

скорость шаров. На фиг. 6 приведена расчетная зависимость нормальной к поверхности заряда скорости шаров V_n от параметра σ_0 (сплошная кривая); приведены также усредненные по нескольким опытам экспериментальные данные с указанием разброса результатов. Сравнение показало удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных данных.

Авторы выражают благодарность Ю. И. Фадеенко, в обсуждениях с которым возникла и уточнялась постановка рассмотренной задачи.

Поступила 16 III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Hill R., Paek D. C. An investigation, by the method of characteristics, of the lateral expansion of the gases behind a detonation slab of explosive.— «Proc. Roy. Soc.», 1947, ser. A, N 1027.
2. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
3. Дерibas А. А., Кузьмин Г. Е. Движение металлической трубки под действием продуктов взрыва.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. VIII. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
4. Кацкова О. Н., Шмыглевский Ю. Д. Осесимметрическое сверхзвуковое течение свободно расширяющегося газа с плоской переходной поверхностью.— В кн.: Вычислительная математика. М., Изд-во АН СССР, 1957.
5. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Челышев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
6. Лобанов В. Ф., Фадеенко Ю. И. Разлет реальных продуктов детонации с боковой поверхности заряда.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. VII. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
7. Walther W. A., Sternberg H. M. The Chapman—Jouget isentrope and the underwater shock wave performance of pentolit.— In: Proc 4th Symposium (Internat.) on Detonation. White Oak Md., 1965. Washington, Offic Navel Res., 1967.
8. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971, с. 423.
9. Hodges A. I. The drag coefficient of very high velocity spheres.— «J. Aeronaut. Sci.», 1957, vol. 24, N 10, p. 755.
10. Титов В. М., Фадеенко Ю. И. Сквозное пробивание при метеоритном ударе.— «Космические исследования», 1972, т. 10, № 4, с. 589.

УДК 534.222.2

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ДВУХСЛОЙНОЙ ДЕТОНАЦИИ

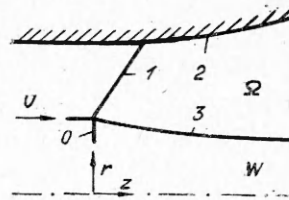
А. М. Мардашев

(Новосибирск)

В удлиненных зарядах взрывчатого вещества (ВВ) с продольными каналами может возникнуть сверхскоростной самоподдерживающийся процесс, если в веществе, заполняющем канал, распространяется достаточно интенсивная ударная волна. Для усиления эффекта заряд может быть облицован и изолирован от внешней среды оболочкой. Канальная волна в такой системе выполняет функцию инициирующего источника и поддерживается за счет обжатия центрального потока позади фронта расширяющихся продуктами реакции. Общая схема и принципиальное обоснование этого процесса, названного «двухслойной детонацией», предложены в [1]. Подтверждение реального существования двухслойной детонации содержится в [2—4].

С целью конкретизации газодинамического взаимодействия двух слоев в [5] рассмотрена детонация цилиндрической системы с трубчатым зарядом из чувствительного ВВ. Предложена процедура для численного расчета параметров двухслойной детонации в случае, когда скорость процесса значительно превышает скорость детонации ВВ. Аналитический способ расчета [6], основанный на предположении равномерного распределения параметров в критическом сечении, имеет более широкое применение.

1. Схема процесса и постановка задачи. Для исследования двухслойной детонации в цилиндрических системах рассмотрим идеализированный осесимметричный процесс, схематически изображенный на фиг. 1. Данная схема относится к системам с чувствительными зарядами. В лабораторной системе отсчета процесс стационарен, т. е. не меняется со временем. Слева поступают два слоя вещества со скоростью $U > D$, где D — нормальная скорость детонации ВВ. Фронт ударной волны 0 вызывает мгновенное инициирование ВВ, вследствие которого фронт детонации 1 выстраивается под некоторым углом, определяющимся отношением D/U . В области W центральный поток получает дополнительное сжатие, необходимое для поддержания головной волны. Область продуктов детонации (ПД) Ω имеет с центральным потоком и оболочкой четкие границы 2 и 3 .



