

16. E. L. Litchfield, N. H. Nay, D. R. Forshey. Proc. Ninth Symposium (International) on Combustion. New York, 1963.
17. J. H. Lee, H. Matsui. Comb. and Flame, 1977, 28, 1.
18. В. И. Манжале́й, В. В. Митрофа́нов, В. А. Суббо́тин. ФГВ, 1974, 10, 1.
19. H. Matsui, J. H. Lee. Comb. and Flame, 1976, 217, 27.
20. D. C. Bull, J. E. Elsworth a. o. J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, 9.
21. С. М. Когарко, В. В. Адушкин, А. Г. Лямин. НТПГВ, 1965, 1, 2.
22. R. W. Crossley, E. R. Dorco a. o. Comb. and Flame, 1972, 19, 3.
23. R. Knystautas, J. H. Lee. Comb. and Flame, 1976, 27, 2.

ВЗРЫВНОЙ УСКОРИТЕЛЬ МИКРОЧАСТИЦ НА ЖИДКОМ ВОДОРОДЕ

В. В. Сильвестров

(Новосибирск)

Для разгона твердых частиц диаметром $d \sim 0,1-1$ мм до скоростей $v > 10$ км/с часто используется струйный способ ускорения [1, 2], в котором частица обдувается газовым или плазменным потоком и ускоряется за счет действия аэродинамической силы. Для получения высоких v существенное значение имеют скорость потока u и его масса на единицу площади поперечного сечения M , а для однородного потока — произведение его плотности на длину [1].

Цель работы — рассмотреть с точки зрения разгона частиц возможности газовых потоков, получаемых при разгрузке ударно-сжатого жидкого H_2 [3—5]. В отличие от газокумулятивной и плазменных струй [1, 6, 7] эти потоки неоднородны и имеют в головной части высокие u ($\sim 30-45$ км/с), но низкую плотность ($\sim 10^{-4}$ г/см³) и ограниченную массу ($M \leq 1$ г/см²) [4]. По мере заглубления метаемой частицы в поток его плотность растет, но скорость спутного потока падает. Поэтому в реальных конструкциях при ограниченных M достигаемые v могут значительно отличаться от максимальных u .

Экспериментальное устройство состоит из инжектора газового потока, ствола и баллистической трассы, вакуумируемых до 1 торр (рис. 1). В качестве инжекторов использовались цилиндрическая [3, 4] и полусферическая [5] схемы ударного нагрева жидкого H_2 . В первом случае трубчатый заряд 1 литого ТГ50/50 $\varnothing 60 \times 18$ мм² длиной l обжимает стальную ампулу 2 $\varnothing 24 \times 2$ мм², заполненную водородом. Для увеличения эффективности передачи энергии ВВ заряд заключен в дюралевый корпус. Общий вес ВВ — 1,1 кг. Стальная диафрагма 3 толщиной 20 мкм отделяет сжиженный газ от объема ствола 4. Полусферический инжектор аналогичен описанному в [5], но начальная часть ствола выполнена с расширением в диафрагменной части в виде конуса. Тепловая развязка низкотемпературной части установки от находящейся при нормальной температуре выполнена при помощи втулки из оргстекла, уплотняемой эпоксидной смолой.

На расстоянии x_0 от диафрагмы на легкой подвеске помещалось 3—5 частиц 5: стеклянные ($d = 0,48$ мм с массой $m = 0,13$ мг) и стальные ($d = 0,68$ мм, $m = 1,3$ мг) шарики. Отнесение частиц от диафрагмы необходимо для снижения динамического давления струи на ускоряемое тело. Взрывной отсекающий заряд ВВ, накладной заряд ВВ, инициируемый с необходимой временной задержкой, обруба ствол после выхода из него частиц, что исключает попадание на мишень 8

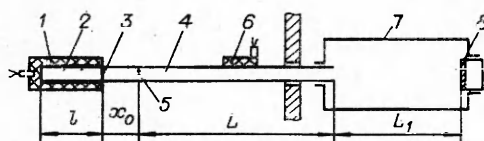


Рис. 1. Схема постановки эксперимента.

