

О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ
КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ

Н. П. Новиков

(Москва)

В работе [1] было показано, что образование высокоскоростных кумулятивных струй можно рассматривать как истечение сильно сжатого металла в вакуум. Ниже приводятся некоторые результаты экспериментального изучения условий образования максимальных скоростей высокоскоростных кумулятивных струй, рассматриваются особенности взаимодействия струй с преградой и прохождения через отверстие.

Обозначения

θ — угол обжатия облицовки,	γ — коэффициент контрастности,
p — давление,	t — время,
ρ — плотность,	P — постоянная Шварцшильда,
T — температура,	S_λ — почернение на фотопленке,
c — скорость звука,	a — поглощательная способность,
S — энтропия,	H — световой поток.
u — скорость,	

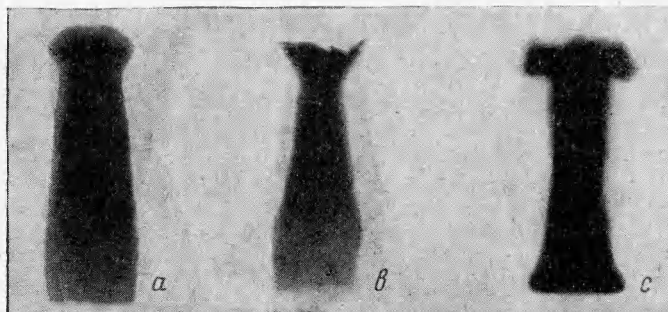
§ 1. Зависимость скорости высокоскоростной кумулятивной струи от угла обжатия облицовки. Экспериментальная установка и схема измерений подробно описывались в статье [1]; здесь напомним лишь основные характеристики. Кумулятивные заряды взрывались в специальной камере при разрежении 1 мм рт. ст.; через два смотровых окна камеры одновременно фотографировалась развертка или кадрирование процесса и развертка спектра свечения струи.

В опытах использовались заряды бризантного ВВ с цилиндрическими кумулятивными выемками, облицованными алюминием, железом, медью, никелем, цинком, серебром и свинцом (внешний диаметр облицовки — 8 мм, внутренний — 7 мм). В зарядах создавались конические сходящиеся фронты детонации с углами конусности 0, 5, 10, 15, 30, 45, 90°; условия обжатия облицовки были примерно одинаковыми при любых углах обжатия θ , т. е. была одинаковой средняя величина активной массы заряда [2], приходящаяся на 1 мм длины облицовки. Образующиеся кумулятивные струи распространялись в специальных стеклянных баллончиках, герметически скрепленных с облицовками. Давление остаточного газа (аргона) в баллончиках тщательно контролировалось и в этой серии опытов составляло 10^{-3} , 10^{-2} , 10^{-1} и 1 мм рт. ст. Углы обжатия определялись рентгенографированием во время подрыва заряда на импульсной рентгеновской установке, которая позволяла получать четыре импульса длительностью 0.1 мкс практически с любой частотой повторения.

Результаты экспериментов. Опыты с рентгенографированием показали очень хорошее совпадение расчетной и экспериментально измеренной величин углов: для расчетных углов 5, 10, 15 и 45° были наблюдаемы 5 и 5.5°, 9°, 14°, 42 и 43° (на фиг. 1 показаны углы a — 5°, b — 9°, c — 14°).

При угле подхода фронта детонации, равном 90°, угол обжатия отличен от 90° в силу конечного времени деформации облицовки. Измерить величину угла в этом случае не удалось и на приводимых ниже графиках указывается угол 90°.

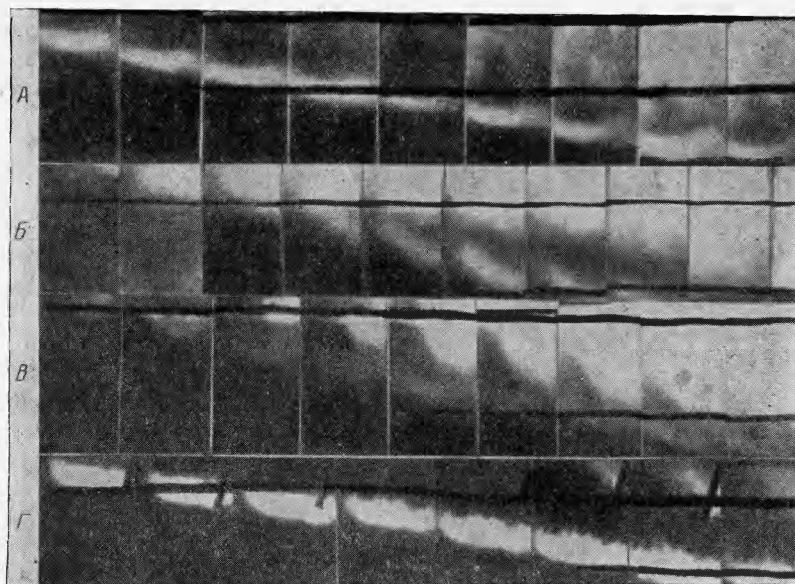
Результаты развертки и кадрирования (фиг. 2) показали, что строение струй не изменяется с изменением угла обжата облицовки и аналогично строению высокоскоростной и основной кумулятивных струй, описанному в [1, 3, 4]: наблюдаются два потока с различными скоростями — высокоскоростная и основная кумулятивные струи; длина высокоскоростной



Фиг. 1. Облицовка — свинец.