Ф и г. 1

В соответствии с приведенной схемой можно считать, что в областях W и Ω справедливы двумерные стационарные уравнения газовой динамики при естественных граничных условиях: на 0 — соотношения Гюгонио; на 1 — состояние на детонационном фронте; на 2 и 3 — условия на контактных поверхностях и уравнение импульса, характеризующее движение оболочки. В цилиндрической системе координат $r - z$, связанной с осью симметрии и фронтом головной волны 0 , соответствующие уравнения для политропного газа (κ) в области Ω имеют вид

$$(1.1) \quad \begin{aligned} u \partial \rho / \partial r + \omega \partial \rho / \partial z + \rho (\partial u / \partial r + \partial \omega / \partial z + u/r) &= 0, \\ u \partial u / \partial r + \omega \partial u / \partial z + (1/\rho) \partial p / \partial r &= 0, \\ u \partial \omega / \partial r + \omega \partial \omega / \partial z + (1/\rho) \partial p / \partial z &= 0, \\ u \partial p / \partial r + \omega \partial p / \partial z + \kappa p (\partial u / \partial r + \partial \omega / \partial z + u/r) &= 0, \end{aligned}$$

где u и ω — радиальная и осевая составляющие скорости, остальные обозначения общеприняты. Проведем в системе (1.1) замену независимой переменной z на t по формуле

$$z = Ut.$$

Отбросив затем в уравнениях члены вида $\partial(\omega/U - 1)F/\partial t$, получим одномерную систему уравнений газовой динамики и одно уравнение относительно ω , которое в дальнейшем не рассматривается,

$$(1.2) \quad \begin{aligned} \partial \rho / \partial t + u \partial \rho / \partial r + \rho (\partial u / \partial r + u/r) &= 0, \\ \partial u / \partial t + u \partial u / \partial r + (1/\rho) \partial p / \partial r &= 0, \\ \partial p / \partial t + u \partial p / \partial r + \kappa p (\partial u / \partial r + u/r) &= 0. \end{aligned}$$

Система (1.2) применима по крайней мере для таких процессов, при которых $U \gg D$. Считая это ограничение выполненным, сформулируем соответствующие граничные условия.

Параметры на границе 1 задаем состоянием на сильной детонационной волне, определяющимся значениями κ , D и плотностью ВВ ρ_1 :

$$(1.3) \quad \rho_D = [(\kappa + 1)/\kappa] \rho_1, \quad p_D = \rho_1 D^2 / (\kappa + 1), \quad u_D = D / (\kappa + 1).$$

Чтобы получить одно из граничных условий на границе 2, считаем центральный поток также политропным газом (γ) и, учитывая, что при $U \gg D$ поперечные скорости пренебрежимо малы по сравнению с продольными, описываем этот поток простыми уравнениями квазиодномерной модели

$$(1.4) \quad \begin{aligned} \omega^2/2 + [\gamma/(\gamma - 1)]p/\rho &= \text{const}, \\ p/\rho^\gamma &= \text{const}, \quad \rho\omega(f/r_0)^2 = \text{const}, \end{aligned}$$

где f — текущий радиус центрального потока, начальный радиус которого обозначен через r_0 . По мере необходимости f будем считать либо функцией t , либо функцией z . Константы в правых частях (1.4) определяются через параметры на сильной ударной волне 0:

$$(1.5) \quad \begin{aligned} \rho_y &= [(\gamma + 1)/(\gamma - 1)]\rho_0, \quad p_y = [2/(\gamma + 1)]\rho_0 U^2, \quad \omega_y = [(\gamma - 1)/(\gamma + 1)]U, \\ \text{где } \rho_0 &\text{ — плотность невозмущенного потока. Разрешая систему (1.4) относительно } p \text{ и } f, \text{ получаем искомое граничное условие} \\ [4\gamma/(\gamma - 1)^2](p/p_y)^{(\gamma+1)/\gamma} - [(\gamma + 1)/(\gamma - 1)]^2(p/p_y)^{2/\gamma} + (r_0/f)^4 &= 0. \end{aligned}$$