низкоскоростных осколков разру-

шаемой части установки. В баллистической трассе 7 длиной $L_1 \approx 1$ м газовый поток разгружается, в результате чего снижается его воздействие на мишень.

Средняя скорость частиц на базе $L + L_1$ (см. рис. 1) определялась при помощи зонда и фотоэлектрического датчика. Зонд установлен в месте расположения частиц и фиксирует начало разгона тела по приходу проводящего фронта ударной волны в разреженном воздухе. Фотоэлектрический датчик располагался на месте мишени и фиксировал момент удара частицы по датчику. Указываемые ниже значения \bar{v} являются средними по 2—3 опытам. Мгновенная скорость частицы оценивалась по измеренной \bar{v} и расчетной разнице $(v - \bar{v})$ по формуле $v = \bar{v}_{\text{экс}} + (v - \bar{v})_{\text{расч}}$.

Численный расчет скорости метания проводился при следующих условиях: 1) процесс разгрузки ударно-сжатого H_2 и ускорения тела одномерен; наличие воздуха в стволе не учитывалось; 2) параметры газового потока определяются известными решениями для центрированной волны разгрузки с показателем политропы, согласно [3, 5], равным 1,4; 3) коэффициент аэродинамического сопротивления сферы равен 0,9 [8]; 4) абляция частицы в потоке не учитывалась; 5) запас массы метающего газа в инжекторе не ограничен, т. е. конечная длительность течения газа и действие тыльной волны разгрузки со стороны инжектора не рассматриваются; 6) исходное состояние ударно-сжатого H_2 однородно. При этих условиях частица с плотностью ρ характеризуется только параметром $d\rho$ (в экспериментах $d\rho = 0,11$ и $0,53$ г/см²). Рассчитывались также значение \bar{v} на базе $L + L_1$ и расход массы метающего газа M^* , необходимый для достижения скорости v , через сечение, связанное с частицей.

Параметры водорода перед разгрузкой соответствовали давлению 30—60 кбар для цилиндрического инжектора (в зависимости от его длины [4]) и 200 кбар — для полусферического инжектора [5].

Из анализа результатов расчета следует, что ввиду низкой плотности высокоскоростной части метающей струи и существенного уменьшения скорости спутного потока по мере заглубления частицы в струю ускоритель эффективен при разгоне до метеоритных скоростей для относительно легких частиц. При лабораторных размерах установки ($L = 1$ —2 м) для полусферического инжектора расчетные значения v составляют 29—18 км/с для частиц с $d\rho = 0,05$ —0,53 г/см². Для цилиндрического инжектора с учетом отклонений от режима «квазиодномерного выдавливания» [4] получение $v \approx 15$ —10 км/с возможно лишь при $d\rho \leq 0,05$ —0,3 г/см² (при максимальном значении v необходимый по расчету M^* равен имеющемуся в инжекторе). Однако в реальных инжекторах условия 5 и 6 в расчетной модели не выполняются: за фронтом ударной волны в жидком H_2 параметры не однородны, а уменьшаются, особенно для сходящейся волны, и запас массы газа с высокими параметрами ограничен. Поэтому приведенные значения v , $d\rho$ характеризуют предельные возможности ускорителя.

