

8. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.— 704 с.
9. Кук М. А. Наука о промышленных взрывчатых веществах: Пер. с англ. под ред. Г. П. Демидюка, Н. С. Бахаревица.— М.: Недра, 1980.— 453 с.
10. Шалль Р. // Физика быстропротекающих процессов.— М.: Мир, 1971.— Т. 2.

г. Днепропетровск

Поступила в редакцию 3/IV 1991

УДК 517.9 : 533.7

Б. П. Герасимов, В. А. Левин, Т. И. Рождественская, С. А. Семушин

### ВЗРЫВ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА НАД ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

В работе исследуется взрыв цилиндрического заряда, лежащего на твердой поверхности или расположенного на некоторой высоте над ней. Взрыв моделируется разрывом между фоном и соответствующей областью, занятой газом с высокими давлением, плотностью и температурой. В аналогичной постановке взрыв заряда, моделирующего взрывной распад Тунгусского метеорита, рассматривался в [1—4], где двумерные расчеты выполнены для сферической и цилиндрической взрывных волн с учетом противодействия и силы тяжести. Взрывы зарядов конечных размеров и нетрадиционной формы изучались в работах [5—8]. Отражение от твердой поверхности взрывной волны при точечном взрыве рассматривалось в [9—10]. Более полный обзор работ, в которых исследовались пространственные эффекты формирования и распространения взрывных волн, можно найти в [11].

Ниже подробно рассматриваются взрывы относительно тонкого цилиндрического заряда—«блина», лежащего на поверхности, а также удлиненного цилиндрического заряда с осью, перпендикулярной к поверхности, и расположенного над ней на некоторой высоте. Взрывная волна в обоих случаях формируется в результате разлета соответствующего объема горячего сжатого газа в окружающее пространство.

Расчеты проводились с помощью пакета прикладных программ ЭОЛ [12]. Следует отметить, что хотя он предназначен для численного моделирования многомерных нестационарных и стационарных течений невязкого сжимаемого газа в областях сложной и, возможно, изменяющейся формы, его эффективность не снижается и при расчетах в используемой здесь области прямоугольной формы.

Движение сжимаемого невязкого газа в переменных Эйлера описывается двумерной системой уравнений в цилиндрической системе координат

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho w) &= 0, \\ \frac{\partial \rho w}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho w \cdot w) + \operatorname{grad} p &= 0, \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho w e) + \operatorname{div}(p w) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  — плотность газа;  $p$  — давление;  $w = \{w^m\}$  — вектор скорости;  $m = \{1, 2\}$ ;  $\varepsilon, e$  — удельные внутренняя и полная энергии. Газ считается идеальным:  $p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon$  ( $\gamma$  — показатель адиабаты). При необходимости можно использовать и другое уравнение состояния.

Для численного решения системы (1) область интегрирования покрывается фиксированной в пространстве, в общем случае неравномерной прямоугольной сеткой. При этом образуются прямоугольные ячейки и частично — непрямоугольной формы. Последняя возможность относится к неиспользуемому здесь случаю произвольной формы. Значения целых индексов обозначают центр ячейки, а полуцелые — их границы. Векторная форма индексации  $i = \{i^m\}$  обеспечивает краткость записи разностных выражений. Занятый газом объем  $V_i$  ячейки и площади

граней, открытых для протока газа ( $S^m = S_m^{i+1/2}$ ), автоматически вычисляются по заданной функции. В данном случае  $F(x^m, t) > 0$  в газе, равна нулю на поверхности тела, а внутри тела  $F(x^m, t) < 0$ .

Цилиндрическая геометрия учитывается при расчете площадей и объемов, поэтому дальнейшие формулы относятся к декартовым и к цилиндрическим координатам. Для удобства записи введем операторы  $\delta^m = a_{i+1}^m - a_i^m$ ,  $\mu^m = 0,5(a_{i+1}^m + a_i^m)$ , которые изменяют центрирование значений сеточной функции с целого индекса на полуцелый и наоборот. Индексы текущей точки далее в выражениях опускаются.