На границе 3 используем уравнение импульса для движущейся оболочки, которое можно получить, основываясь на уравнениях несжимаемой идеально пластической среды,

$$(1.6) \quad mdu(\varphi)/dt = p(\varphi) - Y\delta/\varphi,$$

где m — масса оболочки, приходящаяся на единичную площадку граничной поверхности; Y — динамический предел текучести; δ — переменная толщина оболочки; φ — текущий радиус внутренней границы оболочки.

К выписанным граничным условиям на поверхностях 2 и 3 присоединяем уравнения непротекания

$$(1.7) \quad df/dt = u(f), \quad d\varphi/dt = u(\varphi).$$

Итак, в одномерном приближении при известном U ставится задача (1.2), (1.3), (1.5) — (1.7) определения неизвестных функций ρ , p , u в трансформированной области Ω , а также нахождения ее границ f и φ , решение которой после перехода к прежней переменной z определяет параметры двухслойной детонации.

2. Вычислительная процедура. В исходных данных варьируем свободный параметр U и решаем численно возникающие задачи. Решение каждой последующей задачи должно все ближе быть к искомому, которое отличается тем, что в центральном потоке достигается скорость звука относительно канальной волны. Это условие необходимо для стационарности дозвукового потока за скачком. Исходя из уравнений (1.4), можно показать, что скорость звука в рассматриваемом квазиодномерном потоке достигается только в некотором определенном сечении максимального сжатия, называемого критическим, радиус которого r_* вычисляется предварительно по формуле

$$(2.1) \quad r_*/r_0 = [(\gamma - 1)/(\gamma + 1)]^{1/4} [2\gamma/(\gamma + 1)]^{1/(2(\gamma-1))}.$$

Близость к искомому решению прослеживаем по разности $r_m - r_*$, где r_m — радиус максимального сжатия центрального потока в численном решении. При подборе свободного параметра делается предположение о непрерывной зависимости решения от начальных данных, что с учетом некоторых физических соображений позволяет по результатам очередного расчета оценивать варьируемый параметр для следующего шага.

Отметим основные моменты численного алгоритма, применяемого для решения возникающих задач.

В области Ω имеются две особые точки: точка инициирования, где начинается расчет, и точка отражения детонационной волны от оболочки. Так как решения задач о распадах плоского и криволинейного разрывов в достаточно малом интервале времени сколь угодно близки, то неизвестные функции в окрестностях указанных точек определяются решениями следующих одномерных задач: 1) о движении продуктов детонации, возникающем между фронтом сильной детонационной волны, инициированной на поверхности полубесконечного заряда, и свободной поверхностью с заданным на ней давлением; 2) об отражении сильной детонационной волны от плоской деформируемой преграды.

Трудности расчета, связанные с подвижной кусочно-гладкой границей, преодолеваются с помощью методики, предложенной в [7], которая, однако, в чистом виде не применима для нахождения разрывного решения. Поэтому после отражения детонационной волны от оболочки, где начинается разрывное решение, параллельно проводится сглаживание [8].

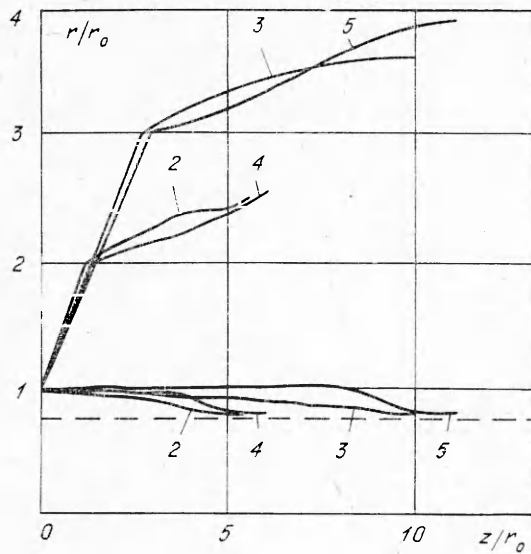
Численный алгоритм контролирует также точность вычислений. В некоторые моменты t на основе дискретных значений параметров численного решения определяются погрешности в интегральных законах сохранения массы и энергии, которые затем относятся к массе и химической энергии заряда, приходящихся на единицу его длины. Получаемые таким образом относительные ошибки выдаются на печать. Более подробно основные моменты численного алгоритма изложены в [5].

