

На рис. 3 приведены плотности потока излучения в различные моменты времени в сечениях, расположенных на расстояниях 75 и 90 мм от начала трубки, рассчитанные по измеренному распределению яркостной температуры на фронте с учетом поглощения жесткой части планковского спектра в холодном неоне из-за фотоэффекта.

Проведенные исследования показали, что применение компрессора Войтенко с параметрами, приведенными на рис. 1, в качестве взрывного источника света позволяет облучать мишени площадью до 4 см^2 потоками света с плотностью до $70 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ при полной энергии света за время облучения 30 Дж/см 2 .

Поступила в редакцию
18/VI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Ф. Жариков, И. В. Немчинов, М. А. Цикулин. ПМТФ, 1967, 1, 31.
2. Е. Г. Попов, А. А. Провалов, М. А. Цикулин. Докл. АН СССР, 1970, 194, 4, 805.
3. А. Е. Войтенко. Докл. АН СССР, 1964, 158, 6, 1278.
4. А. Е. Войтенко. ЖТФ, 1966, 36, 1, 178.
5. А. Е. Войтенко, И. Ш. Модель, И. С. Самойлов. Докл. АН СССР, 1966, 196, 3, 547.
6. H. D. Glepp, B. K. Gadowey. J. Appl. Phys., 1970, 41, 10, 4157.
7. Е. Г. Попов, М. А. Цикулин. ЖЭТФ, 1969, 57, 289.
8. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзэр. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
9. Е. Г. Попов. Канд. дисс. М., 1969.
10. И. Ш. Модель. ЖЭТФ, 1957, 32, 714.
11. Ю. А. Задеин, Е. Г. Попов, М. А. Цикулин. ЖЭТФ, 1968, 54, 112.

УДК 534.222.2

КУМУЛЯЦИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ПОЛОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА

В. Ф. Лобанов, Ю. И. Фадеенко

(Новосибирск)

При детонации цилиндрического заряда взрывчатого вещества (ВВ) с необлицованной полостью возникает поток продуктов детонации (ПД), движущийся в полости в том же направлении, что и детонационная волна, но с большей скоростью [1—3]; этот поток обладает значительными массой и энергией и может быть использован в ряде физических приложений [4—7]. На рис. 1 изображен в продольном разрезе заряд для метания твердых частиц с высокими скоростями [4—5]; заряд представляет собой литую трубку из взрывчатой смеси ТГ 50/50, инициируемую на одном из торцов вспомогательной шашкой ВВ (метаемая частица, не изображенная на рис. 1, помещается в сечении АА на оси заряда). Осциллограммы рис. 1, а, б изображают профили массовой скорости ПД, зафиксированные электромагнитным датчиком в сечении АА; рис. 1, а соответствует взрыву в воздухе, рис. 1, б — в вакууме 1—2 мм рт. ст. [8]. На осциллограммах различимы фронт воздушной ударной волны (УВ) t_0 , поверхность контакта сжатого воздуха с ПД t_1 , и следующий за ними фронт детонационной волны t_2 ; плато на осциллограммах соответствует значениям массовой скорости ПД 10—11 км/с. Плотность потока ПД составляет 0,05—0,25 г/см 3 [9].

Специальное исследование [10] показало, что столь высокие значения плотности не могут быть обеспечены разворотом течения в волне

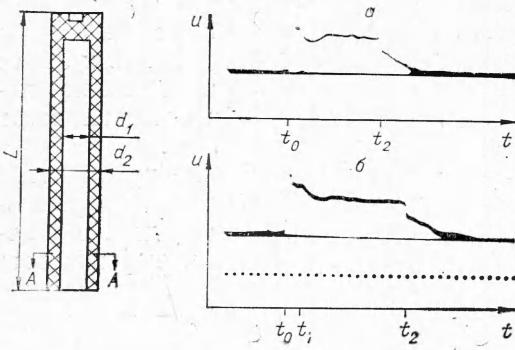


Рис. 1.

разрежения за фронтом детонации, следовательно, остается предложенное в [1] объяснение механизма явления, как образования кумулятивной струи ПД. Однако методические трудности не позволяли до сих пор проверить это предположение прямыми наблюдениями кумулятивной струи в цилиндрической зоне формирования кумулятивности (оптические наблюдения относительно слабо выраженной кумуляции в плоском

зазоре описаны в [3]). В связи с этим было предпринято численное моделирование явления.