струи меньше длины основной струи (10—30 мм и 100—150 мм соответственно), а диаметр основной — равен 20—30 мм и значительно меньше диаметра высокоскоростной кумулятивной струи.

Расшифровка и идентифицирование линий развертки спектров и сопоставление ее с соответствующей разверткой процесса показали, что свечение высокоскоростной и основной струй определяется излучением паров



Фиг. 2. Кадрирование с частотой кадров 2.75 мил. кадр/сек: А — 0°, Б — 10°, В — 30°, Г — 90°.

металла облицовки. Однако это еще не означает, что весь материал в струях превратился в пар: материал может находиться частично в жидком состоянии в смеси с паром.

Результаты измерения скоростей высокоскоростной и основной струй приведены на фиг. 3 для давлений остаточного газа $1-10^{-3}$, $2-10^{-2}$, $3-10^{-1}$, $4-1$ мм рт. ст., 5 — основная струя. Из графиков видно, что максимальная скорость струи достигается при угле обжатия 10° , а не при 0° , как это следовало из гидродинамической теории кумуляции [2, 5, 6]. С ростом давления остаточного газа в баллончике скорость высокоскоростной струи уменьшается, однако по-прежнему при угле обжатия 10° она достигает максимальной величины (кривые почти параллельны). Скорость основной кумулятивной струи также достигает максимума при угле $\theta = 10^\circ$, скорость ее не зависит от давления остаточного газа и на графике даны средние величины измерений опытов для каждого из углов.

Итак, независимо от углов обжатия облицовки при истечении в сильно разреженную среду наблюдается образование высокоскоростной и основной кумулятивных струй с характерным для них строением, и максимальные скорости достигаются при угле обжатия 10° .

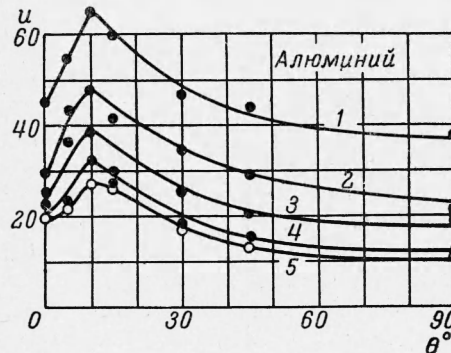
Обсуждение результатов. Дадим объяснение полученной зависимости скорости от угла обжатия облицовки, рассматривая высокоскоростную и основную струи как истечение сильно сжатого металла в вакуум. В этом случае, зная величину параметров в полностью сжатой облицовке и изменение их в зависимости от угла обжатия, можно определить состояние материала в струях, рассчитать скорости струи и показать, что максимальные скорости будут соответствовать углу 10° .

Процесс обжатия цилиндрической облицовки под углом θ можно рассматривать как движение навстречу друг другу некоторых весьма малых плоских элементов, а в уравнении состояния учитывать увеличение давления и плотности, которые следуют из осесимметричности процесса. Тогда, согласно работе [7], начиная с угла 0° и вплоть до некоторого угла θ_1 , при захлопывании облицовки струи в сторону открытого конца облицовки не образуется: происходит поворот потока металла «пластинок» в противоположную сторону с помощью косой ударной волны (все рассматривается в подвижной системе координат, перемещающейся со скоростью движения точки смыкания пластин).

Эксперименты показали, что скорость смыкания облицовки, нормальная к ее поверхности, которая определяется давлением продуктов взрыва ВВ, равна 2.3 км/сек. Для такой скорости смыкания «пластинок» оптимальный угол θ оказывается [7] равным $10-12^\circ$; будем считать, что угол обжатия 10° оптимальный. При этом полагаем, что параметры алюминия непосредственно перед косой ударной волной такие же, как в полностью сжатой облицовке при цилиндрическом фронте детонации, [1]:

$$p = 2.34 \cdot 10^6 \text{ атм}, \quad T = 7100^\circ \text{ К}, \quad \rho = 5.149 \text{ г/см}^3, \quad c = 12.68 \text{ км/сек}$$

Параметры сжатого металла определяем при помощи ударной поляры, построенной для алюминия в предположении, что угол 10° предельный [8, 9]. В результате расчетов получим давление за косой ударной волной $p = 4.91 \cdot 10^6 \text{ атм}$ — плотность $\rho = 6.94 \text{ г/см}^3$.