3. Результаты проведенных расчетов. Описанная выше процедура применялась для приближенного вычисления параметров двухслойной детонации в реальной ситуации. Проведенные расчеты позволили выявить возможность получения больших скоростей при нагружении жидкого водорода зарядом прессованного гексогена. С этой целью было выбрано одиннадцать вариантов исходных данных, соответствующих цилиндрическим системам с различными по объему зарядами, заключенными в дюралюминиевую, стальную или абсолютно жесткую оболочку. Причем для жидкого водорода $\gamma = 1,4$ и $1,67$. Два параметра, относящиеся к ВВ, оставались неизменными: $\kappa = 3$, $D = 8,5$ км/с. Скорость U и другие параметры двухслойной детонации определялись параметрами той задачи, для которой $r_m - r_* \leq 0,02r_0$. При решении очередной задачи с уменьшенным U на $0,1$ км/с текущий радиус f принимал значение r_* , но при $df/dt < 0$.

Основные полученные результаты при $\gamma = 1,4$ содержатся в табл. 1, где ρ_2 — плотность материала оболочки; r_1 — внешний радиус заряда; δ_0 — начальная толщина оболочки; a и λ — эмпирические константы в выражении линейной зависимости скорости ударной волны через массовую скорость на фронте для материала оболочки; z_m — расстояние от фронта канальной волны до сечения максимального сжатия центрального потока (последний параметр характеризует погрешность модели, связан-

Таблица 1

Номер варианта	ρ_0 , г/см ³	ρ_1 , г/см ³	ρ_2 , г/см ³	r_1/r_0	δ_0	a , км/с	λ	γ , кб/р	z_m/r_0	U , км/с
1	0,070	1,72	7,8	1,4	0,5	3,8	1,58	9,8	2,8	10,1
2	0,071	1,68	2,78	2	1	5,32	1,33	3,9	5,6	10,9
3	0,071	1,68	2,78	3	1	5,32	1,33	3,9	10,0	11,4
4	0,071	1,68	7,85	2	1	4,56	1,49	9,8	6,1	11,5
5	0,071	1,68	7,85	3	1	4,56	1,49	9,8	11,2	11,9
6	0,070	1,72	—	1,4	—	—	—	—	4,9	12,9
7	0,071	1,68	—	2	—	—	—	—	11,4	15,8



Ф и г . 2

ную с пренебрежением массообмена между ПД и веществом центрального потока). Отсюда видно, что при выбранных исходных данных разброс по скоростям сравнительно невелик (в пределах 10,1 — 15,8 км/с). Степень влияния r_1 , ρ_2 на z_{r_1} и U различна. Так, при увеличении толщины ВВ с r_0 до $2r_0$ расстояние z_{r_1} примерно удваивается, в то время как U возрастает меньше чем на 0,5 км/с. Максимальный прирост U связан с неподвижностью оболочки, что подтверждается сравнением первых двух вариантов с двумя последними.