Моделировалось неуставновившееся осесимметричное течение ПД вблизи детонационного фронта для заряда, аналогичного изображенному на рис. 1, заключенного в жесткую трубку. Исходная система уравнений для элемента разностной сетки объемом τ и с боковой поверхностью s имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= - \int_s \rho \vec{u} d\vec{s}, \\ \frac{d\vec{K}}{dt} &= - \int_s p d\vec{s} - \int_s \rho \vec{u} \vec{u} d\vec{s}, \\ \frac{dE}{dt} &= - \int_{\tau} p \nabla \vec{u} d\tau - \int_s \rho \varepsilon \vec{u} d\vec{s}, \end{aligned} \quad (1)$$

где M — масса; \vec{K} — импульс; E — внутренняя энергия; ρ — плотность; p — давление; ε — удельная внутренняя энергия; \vec{u} — скорость в системе координат, связанной с детонационным фронтом, который предполагается плоским и перпендикулярным образующей заряда и распространяющимся с постоянной скоростью D .

Уравнение состояния ПД было взято из [11]

$$p(\rho, \varepsilon) = a(1+b\rho) \exp(-d/\rho) + c(1+e\rho) \exp(-f/\rho) + g\rho\varepsilon.$$

Расчет производился в области $ANMLKB$ (рис. 2), где LM — фронт детонации, AB — ось симметрии, LK — жесткая стенка. Границные условия

$$\begin{aligned} v|_{LM} &= 0, \quad u|_{LM} = c_{\text{ЧЖ}}, \quad p|_{LM} = p_{\text{ЧЖ}}, \\ v|_{LK} &= 0, \quad v|_{AB} = 0, \quad v|_{NM} = 0, \end{aligned}$$

где u и v — осевая и радиальная составляющие скорости, $c_{\text{ЧЖ}}$ и $p_{\text{ЧЖ}}$ — скорость звука и давление в состоянии Чэпмена — Жуге. Необходимые для расчета значения параметров на границах AN и BK принимались равными соответствующим величинам из прилегающих ячеек. Взаимодействие струи со стенками непрореагировавшего ВВ не учитывалось. Двумерный расчет производился с момента выхода детонации на внутренний торец инициирующей шашки, поэтому в начальный момент распределение газодинамических величин в области $FBKL$ соответствует решению одномерной задачи, а в области $AFMN$ — вакуум. Значения параметров на границе раздела вакуума и ПД в процессе заполнения полости определялись из условий на свободной по-

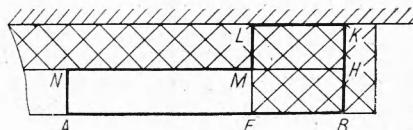


Рис. 2.

верхности. Методика расчета, использованная в работе, подробно описана в [12, 13].

На рис. 3 изображены поля скоростей и давлений вблизи детонационного фронта для одного из вариантов расчета (область $ABHN$ рис. 2). Картина течения качественно одинакова для различных соотношений d_1 и d_2 и характеризуется наличием точки разветвления потока (ВР), ударных волн SW_1 и SW_2 , зоны взаимодействия IZ основного потока и струи. Ударная волна SW_1 , образующаяся при отражении струи от стенки полости, и дальнейшая ее реверберация вызывают торможение струи и повышение статического давления в полости, величина которого зависит от геометрических параметров заряда. Это явление, а также наличие зоны взаимодействия и загрузки струи эродированным со стенок полости ВВ, возможно, являются причиной возникновения в полости так называемых вторичных ударных волн [3].

Реальную информацию о поле давлений передают численные значения (кбар), а изобары нанесены для наглядности.

Во всех вариантах расчета наблюдалась тенденция к установлению стационарного режима течения. Величины средних в поперечном сечении \bar{u} и $\bar{\rho}$ в процессе установления проходят соответственно через минимальное и максимальное значения. Типичные зависимости $\bar{u}(t)$ и $\bar{\rho}(t)$ даны на рис. 4; они хорошо согласуются с экспериментальными данными рис. 1 и [9].

За время детонации заряда длиной $L = 10 \div 15 d_1$ заметной неустойчивости течения в рассматриваемой области не наблюдалось.