Фиг. 3. Зависимость скорости струи U км/сек от угла обжатия θ в град. в случае алюминиевой облицовки (для железной облицовки получаются аналогичные зависимости)

При помощи сравнения энтропии критической точки S_k и энтропии истекающего потока S_1 , в работе [1] определялось состояние металла в струях. Оказалось, что материал облицовки при истечении в вакуум частично переходит в пар, частично находится в жидком состоянии, так как энтропия изэнтропического течения близка к энтропии критической точки S_k , хотя и несколько меньше S_k .

В рассматриваемом случае увеличение давления в 2.09 раза и плотности в 1.35 происходит при помощи ударной волны, поэтому материал расширяется в вакуум по изэнтропе с энтропией S_2 , несколько большей энтропии при цилиндрическом сжатии S_1 . Однако можно считать, что при столь незначительном сжатии S_2 близко к S_1 и к S_k , хотя может быть и больше S_k . Отсюда предполагаем, что материал в истекающем потоке находится в виде жидкости и пара, и в данном случае применимы все рассуждения работы [1], т. е. в процессе истечения происходит отделение пара и образование высокоскоростной струи, а основная кумулятивная струя будет состоять в основном из металла в жидкой фазе.

Используя это предположение и рассматривая пар металла как одноатомный газ, определяем скорость высокоскоростной струи $u_2 = 54.6 \text{ км/сек}$. Для расчетов скорости основной струи запишем уравнение состояния в виде политропы

$$p = Ap^n \quad (1)$$

В этом случае скорость истечения [8, 9]

$$u_1 = \frac{2}{n-1} (c - c_0) \quad (2)$$

где c и c_0 — скорости звука в полностью сжатой облицовке и на фронте потока соответственно. Расчетная скорость основной струи u_1 [1] равна 16.5 км/сек , используя ее, легко определить n из (2): $n = 1.9$. Исходя из предположения о состоянии материала в основной струе, определяем из (2): при угле обжатия 10° значение $u_1 = 28.2 \text{ км/сек}$.

Экспериментально измеренные величины скорости струй равны 64.8 ± 4.7 и 27.2 км/сек соответственно. Совпадение рассчитанных величин и экспериментально измеренных можно считать вполне удовлетворительным.

При углах обжатия, больших 10° , подобный расчет неприменим. В этом случае сталкивающиеся «элементарные пластинки» будут как бы растекаться в обе стороны вдоль оси (аналогично растеканию струи жидкости на твердой поверхности). Однако осевая часть этих элементарных пластинок будет полностью тормозиться, и давление в этой области будет максимальным. Оценим его величину при угле обжатия 15° .

В подвижной системе координат, движущейся со скоростью точки смятия, процессы будут установившимися, и в данном случае применимо уравнение Бернулли

$$\int \frac{dp}{\rho(p)} + \frac{u^2}{2} = \text{const} \quad (3)$$

Уравнение адиабаты можно определить из результатов [10-13], однако в [14] показано, что его можно довольно точно аппроксимировать выражением

$$\rho = \rho_1 \left(\frac{p + 0.225 \cdot 10^6 \text{ атм}}{p_1 + 0.225 \cdot 10^6 \text{ атм}} \right)^{1/3.7} \quad (4)$$

Используя уравнение (3) с учетом (4), определяем давление при полном торможении:

$$p_2 = (p_1 + 0.225 \cdot 10^6 \text{ атм}) \left\{ \left[1 + \frac{2.7}{3.7 (p_1 + 0.225 \cdot 10^6 \text{ атм})} \frac{\rho_1 u^2}{2} \right]^{3.7/2.7} - \frac{0.225 \cdot 10^6 \text{ атм}}{p_1 + 0.225 \cdot 10^6 \text{ атм}} \right\} = 4.386 \cdot 10^6 \text{ атм} \text{ и } \rho_2 = 6.03 \text{ г/см}^3$$

Еще раз напомним, что все расчеты ведутся вблизи оси, где можно считать состояние материала в набегающем потоке таким, как в полностью сжатой облицовке в случае цилиндрического обжатия.

Далее предполагая, что материал основной кумулятивной струи находится в жидкой фазе, а высокоскоростной — в виде пара, по (2) определяем скорость основной струи $u_1 = 22.3 \text{ км / сек}$ и высокоскоростной $u_2 = 45.9 \text{ км / сек}$. Экспериментально измеренные скорости высокоскоростного и основного потока равны 60.2 ± 4.4 и $26.1 \pm 2.6 \text{ км / сек}$ соответственно. Совпадение можно считать удовлетворительным.

Проведя аналогичные расчеты для углов обжатия 30 и 45°, определяем скорость основных струй $u_1 = 18.35 \text{ км / сек}$ и $u_1 = 17.24 \text{ км / сек}$ и высокоскоростных струй $u_2 = 40.5$ и $u_2 = 39.0 \text{ км / сек}$. Экспериментально определенные величины равны $u_1 = 17.0 \text{ км / сек}$ и $u_1 = 15.7 \text{ км / сек}$, $u_2 = 46.5 \pm 2.7 \text{ км / сек}$ и $u_2 = 43.6 \pm 2.5 \text{ км / сек}$. Совпадение опять удовлетворительное.

