найденные в работах [6, 7] для σ от 1.1 до 1.8, экстраполируются до $\sigma = 1.9$), находим

$$p = 2.341 \cdot 10^6 \text{ атм}, \quad T = 7100^\circ \text{ К}, \quad E = 1.696 \cdot 10^{11} \text{ эрг / г}$$

Критерием превращения в пар вещества, расширяющегося в вакуум, является условие $E_1 \gg U_0$, где E_1 — внутренняя энергия нагретого вещества, U_0 — энергия связи атомов. Обычно считается, что E_1 должна превосходить U_0 в 2—3 раза. Рассчитать E_1 в конечном состоянии не удастся (неизвестно уравнение состояния в области $V_0 < V < 10 V_0$). Однако для грубых оценок можно воспользоваться следующим обстоятельством. Расширение металла в вакуум происходит вдоль изэнтропы с энтропией S_M . Если $S_M < S_*$, где S_* — энтропия критической точки, то вещество находится в жидкой фазе. При пересечении изэнтропой расширяющегося вещества границы двухфазного состояния жидкость должна вскипать, но этого не происходит: скорость образования пузырьков пара ничтожно мала, поэтому вещество продолжает расширяться по адиабате и переходит в область переохлажденной жидкости. Если вещество расширяется вдоль изэнтропы с S_F и $S_F > S_*$, то оно находится в парообразном состоянии и, учитывая конечные размеры лабораторной системы, остается в парообразном состоянии все время.

Таким образом, границей между полным и неполным испарением является изэнтропа, проходящая через критическую точку. При S , близких к S_* с той и другой стороны, вещество будет в виде пара и жидких капель.

Рассчитаем для алюминия энтропию в истекающем металле и сравним ее с энтропией критической точки. Исходя из определения энергии и давления холодного сжатия $dE_x + p_x dV = 0$, имеем

$$dS = \frac{dE_T + p_T dV}{T} \quad (5)$$

Решая уравнение (5) совместно с уравнением (2) и (3), найдем $S_{Al} = 28.2 \text{ кал / моль гр}$, при этом $S_0 = 6.75 \text{ кал / моль гр}$ бралось из работы [12]. Для расчета S_* необходимо знать величину критической температуры и критического объема. В литературе нет соответствующих экспериментальных данных, поэтому приходится воспользоваться следующими расчетными величинами: $T_* = 6100^\circ \text{ К}$ (определялась по формулам работы [13], в которой указывается на весьма хорошее совпадение расчетных и экспериментально измеренных величин для ряда металлов) и $V_* = 3V_0$. Значение энтропии в критической точке равно: $S_* = 29.5 \text{ кал / моль гр}$ (неидеальность учитывалась при помощи формулы Ван-дер-Ваальса).

Сравнивая энтропию изэнтропического процесса истечения с адиабатой критического состояния, видим, что $S_{Al} < S_*$ и значение S_{Al} близко к S_* : отсюда можно считать, что вещество в потоке находится в двух фазах: жидкости и пара. Эта особенность в состоянии материала должна сказаться на строении истекающего потока: максимальная скорость истечения материала в жидкой фазе должна быть меньше максимальной скорости истечения пара металла и жидкая струя не может неограниченно расширяться в стороны.

Рассчитаем максимальные скорости истечения двух потоков: для потока, состоящего в основном из материала в жидкой фазе, и для потока, состоящего из пара металла.

Время истечения равно 5—8 мксек, что примерно в 5 раз больше времени обжатия, поэтому можно считать, что облицовка сначала полностью

сжимается, затем происходит истечение. Рассмотрим одномерную задачу нестационарного истечения из цилиндра в вакуум. В этом случае скорость истечения запишется [14, 15]

$$U_1 = U_0 + \int_{\rho_0}^{\rho_1} \frac{dp}{\rho c} \quad (6)$$

где C — скорость звука, ρ_0, ρ_1 — плотность материала в начальном и конечном состоянии, U_0 — скорость потока в начальном состоянии.

Из решения уравнения (6) для той части металла, которая находится в жидкой фазе (с учетом уравнения (2) и $\rho_1 = 2.71 \text{ г/см}^3$), получаем $U_1 = 16.5 \text{ км/сек}$. Эта скорость довольно хорошо совпадает с экспериментально измеренной скоростью основной кумулятивной струи и дает возможность считать, что материал в основной кумулятивной струе действительно находится в жидкой фазе.