Малость радиальных скоростей на достаточном удалении от фронта детонации дает возможность применения одномерной модели процесса. Основываясь на обнаруженной в расчетах тенденции к установлению течения можно предполагать, что окрестность фронта детонации стационарна. В предположениях об одномерности и стационарности течения система (1) упрощается до

$$\begin{aligned} \rho_0 D \beta &= \rho_2 u_2 + \rho_1 u_1 (1 - \beta), \\ \rho_0 D^2 \beta &= (\rho_2 u_2^2 + p_2) - (\rho_1 u_1^2 + p_1) (1 - \beta), \\ u_1^2 + 2h_1 &= u_2^2 + 2h_2 = U^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где индексами 1 и 2 обозначены соответственно значения параметров в струе и в основном потоке ПД; положительные значения $u_{1,2}$ соответствуют оттоку от фронта детонации; ρ_0 — начальная плотность ВВ; коэффициент заполнения $\beta = (d_2^2 - d_1^2)/d_2^2$; $U^2 = D^2 + 2Q$ (Q — удельная энергия взрыва ВВ); h — энтальпия; взаимодействие струи с непрореагировавшим ВВ не учитывается. В системе (2), дополненной уравнением состояния ПД

$$h = h(p, \rho),$$

число неизвестных больше числа уравнений, поэтому две неизвестные будут входить в решение в качестве свободных параметров. Условие $u = c$, ограничивающее стационарную зону плоской детонационной волны [14], оказывается неприменимым для основной ветви течения со струей. Предположим, что

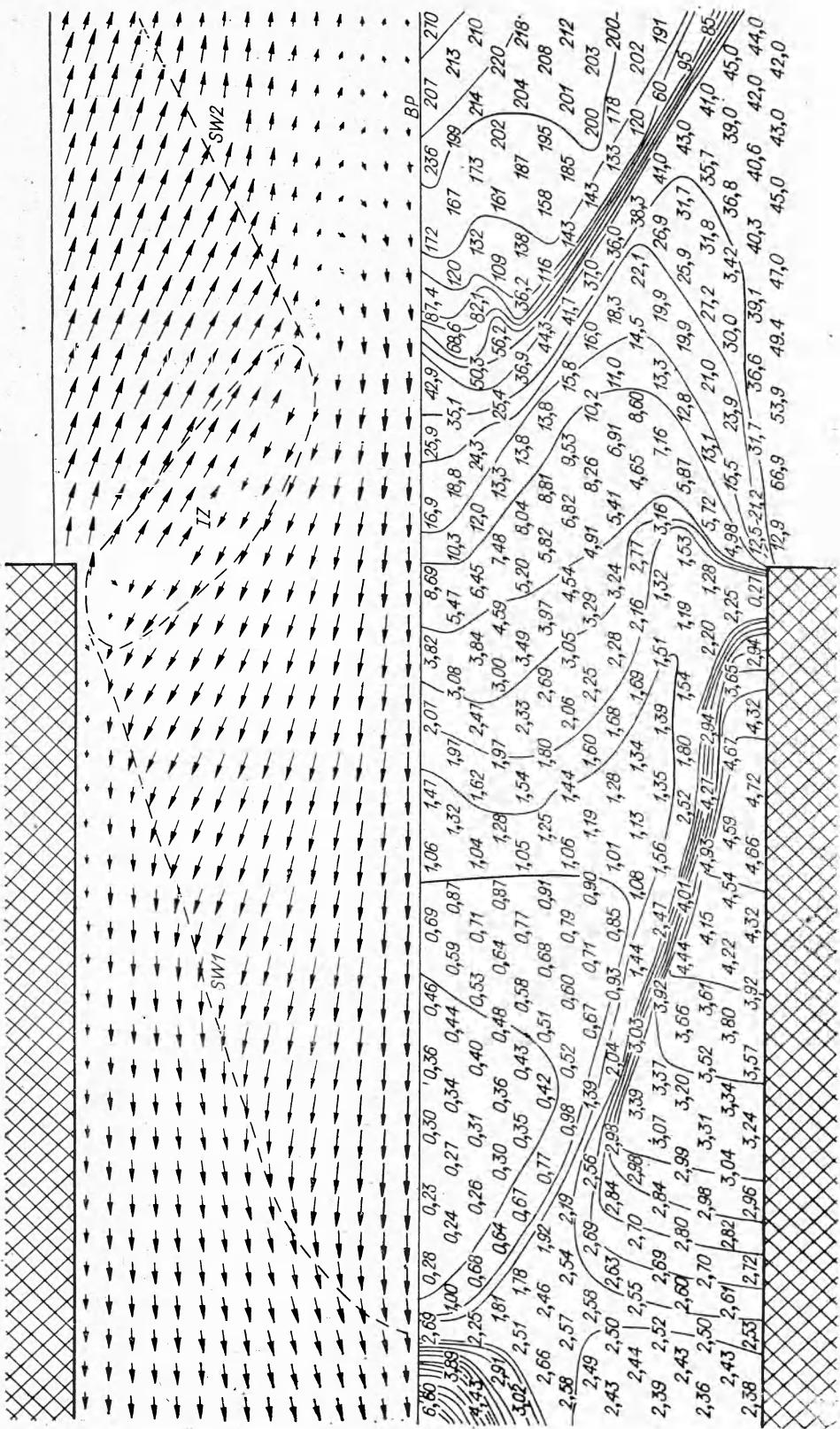
$$D^2 = 2(n^2 - 1)Q, \quad n \approx 3, \quad (3)$$