Таким образом, схема физических процессов, предложенная в работе [1], позволяет объяснить экспериментально наблюдаемую зависимость скорости струй от угла обжатия облицовки и предположение относительно состояния металла в струях можно считать правильным.

§ 2. Взаимодействие высокоскоростных струй с преградой. В этой серии экспериментов рассматривается газодинамика процесса взаимодействия струй с преградой и измеряется яркостная температура в отраженном потоке вблизи преграды.

В опытах использовались заряды с углом подхода фронта детонации к облицовке 15°. Давление остаточного газа в баллончиках равнялось 10^{-2} мм рт. ст. Преграды в виде металлических пластинок из стали 20 или А-7 толщиной 4 мм помещались в баллончике на расстоянии 100—140 мм от среза заряда таким образом, что углы падения потока равнялись 0, 15, 30, 45, 60, 75°.

Спектральные характеристики процесса и яркостная температура определялись при нормальном падении потока на отражатель, причем оптическая система была настроена так, что в каждый момент времени регистрировалось свечение области высотой 10 мм, расположенной на расстоянии 15—20 мм от поверхности отражателя.

После взаимодействия с преградой спектр свечения переходит в непрерывный, что позволяет при измерении яркостной температуры воспользоваться методом сравнения яркостей эталонного источника и исследуемого излучения [15—17]. В качестве эталонного источника использовалось излучение солнца, яркостная температура которого каждый раз измерялась оптическим пирометром ОППИР-09 с дополнительными нейтральными ослабителями. Сравнение яркостей проводилось по сравнению почернений на фото пленке, при этом оптические условия проведения опытов и скорости разверток полностью сохранялись, а использование дополнительного затвора, расположенного в области промежуточного фокуса, устраняло многократное наложение спектра солнца. Развертки спектра фотографировались на пленки одного рулона, которые проявлялись одновременно в одном и том же проявителе. Все это позволяет утверждать, что в описываемых опытах соблюдались условия

$$\gamma_{0\lambda} = \gamma_{\lambda}, \quad P_0 = P, \quad t_0 = t$$

где $\gamma_{0\lambda}$, γ_{λ} — коэффициенты контрастности, P_0 , P — постоянные Шварцшильда, t_0 , t — времена экспозиции эталонного источника и исследуемого излучения соответственно. Выполнение этих условий упрощает выражение зависимости почернения на фото пленке S_{λ} от освещенности от исследуемого E_{λ} или эталонного $E_{0\lambda}$ источников [18], и зависимость между E_{λ} и $E_{0\lambda}$ будет

иметь вид

$$\lg E_{\lambda} = \frac{S_{\lambda} - S_{0\lambda}}{\gamma_{\lambda}} + \lg E_{0\lambda}$$

Коэффициент контрастности γ_{λ} определялся по снимкам развертки спектра солнца, сделанным через различные нейтральные ослабители. Фотографирование спектра изучаемого излучения также проводилось с использованием различных нейтральных ослабителей, чтобы отобрать фотопленки, почернение на которых соответствует прямолинейному участку кривой $S = f(H)$. Эти же фотопленки позволили проверить величину γ_{λ} (условия проведения опытов и скорости падения и отражения одинаковы для одних и тех же материалов облицовки).

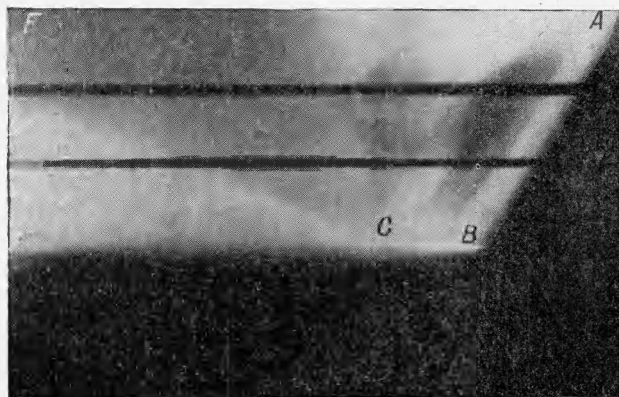
Расчетная формула определения температуры в используемом методе:

$$\left(\exp \frac{c_2 T_1}{\lambda} - 1 \right) / \left(\exp \frac{c_2 T_0}{\lambda} - 1 \right) = \tau a$$

где τ — отношение яркостей эталонного источника и исследуемого излучения, T_0 — температура солнца, T_1 — температура исследуемого излучения,

a — поглощательная способность. Все пленки обрабатывались на регистрирующем микрофотомере МФ-4.

Рассмотрим результаты измерения яркостной температуры. Высокоскоростная кумулятивная струя имеет небольшую длину и состоит из пара материала облицовки [1] с плотностью порядка 10^{-4} г / см^3 , материал в основной кумулятивной струе находится главным образом в жидкой фазе и длина



Фиг. 4. Развертка AB — высокоскоростная кумулятивная струя, AC — основная кумулятивная струя, CF — отраженная ударная волна.