В опытах изменялись x_0 , L , тип инжектора и длина цилиндрического инжектора l (при этом меняется скорость ударной волны в водороде и M [3, 4]). С помощью полусферического инжектора стеклянные частицы с $d\rho = 0,11$ г/см² ускорены до $\bar{v} = 6,2$ км/с, значительно отличающейся от расчетного значения 21,2 км/с. Это связано со значительной неоднородностью водорода перед разгрузкой. При использовании цилиндрического инжектора стальные частицы с $d\rho = 0,53$ г/см² были разогнаны до $\bar{v} = 7,1$ км/с при расчетном $\bar{v} = 8,6$ км/с (достигнутое $v = 8,7$ км/с). Существенное отличие значений \bar{v} связано для «тяжелых» частиц с малым M ($M/M^* \sim 0,5$) и действием тыльной волны разгрузки за счет конечной длины «пробки» ударно-сжатого H_2 . При том же инжекторе более «легкие» частицы из стекла ускорены до $\bar{v} = 10$ —12 км/с (соответст-

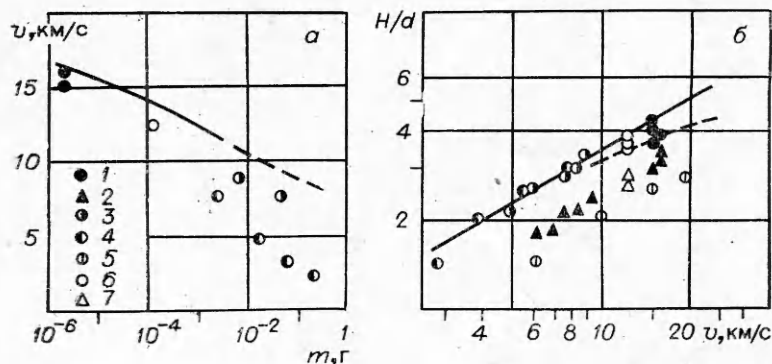


Рис. 2. Возможности ускорителей стеклянных частиц (а) и зависимость относительной глубины кратера H/d от скорости удара v (б).

вующие $v = 11\text{--}14$ км/с), но при максимальных скоростях частицы разрушались. В одном из вариантов ($l = 35$ см, $x_0 = 24$ см, $L = 1$ м) получено хорошее соответствие расчетного и опытного значений: расчетное $\bar{v} = 11,3$ км/с, опытное — 10,9 км/с, что позволяет дать надежную оценку мгновенной скорости $v = 12,4$ км/с. При этом около 60% частиц остаются целыми после ускорения.

Использовались частицы из стекла, содержащего окись свинца, не особенно хорошо выдерживающего тепловые удары, которым подвергается частица при ускорении. С точки зрения разгона с помощью газовых струй наилучшим материалом для частицы является стекло типа «пирекс» [6]. Поэтому при применении качественных шариков из пирекса можно надеяться на получение целых частиц с $v \approx 14$ км/с. При использовании более мощных ВВ со скоростью детонации около 9 км/с возможно получение частиц со скоростью до 16 км/с с достаточно высоким выходом целых частиц.

Таким образом, опытные данные подтверждают вывод численного анализа: ускоритель на жидком H_2 эффективен для разгона относительно мелких частиц. На рис. 2, а приведены возможности методов разгона стеклянных частиц, для которых достоверно известно, что метаемые тела остаются целыми (в [7] сообщено о достижении $v \sim 20$ км/с для частиц с $m \sim 0,27$ мг, но не приводится никаких данных, подтверждающих их целостность). Кривой отмечены предельные возможности используемого цилиндрического инжектора; штриховая линия означает, что для достижения указанной скорости необходим запас массы метаемого газа, больший имеющегося в инжекторе. Из сравнения данных (обозначения точек см. в таблице) следует, что разработанный способ получения искусственных камнеподобных метеоритов в диапазоне масс $\sim 0,01\text{--}1$ мг (или $0,2 \leq d \leq 1$ мм) расширяет возможности ускорителей микрочастиц в нижнем метеоритном диапазоне.