и для достаточно сильно разгруженных ПД (β мало)

$$h = \frac{\gamma p}{(\gamma - 1)\rho} = \frac{c^2}{(\gamma - 1)}, \quad \gamma \approx 4/3. \quad (4)$$

Тогда из (2) — (4) следует

$$\rho_1 \sim \left[u_2^2 - Du_2 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} (U^2 - u_2^2) \right]. \quad (5)$$



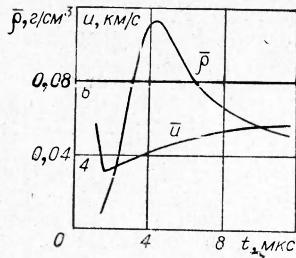


Рис. 4.

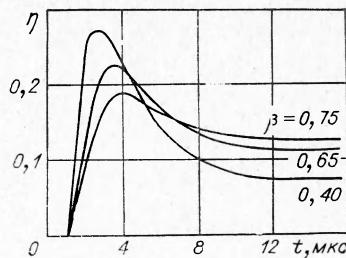


Рис. 5.

Из (5) и условия $\rho_1 > 0$ вытекает невозможность реализации режимов течения, для которых u_2 лежит в интервале

$$\frac{\gamma D}{\gamma + 1} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{n^2(\gamma^2 - 1)}{\gamma^2(n^2 - 1)}} \right] < u_2 < \frac{\gamma D}{\gamma + 1} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{n^2(\gamma^2 - 1)}{\gamma^2(n^2 - 1)}} \right], \quad (6)$$

а значение u_2 , соответствующее условию

$$u_2^2 = c_2^2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \cdot \frac{n^2}{n^2 - 1} \cdot D^2,$$

как раз попадает в этот интервал. Режимы с малыми u_2 , допускаемые (6), соответствуют течениям, поддержанным высокоскоростным поршнем. Следовательно, в действительности реализуются режимы

$$\frac{\gamma D}{\gamma + 1} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{n^2(\gamma^2 - 1)}{\gamma^2(n^2 - 1)}} \right] < u_2 < U.$$

Для предельного режима полной разгрузки

$$p_{1,2} = h_{1,2} = 0, \quad u_{1,2} = U,$$

Система (2) в этом случае решается до конца; оказывается, что

$$\rho_{1,2} = \frac{\rho_0 \beta D}{2U} \left(1 \mp \frac{D}{U} \right).$$

Введем коэффициент полезного действия заряда, равный относительной доле энергии взрыва, передаваемой струе

$$\eta = \frac{(1 - \beta)}{\beta \rho_0 D Q} \left\{ \rho_1 u_1 \left[\frac{(u_1 + D)^2}{2} + h_1 \right] + p_1 D \right\}.$$

В режиме полной разгрузки для типичных конденсированных ВВ η близко к 1. Однако этот высокоэффективный режим, по-видимому, не реализуется из-за того, что температура основного потока и энталпия h_2 остаются конечными при $\beta \rightarrow 0$.

На рис. 5 приведены типичные зависимости η от времени, полученные в численных экспериментах для зарядов с различными β (используемый метод расчета позволяет обследовать интервал $0,4 \leq \beta \leq 0,75$).