ее 100—150 мм. Рассматривая фотографии развертки (фиг. 4) и кадрирования, можно видеть, что взаимодействие начинается в момент прихода высокоскоростной струи AB (возрастает яркость свечения), однако, вследствие небольшой протяженности ее и малой плотности отраженной ударной волны практически не возникает — материал струи как бы оседает на поверхности отражателя. При взаимодействии с отражателем основной кумулятивной струи AC возникает отраженная волна CF , распространяющаяся по падающему потоку. Яркостная температура фактически измерялась в отраженной волне, распространяющейся по основной струе. Температура измерялась для 11 различных длин волн видимой области спектра в момент времени, соответствующий максимальной интенсивности излучения.

Результаты измерений для семи длин волн сведены в таблицу, где указаны скорости падающих потоков основной струи и отраженной волны u_3 в неподвижной системе координат. Из приведенных результатов видно, что яркостная температура для всех материалов облицовки в пределах ошибки измерений не зависит от длины волны. Отсюда следует, что рас-

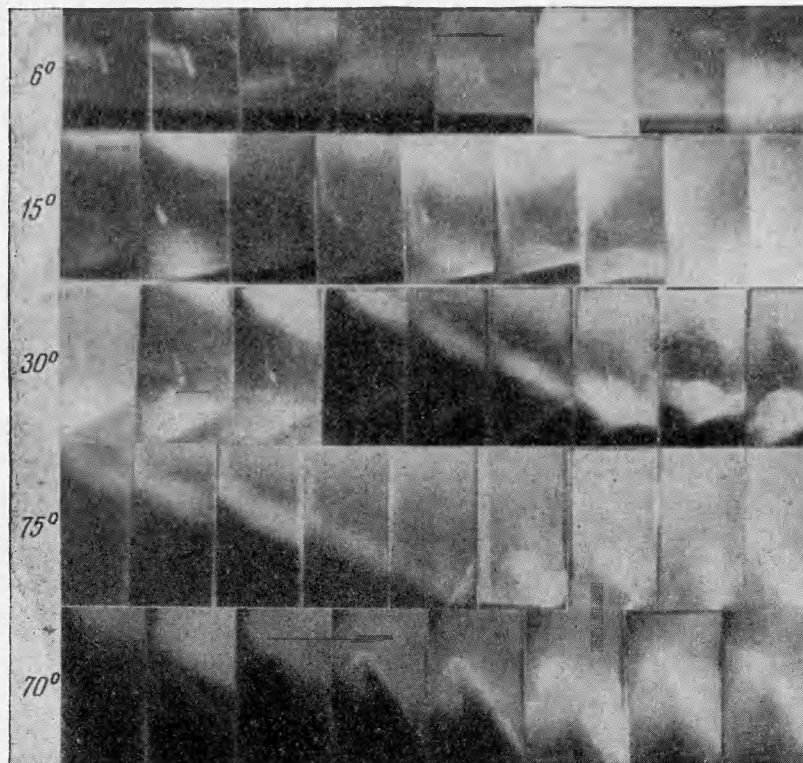
смаатриваемое излучение можно считать серым. Небольшое изменение температуры для различных материалов, вероятно, определяется изменением параметров отраженной волны.

Таблица

Значение измерений температуры T , а также среднего всех измерений $\langle T \rangle$ в градусах Кельвина (10^{-3} К)

	u_1 $\frac{\text{км}}{\text{сек}}$	u_3 $\frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$\lambda, \text{ \AA}$							$\langle T \rangle$
			4306	4334	4470	4705	4800	5186	6028	
Al	25.0	8.0	21.8 ± 4.0	21.4 ± 4.0	22.3 ± 4.0	22.5 ± 3.5	22.4 ± 3.5	23.0 ± 3.5	22.8 ± 4.0	22.3
Fe	22.7	7.6	23.0	22.5	23.0	23.6	23.9	24.0	24.0	23.5
Ni	22.0	5.9	20.0	21.7	21.4	20.9	21.1	20.8	21.0	21.1
Cu	21.0	5.4	21.0	20.5	21.2	21.4	20.0	19.2	21.2	20.6
Zn	19.0	3.8	20.0	21.7	21.3	20.8	21.0	20.7	22.0	21.0
Ag	16.5	4.3	21.1	18.8	20.0	21.4	19.9	21.0	19.5	20.0

Газодинамика процесса взаимодействия высокоскоростных потоков с преградой изучалась по снимкам кадрирования (фиг. 5), облицовка куму-



Фиг. 5. Облицовка — алюминий, рядом с кадрами указано значение угла падения; фотографии с углом 70° соответствуют экспериментам с круглой пластинкой.