Достаточно высокий процент выхода целых частиц при $v = 12,4$ км/с позволил поставить ряд экспериментов по взаимодействию частиц из

Номер точек на рис. 2	Ускоритель	Материал мишени	Диаметр частиц, мм	Литература
1	Плазменный	Al 1100-F	0,125	[6]
2	»	Al 2014-T6	0,125	[6]
3	Легкогазовая пушка	Al 1100-F	$> 1,6$	[6]
4	Газокумулятивный заряд	АД1-М	$< 1,3$	[9, 10]
5	Плазменный	Al 1100-F	$\leq 0,05$	[6]
6	На жидком водороде	АД1-М	$\sim 0,48$	—
7	То же	В65	0,48	—

стекла с полубесконечными преградами. При определении относительной глубины кратера H/d полагалось, что при разгоне диаметр частицы не изменяется, так как величина абляции, по-видимому, мала: в [6] при примерно аналогичных условиях разгона (меньше время ускорения, но выше плотность потока и скорость струи относительно частицы) исходный диаметр (0,15 мм) уменьшается на 25 мкм при $v \sim 15$ км/с. Поэтому приводимые H/d , возможно, занижены на несколько процентов, что сравнимо с разбросом опытных данных.

На рис. 2, б результаты для преград из алюминиевых сплавов АД1-М и В65 сопоставляются с данными других авторов, полученными при более высоких v , но меньших d , и при меньших скоростях, но больших d . Для технического алюминия результаты с $d \leq 50$ мкм значительно отличаются от полученных при $d \geq 125$ мкм, для которых наблюдается хорошее соответствие между собой. Это означает, что при $d \leq 50$ мкм имеет место масштабный эффект, обусловленный повышенной прочностью поликристаллической мишени в малых объемах [11]. Таким образом, если эффект масштаба имеет место при $d \sim 0,1-1$ мм, то его влияние не превышает погрешности определения H/d при $v \sim 12-16$ км/с.

Вопрос о границе проявления масштабного эффекта важен по следующей причине. Для естественных метеоритов, среди которых большинство каменных, нижняя граница по скорости составляет ~ 10 км/с, а по массе, наиболее опасной для поражения космических конструкций — $\sim 0,1$ мг [2]. Поэтому для имитации натуральных условий необходимы частицы, моделирующие удар каменным метеоритом, с параметрами, превышающими указанные. Но в настоящее время возможно ускорение частиц из стекла до $v > 10$ км/с лишь при $m \ll 0,1$ мг [2, 9]. Поэтому, чтобы данные, полученные на частицах с $m \ll 0,1$ мг, можно было достоверно переносить на случай $m \geq 0,1$ мг, необходимо установить границу существенного проявления эффекта. Результаты работы, полученные при параметрах $m \approx 0,1$ мг, $v = 12,4$ км/с, находящимися на нижней границе указанного диапазона, позволяют при сопоставлении с данными других исследователей уточнить границу действия масштабного эффекта при взаимодействии стеклянных частиц с алюминиевыми преградами.

Данные подтверждают также вывод о существенном влиянии прочности преграды на размеры кратера и при высоких v [6]: глубина H в преграде из АД1-М примерно на 30%, а объем кратера в 2,3 раза больше, чем для В65 при $v = 12,4$ км/с.

Сравнение данных рис. 2, б с рядом теоретических и полуэмпирических зависимостей, связывающих H с характеристиками частицы и мишени, показывает, что наблюдается качественное согласие с зависимостями типа $H/d \sim v^\alpha$ при $\alpha \approx 2/3$. На рис. 2 приведены расчет по формуле Уолша с $\alpha = 0,58$ (прямая) и результаты расчета Бьерка (штриховая кривая, по [6]), аппроксимируемые при высоких v приведенным выражением с $\alpha \approx 1/3$. Складывается впечатление, что α при $v > 10$ км/с для мягкого алюминия уменьшается. Возможно, импульс частицы, а не энергия играет определяющую роль в формировании кратера при высоких v [2]. При существующей точности определения H/d , обусловленной разбросом размеров каверн и отсутствием прямого измерения диаметра ускоренной частицы, лишь при $v > 20-25$ км/с можно надеяться на более определенный вывод относительно значения параметра α и его зависимости от скорости удара.