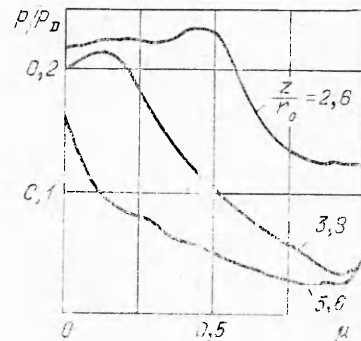
Согласно предположениям используемой модели, наиболее точно реальные параметры двухслойной детонации оцениваются вариантами с наибольшими U при наименьших z_m . По этому принципу можно выделить несколько вариантов с близкими U и z_m . В частности, вариант $z_m/r_0 = 5,6$, $U = 10,9$ км/с отвечал условиям физического эксперимента [4]. Средняя скорость наблюдавшегося процесса практически совпала с расчетной. Из проведенных расчетов и аналитических формул работы [6] следует, что возможности получения очень больших скоростей в рассматриваемых системах ограничены: предельная скорость, вычисленная при $r_1 \rightarrow \infty$ по формулам [6], равна 22,82 км/с.

На фиг. 2 изображены границы ПД в переменных r/r_0 и z/r_0 для вариантов с подвижной оболочкой и $\gamma = 1,4$; штриховая линия соответствует значению $r/r_0 = 0,7747$, полученному для данного γ из выражения для r_*/r_0 (2.1) (цифры указывают номера вариантов). Наклон границы центрального потока к оси симметрии df/dz (безразмерная величина) принимает отрицательные и положительные (но всегда небольшие) значения. Выясняется, что для всех вариантов справедлива оценка

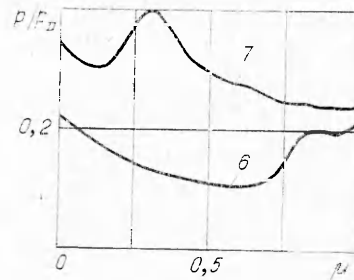
$$(3.1) \quad |df/dz| \leq 0,21.$$

Соответствующая оценка для наклона границ ПД с оболочкой не хуже (3.1), что оправдывает использование на боковых границах ПД одномерных граничных условий (1.5), (1.6).

Результаты расчетов при $\gamma = 1,67$ качественно не отличаются от значений при $\gamma = 1,4$ и потому здесь не приводятся.



Ф и г . 3



Ф и г . 4

Обсуждаемые результаты получены на сетке с двадцатью расчетными точками по пространственной переменной. Отклонения в балансах массы и энергии в вариантах с подвижными оболочками не превосходили 4,5%, при этом r_m и z_m определялись с удовлетворительной точностью. Так, в контрольном расчете второго варианта на сетке, измельченной в два раза, относительные ошибки уже не превосходили 2%. При том же U , полученном на исходной сетке, r_m изменилось лишь в четвертом знаке после запятой, а z_m уменьшилось на $0,077 r_0$. Для этого случая на фиг. 3 представлены распределения p/p_D в некоторых поперечных сечениях ПД относительно безразмерной переменной $\mu = (r - f)/(\varphi - f)$, $f \leq r \leq \varphi$, видно, что при $z/r_0 = 2,6$ отраженная от оболочки волна слабая, но имеющаяся неравномерность распределения давления сохраняется до критического сечения ($z/r_0 = 5,6$). Неравномерность распределения давления в критическом сечении характерна для всех вариантов и более всего проявляется в двух последних вариантах с неподвижными оболочками. Безразмерные профили давлений в критическом сечении для них изображены на фиг. 4, где цифры над кривыми — номера вариантов.

4. К обоснованию одномерного приближения. Предложенный способ расчета параметров двухслойной детонации основывается на численном решении уравнений (1.2). В целях обоснования данного приближения оценим в расчетной области величину $(\omega/U - 1)$.