лятивной выемки — алюминий. На первых кадрах всех фотографий четко видны падающие высокоскоростная и основная кумулятивные струи с характерным для них строением. При взаимодействии высокоскоростной

струи с преградой резко возрастает яркость свечения, но, независимо от угла падения струи, отраженной ударной волны практически не возникает, и материал струи как бы оседает на пластинку. При взаимодействии с преградой основной струи при углах падения 0 и 15° наблюдается отраженная волна, распространяющаяся по падающему потоку; при угле 30° поток течет вдоль поверхности отражателя. Таким образом, предельный угол образования отраженной волны равен или больше 15° , но меньше 30° .

Отметим некоторые особенности отражения. На всех снимках фиг. 5, за исключением угла падения 0° , над пластинкой виден светящийся купол, опирающийся на нее своим основанием, размеры которого изменяются в зависимости от угла падения: высота, измеренная от верхнего конца основания до вершины, увеличивается с ростом угла падения (для значений угла падения 15 , 30 , 45 и 60° высота была соответственно равна $h = 8$, 14 , 21 и 22 мм), ширина, измеренная по горизонтали на уровне верхнего конца основания, оказалась одинаковой во всех случаях и равной $30\text{--}40$ мм. В описываемых экспериментах высокоскоростные струи регистрировались по самосвечению и на ряде снимков фиг. 5, например, при угле падения 30° , можно заметить, что купол возникает на пластинке еще до прихода регистрируемой высокоскоростной кумулятивной струи, и приходящий светящийся поток лишь «проявляет» его (первые три кадра отпечатаны с меньшей выдержкой). В некоторых опытах (фиг. 5 данные, соответствующие 70°), пластинки были сделаны круглыми с диаметром, равным диаметру баллончика. Результаты этих опытов показали, что появление купола не связано с обтеканием препятствия, расположенного на пути потока.

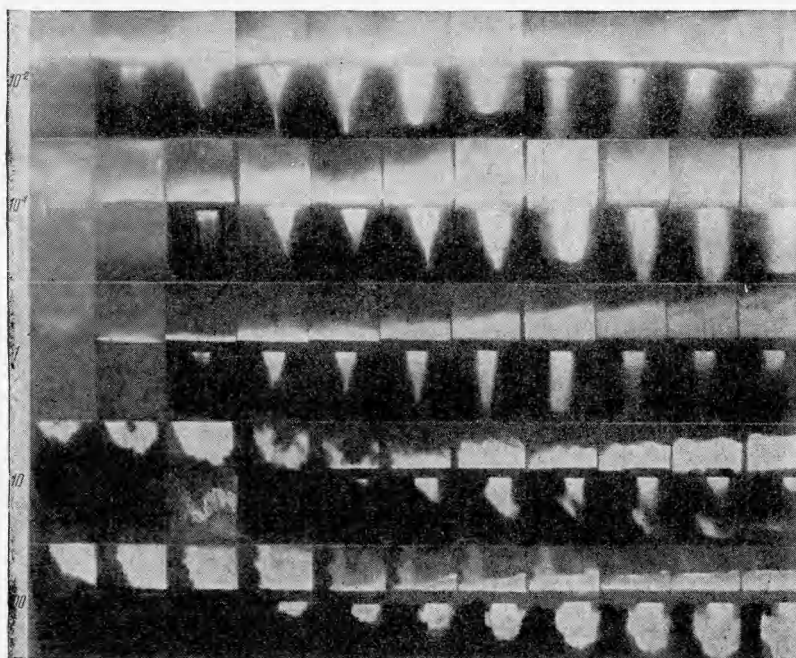
Приведем одно из возможных качественных объяснений образования куполов. Вполне вероятно, что впереди ярко светящейся высокоскоростной кумулятивной струи, которая регистрируется на приборе СФР по самосвечению, распространяется сильно разреженный и очень слабо светящийся поток электронов и других сравнительно крупных частиц, возникающий при движении ионизованных паров металла (кстати, экспериментаторы неоднократно наблюдали потоки электронов впереди движущейся плазмы [19–22]). Указанный поток взаимодействует с отражателем, в результате чего образуется область с повышенной плотностью — купол. Падающая высокоскоростная струя при подходе к куполу распространяется в более плотной среде, что вызывает увеличение яркости свечения и купол как бы «проявляется». Попытка обнаружить предполагаемый поток электронов путем измерения электрических эффектов, связанных с образованием и распространением кумулятивных струй, не дала положительных результатов: не удалось точно установить причины появления сигналов, поэтому ограничиваемся лишь указанными выше предположениями.

Таким образом, при взаимодействии с преградой высокоскоростной кумулятивной струи материал этой струи как бы оседает на отражатель и отраженной волны не возникает. При взаимодействии с преградой основной струи, падающей под углом 0 или 15° , возникает отраженная волна, распространяющаяся по падающему потоку. При угле падения 30° и более поток течет вдоль отражателя без образования отраженной волны. При взаимодействии высокоскоростной кумулятивной струи с преградой на отражателе наблюдается образование ярко светящегося купола.