Авторы благодарны В. М. Титову и Г. А. Швецову за полезные обсуждения и предоставление данных рис. 1.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. W. Woodhead. Nature, 1947, **160**, 4071, 644.
2. M. Kirsch, G. Papineau-Couture, C. A. Winkler. Canad. J. Res., 1948, Sect. B, **26**, 5, 435.
3. А. С. Загуменнов, Н. С. Титова и др. ПМТФ, 1969, 2, 79.
4. В. М. Титов, Ю. И. Фадеенко, Н. С. Титова. Докл. АН СССР, 1968, **180**, 5, 1051.
5. В. М. Титов, Г. А. Швецов. ФГВ, 1970, **6**, 3, 401.
6. И. Ф. Жаринов, И. В. Немчинов, М. А. Цикулин. ПМТФ, 1967, 1, 31.
7. Г. В. Пряхин, В. М. Титов, Г. А. Швецов. В сб. «Динамика сплошной среды». Вып. 3. Новосибирск, 1969, стр. 111.

8. Г. В. Пряхин, В. М. Титов, Г. А. Швецов. ПМТФ, 1971, 3, 137.
9. В. В. Сильвестров, В. П. Урушкин. В сб. «Динамика сплошной среды». Вып. 7. Новосибирск, 1971, стр. 125.
10. В. Ф. Лобанов, Ю. И. Фадеенко. В сб. «Динамика сплошной среды». Вып. 7. Новосибирск, 1971, стр. 172.
11. J. W. Kiguchi et al. Proc. 4-th (Intern.) Symposium on Detonation. Office of Nav. Res.—Dept. of the Navy, ACR—126, Washington, 1966, 3.
12. Ф. Н. Харлоу. В сб. «Вычислительные методы в гидродинамике». М., «Мир», 1967.
13. Н. Н. Анучина. В сб. «Численные методы механики сплошной среды». Т. 1, № 4, Новосибирск, 1970.
14. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.

УДК 622.235.5

О ПЛОСКОЙ ВОЛНЕ РАЗРУШЕНИЯ

B. M. Кузнецов

(Новосибирск)

Рассмотрим волну разрушения в случае плоской деформации. Обозначим через ε_x , ε_y , ε_{xy} компоненты тензора деформации, ($\varepsilon_z=0$, $\varepsilon_{xz}=0$, $\varepsilon_{yz}=0$). Пусть на линии Γ_1 выполняется некоторое условие разрушения: $f(\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_{xy})=0$. Процесс разрушения происходит за конечное время в слое между линиями Γ_1 и Γ_2 (рис. 1).

Выделив участок размером много меньше радиуса кривизны, можно считать линии Γ_1 и Γ_2 прямыми. Предположим, что на этом участке образуется достаточно много трещин, расположенных симметрично относительно друг друга на расстоянии h_2 . Проведя прямые AB и CD через трещины и их продолжения, можно рассматривать распространение трещины в прямолинейной полосе. Предположим, что процесс стационарный и обозначим через c скорость развития трещины и, следовательно, нормальную скорость движения линий Γ_1 и Γ_2 . Очевидно, что полосе шириной h_2 в разрушенной области среды соответствует по-

лоса h_1 — неразрушенной. Предположив, что массовая скорость v , нормальная к линиям Γ_1 и Γ_2 , постоянна вдоль отрезков AD и CB , запишем закон сохранения количества вещества в виде равенства потоков материи через отрезки линий Γ_1 и Γ_2 размером h_1 и h_2

$$\rho_1 h_1 (c - v_1) = \rho_2 h_2 (c - v_2) \equiv j. \quad (1)$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к состоянию среды соответственно справа и слева от поверхностей Γ_1 и Γ_2 .

$$\rho_i = \rho_0 (1 - \varepsilon_{xi} - \varepsilon_{yi}), \quad h_i = h_0 (1 + \varepsilon_{yi}), \quad i = 1, 2. \quad (2)$$

Здесь индекс 0 относится к параметрам в ненагруженном состоянии.

Ограничивааясь случаем малых деформаций, получаем из (1) и (2):

$$v_2 - v_1 = (\varepsilon_{x1} - \varepsilon_{x2}) \cdot (c - v_1). \quad (3)$$

Изменение количества движения выделенного элемента в единицу времени составляет с учетом (2) и (3)

$$j(v_2 - v_1) = \rho_0 h_0 (\varepsilon_{x1} - \varepsilon_{x2}) \cdot (c - v_1)^2. \quad (4)$$

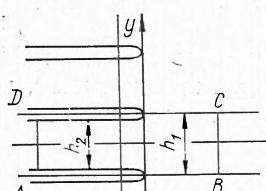


Рис. 1.

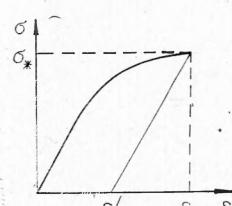


Рис. 2.