На детонационном фронте осевая составляющая скорости известна

$$(4.1) \quad \omega_D = U - [1/(\kappa + 1)]D^2/U.$$

По мере расширения ПД средняя скорость ω монотонно растет до некоторой величины ω_* в критическом сечении. Для вариантов с неподвижными оболочками ω_* вычисляется непосредственно по аналитическим формулам работы [6], которые справедливы при любых соотношениях U и D . С незначительными поправками эти же формулы годятся и для вариантов с подвижными оболочками. Дополнительно должны быть известны импульс G_1 , передаваемый оболочке в осевом направлении за единицу времени, и φ_1 — значение φ в критическом сечении. В том случае, когда центральное вещество химически не реагирует, а числа Маха M канальной волны достаточно велики (можно не учитывать величины порядка $1/M^2$), получаются простые уравнения для скоростей ω_* и U

$$(4.2) \quad \begin{aligned} \omega_*/U &= \alpha - \beta/(\kappa + 1), \\ (D/U)^2 &= 1 + \kappa^2(\alpha^2 - 1) - (\beta - \alpha)^2, \\ \alpha &= 1 + RZG(1 + G_1/G_0), \quad \beta = RPS(\kappa + 1), \end{aligned}$$

где $R = \rho_0/\rho_1$; $Z = r_0^2/(r_1^2 - r_0^2)$; $S = (\varphi_1^2 - r_*^2)/(r_1^2 - r_0^2)$; G_0 — импульс, передаваемый центральному потоку в осевом направлении за единицу времени; G и P — функции γ , имеющие вид

$$G = 1 - \frac{V\gamma^2 - 1}{\gamma}, \quad P = \frac{2}{\gamma + 1} \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \right)^{\gamma/(\gamma - 1)}.$$

Для отношений D/U и ω_*/U выделяется область определения

$$(4.3) \quad \alpha \geq 1, \quad \beta \geq 0, \quad \alpha \geq \beta.$$

Первые два ограничения (4.3) вытекают из физического смысла исходных данных, которые определяют α и β ; третье — условие наличия сверхзвукового потока ПД в критическом сечении.

В численных экспериментах с жидким водородом имелось в виду, что его начальное давление порядка атмосферы. Полученные значения

скоростей канальных волн дают $M \geq 10$, что позволяет пользоваться формулами (4.2).

Пусть в рассчитанных выше одиннадцати вариантах Q_0 и Q_1 — численные значения работ, совершенных ПД на единичной длине внутренней и внешней поверхности. Справедливы соотношения

$$G_0 = \int_{r_0}^{r_*} p 2\pi f df \simeq Q_0, \quad G_1 \simeq Q_1,$$

которые делают возможным вместо G_1/G_0 в выражения для α привлекать Q_1/Q_0 . Если использовать в качестве φ_1 численные значения φ при z_m , то можно вычислять α и β и, следовательно, ω_* и U .

Исходные данные и результаты вычислений по формулам (4.2) при $\gamma = 1,4$ приведены в табл. 2, где видно, что все пары α и β удовлетворяют

Т а б л и ц а 2

Номер варианта	R	Z	Q_1/Q_0	φ_1/r_0	S	α	β	ω_*/U	U, км/с
1	0,041	1,042	1,54	1,6	2,042	1,032	0,162	0,99	9,3
2	0,042	0,333	4,79	2,49	1,867	1,024	0,152	0,99	10,3
3	0,042	0,125	12,0	3,57	1,518	1,020	0,124	0,99	11,3
4	0,042	0,333	3,96	2,58	2,019	1,021	0,164	0,98	10,5
5	0,042	0,125	10,12	3,89	1,816	1,017	0,148	0,98	11,4
6	0,041	1,042	0	1,4	1,417	1,013	0,113	0,98	13,0
7	0,042	0,333	0	2	1,133	1,004	0,092	0,98	17,3

неравенствам (4.3), а отношения ω_*/U близки к единице. С учетом (4.1) устанавливается, что для всех вариантов

$$-0,02 \geq \omega/U - 1 \geq -0,2.$$

При таком ограничении, как показывает сравнение значений U из табл. 1 и 2, полученных разными способами, члены вида $\partial(\omega/U - 1)F/\partial t$ существенно не влияют на скорость двухслойной детонации. Различие в последнем варианте возникло, по-видимому, за счет неравномерности параметров в критическом сечении.