§ 3. Прохождение высокоскоростной кумулятивной струи через отверстие. Эксперименты этой серии проводились с зарядами, где угол подхода фронта детонации к облицовке равен 15° , облицовки алюминий и железо. давление аргона в баллончиках составляло 10^{-2} , 10^{-1} ; 1 ; 10 и 100 мм рт. ст. Высокоскоростные кумулятивные струи распространялись в баллончиках,

¹ В каждом случае приводятся средние величины нескольких опытов.

в которых на расстоянии 100—120 мм от среза заряда помещались диафрагмы с отверстием диаметром 15 мм. При отражении струи интенсивность излучения сильно возрастает. Чтобы устранить помехи от этого излучения для наблюдений, часть баллончика над диафрагмой была сильно закопчена, поэтому на фотографиях падающие струи видны плохо (фиг. 6). Темная поперечная полоса — местоположение диафрагмы, над диафрагмой можно увидеть падающий поток и отраженную волну, ниже диафрагмы наблюдается струя, истекающая из отверстия.



Фиг. 6. Облицовка — алюминий; рядом с кадрами указано значение давления остаточного газа в мм рт. ст.

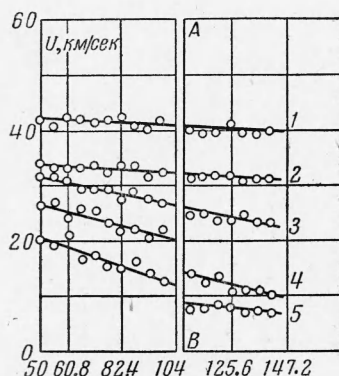
На фотографиях различаются два типа истечения: 1) истечение в сильно разреженную среду, 2) истечение при большом давлении остаточного газа (10 мм рт. ст. и более). Рассмотрим подробнее процесс истечения первого типа. При взаимодействии с диафрагмой высокоскоростной струи (первые кадры) отраженного потока практически не возникает, вытекающий поток по своей форме близок к цилиндру с диаметром 15 мм. С течением времени к диафрагме подходит основная струя, наблюдается возникновение отраженной волны в периферийной части падающего потока и истекающий из отверстия поток принимает конусообразную форму.

Во всех случаях при низком давлении угол конусности вытекающего из отверстия потока приблизительно одинаков и равен 16° , диаметр основания равен диаметру отверстия и у вершины конуса наблюдается небольшая цилиндрическая струя диаметром 1.5—2.5 мм и длиной 6—10 мм. С ростом давления остаточного газа свечение всего конуса в целом более интенсивное — следствие взаимодействия потока с остаточным газом.

При давлении газа в баллончике 10 и 100 мм рт. ст. на фотографиях первых кадров виден падающий поток, представляющий собой одно целое. Вытекающий поток носит цилиндрический характер, но затем он быстро

принимает грибообразный вид, что определяется сопротивлением остаточного газа в баллончике. При давлении 10 мм рт. ст. переход в грибообразную форму происходит медленнее, чем при давлении 100 мм рт. ст. В целом при этих давлениях истечение из отверстия аналогично истечению из сжатой облицовки при образовании высокоскоростных струй [1].

Скорости наблюдаемых потоков измерялись по разверткам процесса. Результаты измерения, приведенные на фиг. 7, показали, что с ростом давления остаточного газа скорость струи за диафрагмой уменьшается скачком.



Фиг. 7. АВ — местоположение диафрагмы; давление остаточного газа: 1— 10^{-2} , 2— 10^{-1} , 3—1, 4—10, 5—100 мм рт. ст. (по оси абсцисс — расстояние от среза заряда в мм).

На графике приводятся результаты опытов с облицовкой из алюминия. Эксперименты с железом совершенно аналогичны, различие лишь в величине скоростей.

Дадим одно из возможных качественных объяснений причин образования конусообразного потока. Взаимодействие падающего потока с диафрагмой различно для различных его частей: центральная часть потока проходит через отверстие диафрагмы, а периферийная часть отражается от нее, так как диаметр падающего потока больше диаметра отверстия. В периферийной области, вследствие отражения, давление, плотность и температура резко возрастут, что вызовет течение в горизонтальном направлении, как к центру, так и от центра потока.

Вблизи отверстия наблюдаются два потока — 1) вертикальный поток (падающая струя) и 2) поток, связанный с течением в горизонтальном направлении, которые должны определять истечение из отверстия и образование конуса.

В начальный момент, когда с диафрагмой взаимодействует высокоскоростная кумулятивная струя, основную роль играет поток, движущийся в вертикальном направлении. Диафрагма лишь «вырезает» часть потока сильно разреженных паров струи, и скорость за диафрагмой существенно не изменяется. Наблюдается почти цилиндрический поток, вытекающий из отверстия. После взаимодействия с диафрагмой основной кумулятивной струи по падающему потоку распространяется отраженная волна — становится заметным влияние течения в горизонтальном направлении к оси, которое у края отверстия будет поворачивать вниз [8, 9], что приведет к образованию конуса. Поток, движущийся в вертикальном направлении и проходящий через отверстие, взаимодействует с образовавшимся коническим течением; это взаимодействие, судя по снимкам кадрирования, вероятно, носит характер поворота вдоль внутренней поверхности конуса. Конический поток определенным образом взаимодействует на оси. Здесь можно говорить о своеобразном кумулятивном эффекте [2, 5, 6], в результате которого образуется кумулятивная струя (цилиндрический поток у вершины конуса), и скорость всего конического потока вдоль оси возрастает. Подобная струйка наблюдается на всех снимках кадрирования.