Выше указывалось, что свечение основной струи определяется излучением паров металла облицовки (линейчатый спектр с непрерывным фоном), предложенная схема физических процессов и не отрицает этого, однако в основном потоке определяющим является жидкая фаза, а присутствие пара незначительно.

Ту часть металла, которая превратилась в пар, можно рассматривать как одноатомный газ, тогда из уравнения (6) получим $U_2 = 38.04 \text{ км/сек}$. Совпадение величины скорости парообразного металла со скоростью высокоскоростной кумулятивной струи вполне удовлетворительное.

Максимальная скорость парообразной части потока больше максимальной скорости истечения жидкого металла, происходит разделение потока — та часть, которая в основном находится в жидкой фазе, будет отставать от парообразной части потока; образуются высокоскоростная и основная кумулятивные струи.

В приведенных оценках рассматривалась одномерная задача истечения: расширение в стороны скажется лишь на структуре потоков, но не на максимальной величине их скоростей. Парообразная часть потока будет расширяться в стороны до тех пор, пока не достигнет стенок сосуда. Строение той части потока, которая состоит в основном из металла в жидкой фазе, будет определяться системой волн сжатия и разрежения, возникающих при расширении цилиндра в стороны [14, 16]. При этом струя не расширяется неограниченно и диаметр ее должен быть меньше диаметра высокоскоростной кумулятивной струи. Это различие в строении высокоскоростной и основной кумулятивных струй отражено на снимках кадрирования. Таким образом, можно считать, что высокоскоростная кумулятивная струя состоит из пара материала облицовки, а основная кумулятивная струя состоит в основном из жидкого металла.

Изменение скорости высокоскоростной струи с ростом давления газа в баллончике определяется сопротивлением газа [14]. Эта задача подробно не рассматривалась, так как решение ее не внесет существенно нового в выяснение причин образования высокоскоростной и основной кумулятивных струй.

Итак, рассматривая высокоскоростную и основную кумулятивные струи как истечение сильно сжатого металла облицовки в вакуум, можно качественно объяснить все экспериментально полученные результаты и рассчитать максимальную скорость истечения основной и высокоскоростной кумулятивных струй.

Автор благодарит Б. И. Шахтера и Ю. П. Райзера за интерес, проявленный к работе, и обсуждения, Ю. М. Горбунова и В. И. Панарского за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принципы его работы. Усп. матем. п., 1957, т. 12, № 4, стр. 41.
2. Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
3. Теоретические и экспериментальные исследования явления кумуляции (обзор). Сб. пер., Механика, 1953, № 4, стр. 51.
4. Koski W. S., Lucy F. A., Shreffler R. G., Willig F. J. Fast Jets from Collapsing Cylinders. J. Appl. Phys., 1952, vol. 23, No. 12, p. 1300.
5. The Threshold of Space. The Proceedings of the Conference on Chemical Aeronomy. Edited by M. Zelikoff. Pergamon Press, London. New York — Paris — Los-Angelos.
6. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Бражник М. И., Владимиров Л. А., Сперанская М. П., Фунтиков А. И. Изэнтропическая сжимаемость алюминия, меди, свинца и железа при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 4, стр. 1061.
7. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. Уравнения состояния алюминия, меди и свинца для области высоких давлений. ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 3, стр. 790.
8. Альтшулер Л. В., Крупников К. И., Леднев Б. Н., Жугин В. И., Бражник М. И. Динамическая сжимаемость и уравнение состояния железа при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1958, т. 34, вып. 4, стр. 874.
9. Альтшулер Л. В., Крупников К. И., Бражник М. И. Динамическая сжимаемость металлов при давлениях от четырехсот до четырех миллионов атмосфер. ЖЭТФ, 1958, т. 34, вып. 4, стр. 886.
10. Katz Samuel, Doran D. G., Curran D. K. Hugoniot Equation of State of Aluminum and Steel from Oblique Shock Measurement. J. Appl. Phys., 1959, vol. 30, No. 4, p. 568.
11. Bankroft Dennison, Peterson Eric L. and Minshall. Stanley, Polymorphism of Iron at High Pressure, J. Appl. Phys., 1956, vol. 27, No. 3, p. 291.
12. Справочник химика. Т. 1, М.—Л., Госхимиздат, 1951.
13. Задумкин С. Н. Приближенная оценка критических температур металлических жидкостей. Инженерно-физический журнал, 1960, т. 3, № 10, стр. 63.
14. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.
15. Риман Б. Сочинения. М.—Л., Гостехиздат, 1948, стр. 376.
16. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., Гостехиздат, 1957.