В общем случае из (4.1), (4.2) следует

$$\max_{D/U=\text{const}} \left(\frac{\omega_*}{U} - 1 \right) = \sqrt{1 + \frac{1}{\kappa^2 - 1} \left(\frac{D}{U} \right)^2} - 1 \geq \frac{\omega}{U} - 1 \geq -\frac{1}{\kappa + 1} \left(\frac{D}{U} \right)^2.$$

Эти соотношения обосновывают возможность применения одномерного приближения не только в случае $U \gg D$, но и когда U сопоставимо с D .

Следует отметить, что для определенности граничных условий возникающих задач относительно входных параметров ρ_0 и U требуется лишь знать произведение $\rho_0 U^2$. Этот факт позволяет распространить численные результаты на процессы, в которых ρ_0 и U меняются в широких пределах, но так, что $\rho_0 U^2$ остается постоянным.

Автор выражает благодарность В. В. Митрофанову за инициативу выполнения данной работы.

Поступила 22 IV 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Митрофанов В. В. О сверхскоростной детонации в зарядах с продольными каналами. — ФГВ, 1975, т. 11, № 1.
2. Merjievskij L. A., Chistjakov V. P., Fadeenko Ju. I. Detonation of cylindrical charge with Li-filled cavity. Paper presented at the V Intern. Colloquium on Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems. Bourges, France, 1975.

3. Titov V. M., Bordzilovskij S. A., Sil'vestrov V. V. Shock compression of liquid hydrogen at various experimental geometries. Paper presented at the V Intern. Colloquium on Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems. Bourges, France, 1975.
4. Сильвестров В. В., Урушкин В. П. Детонация трубчатых зарядов ВВ в жидком водороде.— ФГВ, 1977, т. 13, № 1.
5. Мардашев А. М., Митрофанов В. В. Поддержание ударной волны в канале трубчатого заряда из чувствительного ВВ с оболочкой.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 17. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1974.
6. Mitrophanov V. V. Detonation of two-layer systems. Paper presented at the V Intern. Colloquium on Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems. Bourges, France, 1975.
7. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. М., «Наука», 1974.
8. Кузнецов Н. Н., Старова Е. Н., Туманов В. Г. О методе сглаживания.— В кн.: Вычислительные методы и программирование. Вып. 19. М., изд. Моск. ун-та, 1972.

УДК 532.593; 541.182.3

ФОРМИРОВАНИЕ ПЛОСКОЙ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В АЭРОВЗВЕСИ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ

*А. Д. Гольцикер, С. В. Тараканов,
О. М. Тодес, С. А. Чивилихин*

(Ленинград)

Анализ распространения стационарной ударной волны в аэровзвеси [1—4] показал, что позади ударного фронта имеется довольно широкая зона релаксации, в которой взвешенные частицы постепенно ускоряются газовым потоком. В этой зоне идет прогрев частиц до температуры газа, выделение тепла за счет работы сил трения, а также возможны и различные фазовые переходы, например плавление и испарение частиц аэровзвеси. Получение аналитического решения совокупности дифференциальных уравнений, описывающих газ и частицы, весьма затруднительно; как правило, решения для различных частных случаев находились с помощью ЭВМ.

Рассмотрение вопроса о нестационарном участке формирования ударной волны в аэровзвеси, например, когда ударная волна, идущая в чистом газе, налетает на область, заполненную аэровзвесью, представляет еще большие математические трудности.

При малой объемной концентрации частиц передний фронт ударной волны входит в аэровзвесь практически без изменений. Однако контактных поверхностей сразу становится уже две — граница движущегося облака частиц и граница раздела между первоначально (до прихода ударной волны) запыленным и чистым газом*. Начавшие двигаться частицы создают в окружающей среде возмущения — волны разрежения и сжатия. Поскольку в ударной волне передний фронт перемещается относительно движущегося сзади газа со скоростью, меньшей, чем скорость звука, то эти возмущения догоняют фронт и начинают его деформировать. Нако-

* Вторую границу естественно назвать газовой контактной поверхностью. Ясно, что ее траектория есть траектория движения порции газа, находившейся в начальный момент на неподвижной поверхности раздела газа и аэровзвеси.