Рассмотренный характер течения осуществляется до тех пор, пока область за фронтом отраженной волны не станет настолько большой, что перекроет все отверстие, и в дальнейшем истечение будет целиком определяться состоянием среды в отраженной волне. Эту стадию процесса можно рассматривать как истечение из отверстия ранее покоящегося газа.

При давлениях 10 и 100 мм рт. ст. падающий поток представляет собой одно целое и можно предполагать, что он турбулизирован [1]. В этом слу-

чае при взаимодействии с диафрагмой пары металла в отраженном потоке быстро перемешиваются с парами металла падающего потока и можно полагать, что в любой точке над диафрагмой параметры пара металла практически одинаковы, в области вблизи отверстия уже нельзя говорить о двух потоках. В дальнейшем можно рассматривать задачу истечения ранее покоящегося газа из отверстия: течение определяется параметрами покоящегося газа и сопротивлением среды, а характер истечения из отверстия при этих давлениях аналогичен истечению из сильно сжатой облицовки — поток турбулизируется и принимает грибообразный вид.

Приведенные результаты экспериментов и расчетов подтверждают правильность ранее предложенной схемы физических процессов [1].

В заключение автор приносит благодарность Б. А. Иванову, Ю. М. Горбунову и В. И. Панарскому за помощь в проведении экспериментов.

Московский университет

Поступило 20 VII 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. Новиков Н. П. О высокоскоростных кумулятивных струях. ПМТФ, 1962, № 6.
2. Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. Физматгиз, 1959.
3. 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.
4. The Threshold of Space. Proc. Conf. Chem. Aeronomy (Ed. by M. Zelikoff). Pergamon Press London — New York — Paris — Los-Angeles, 1957.
5. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принципы его работы. УМН, 1957, т. XII, № 4, стр. 41.
6. Обзор «Механика», 1953, № 4, стр. 51.
7. Walsh J., Shreffler R., Willig F. Limiting Conditions for Jet Formation in High Velocity Collisions. J. Appl. Phys., 1953, vol. 24, No. 3, p. 349.
8. Зауэр Р. Течения сжимаемой жидкости. ИЛ., 1954.
9. Курант Г., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. ИЛ, 1959.
10. 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.
11. Walsh J., Rice M., McQueen R., Yarger F. Shock-Wave Compression of Twenty-Seven Metals. Equations of State of Metals. Phys. Rev., 1957, vol. 108, No. 2, p. 196.
12. Кормер С. Б., Урлин В. Л., Попова Л. Т. Интерполяционное уравнение состояния и его приложение к описанию экспериментальных данных по ударному сжатию металлов. Физика твердого тела. 1961, т. 3, № 7, стр. 2131.
13. Кормер С. Б., Фунтиков А. И., Урлин В. Д., Колесникова А. Н. Динамическое сжатие пористых металлов и уравнение состояния с переменной теплоемкостью при высоких температурах. ЖЭТФ, 1962, т. 42, № 3, стр. 686.
14. Златин Н. А. К теории высокоскоростных соударений металлических тел. ЖТФ, 1961, т. 31, вып. 8, стр. 982.
15. Рибо Г. Оптическая пирометрия. ГТТИ, 1934.
16. Модель И. Ш. Измерение высоких температур в сильных ударных волнах в газах. ЖЭТФ, 1957, т. 32, вып. 4, стр. 714.
17. Simmons F. S., DeBell A. G. Photographic Technique for Measuring Temperatures in Luminous Rocket Exhaust Flames. J. Opt. Soc. Amer., 1958, vol. 48, No. 10, p. 717.
18. Прокофьев В. К. Фотографические методы количественного спектрального анализа металлов и сплавов. ГТТИ, 1951, т. 1.
19. Lin Shao-chi, Resler E. L., Kantrowitz A. Electrical Conductivity of Highly Ionized Argon Produced by Shock Waves. J. Appl. Phys., 1952, vol. 26, No. 1, p. 95.
20. Bond J. W. Threshold Space. Proc. Conf. Chem. Aeronomy. Ed. by M. Zelikoff. Pergamon Press, London — New York — Paris, Los-Angeles. 1957 (249). (Русск.)
21. Weymann H. D. Electron Diffusion ahead of shock waves in argon. Phys. Fleyde, 1960, vol. 3, No. 4, p. 545.
22. Per Gloersen Precursor Signals from Shock Waves in Xenon. Bull. Amer. Phys. Soc., 1959, vol. 4, No. 4, p. 283.