О форме кратера. Если давление при ударе достаточно велико и энергия за фронтом ударной волны значительно превышает энергию связи атомов вещества, то в волне разгрузки, образующейся при ударе тела конечных размеров, материал частицы и вещество мишени испаряются. К. П. Станюкович высказал предположение, что при этом происходит резкое уменьшение скорости проникновения высокоскоростной

частицы в преграду и формируется «взрывной» кратер с $H/D < 0,5$, т. е. кратер как бы выполаживается [12].

Рассмотрим с этой точки зрения данные, полученные при взаимодействии стеклянных частиц с $v = 5,4; 7,8$ и $12,4$ км/с с мишенями из свинца, вещества с относительно низкой энергией связи ~ 1 кДж/г (первые два значения скорости получены при помощи газокумулятивного заряда [9]). Оценки параметров за фронтом волны в мишени на основе работ [12—14] показывают, что материал мишени полностью испаряется в волне разгрузки при $v = 12,4$ км/с. При меньших скоростях происходит либо частичное испарение ($v = 7,8$ км/с), либо оно вообще отсутствует ($v = 5,4$ км/с). Вещество частицы не испаряется при реализованных v . Однако во всех случаях кратер имеет форму полусферической выемки и $H/D = 0,5$. Таким образом, явление взрывного кратерообразования в однородной пластической мишени при испарении только материала мишени не наблюдается.

Автор признателен В. М. Титову за постановку задачи, В. П. Урушкину и И. А. Стадиченко за помощь при выполнении работы.

Поступила в редакцию
10/IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Титов, Ю. И. Фадеенко, Н. С. Титова. Докл. АН СССР, 1968, 180, 5, 1051
2. Высокоскоростные ударные явления. М., «Мир», 1973.
3. V. M. Titov, V. V. Silvestrov. Proc. IX-th Int. Shock Tube Symp., Stanford, 1973, p. 526.
4. В. В. Сильвестров, Н. Н. Горшков и др. ФГВ, 1975, 11, 5, 786.
5. В. В. Сильвестров, В. М. Титов. ФГВ, 1975, 11, 4, 655.
6. Д. Р. Сол. РТК, 1970, 8, 7, 69.
7. Игенбергс, Джекс, Шрайвер. РТК, 1975, 8, с. 73.
8. A. I. Hodges. Aeronaut. Sci., 1957, 24, 10, 755.
9. В. П. Урушкин, Н. Н. Горшков, В. М. Титов. ФГВ, 1977, 14, 3, 439.
10. А. П. Аникиева, Л. А. Мержиевский, В. М. Титов. ПМТФ, 1977, 3, 131.
11. А. Г. Базилевский, Б. А. Иванов.— В кн.: Механика образования воронок при ударе и взрыве. М., «Мир», 1977, 172.
12. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.
13. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
14. Л. В. Альтшулер, А. А. Баканова и др. ЖЭТФ, 1977, 73, 5 (II), 1866.

К РАСЧЕТУ ОБОЛОЧЕК ВЗРЫВНЫХ КАМЕР

В. В. Адисцев, В. М. Корнев
(Новосибирск)

Ниже представлен краткий обзор теоретических и экспериментальных работ, имеющих отношение к расчету оболочек взрывных камер, и приведены некоторые новые результаты.

1. Взрывная камера — это, как правило, геометрически закрытая на время подрыва оболочка цилиндрической (с плоскими, эллиптическими или сферическими днищами), сферической или какой-либо более сложной формы [1, 2]. Поскольку взрывные камеры предназначены для достаточно длительной эксплуатации, то конструктивные параметры камер должны быть выбраны таким образом, чтобы они удовлетворяли условиям заданной длительной прочности при заданных условиях многоциклового динамического нагружения.

Рекомендации по проектированию взрывных камер содержатся в работе [2], где показано, что изменение геометрических размеров обо-