Переход на следующий временной слой осуществляется в соответствии с методом суммарной аппроксимации для варианта с неподвижными границами в два этапа. На первом учитывается действие давления, а на втором моделируется влияние переноса собственно газом. Номер указывается в левом верхнем индексе. Метод расчета вдали от границ является модификацией методики FLIC [13], подробно описанной в [12]. Подобный подход, однако, может строиться и на основе других потоковых методах газовой динамики.

Для значений после первого этапа получаем

$${}^1w^m = w^m - \frac{\tau}{\rho \Delta t} \mu^m S^m \delta^m p,$$

$${}^1\varepsilon^m = \varepsilon - \frac{\tau}{\rho \Delta t} p \sum_m \delta^m S^m \mu^m w^m.$$

Для второго этапа, используя наветренные разности, имеем для полного вектора газодинамических переменных  $\varphi = \{\rho, \rho w, \rho \varepsilon\}$ :

$${}^2\varphi = {}^1\varphi - \frac{\tau}{\Delta t} \sum_m \delta^m S^m \mu^{m_1} w^m (\mu^{m_1} \varphi - 0,5 \text{sign}(\mu^{m_1} w^m) \delta^{m_1} \varphi^m).$$

Полученные интегро-интерполяционным методом выражения обеспечивают однородный счет по всей области для каждого из газов. Это достигается использованием в разностных выражениях фиктивных значений параметров для ячеек, лежащих внутри тела. Подобные величины используются чисто формально, ибо они умножаются на равную нулю площадь. Метод имеет первый порядок аппроксимации по времени и по пространству. Существует также и вариант со вторым порядком аппроксимации по пространству [14]. Для обеспечения устойчивости необходимо выполнение условия Куранта.

На проточных границах допустимы разнообразные типы условий: сверхзвуковые, дозвуковые характеристические, периодичности, симметрии, сноса. В рассматриваемых далее задачах на оси симметрии и поверхности использовались условия симметрии, а на двух остальных границах — условия сноса. Метод реализован в виде пакета прикладных

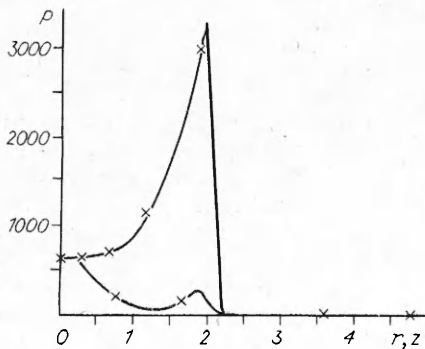


Рис. 1. Профили давления на оси симметрии и вдоль твердой стенки. Заряд на поверхности — «блин»;  $t/t_0 = 0,03$ .

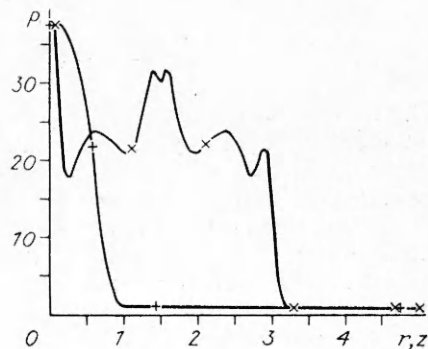


Рис. 2. Профили давления на оси симметрии и вдоль твердой стенки. Заряд над поверхностью;  $t/t_0 = 0,08$ .

Рис. 3. Поле давления. Заряд над поверхностью:  
 $t/t_0 = 0,62$ .

программ ЭОЛ, который может использоваться и неспециалистами в области вычислительной математики. Расчеты проводились на компьютере IBM PC AT-386. Для используемой сетки в  $50 \times 80$  ячеек характерное время счета порядка 1 ч.

В качестве начальных данных брались  $p_0 = 1$  атм,  $\rho_0 = 1,29$  кг/м<sup>3</sup>. Внутри моделирующей взрыв горячей распадающейся области  $p/p_0 = 10^5$ ,  $\rho/\rho_0 = 10^2$ ,  $w = 0$ .

В первом случае заряд имел радиус  $r_0 = 1$  м и высоту  $z_0 = 0,05$  м («блин»). Оказалось, что развитие процесса происходит таким образом, что газ, двигающийся в вертикальном направлении вдоль оси симметрии, приобретает скорость, намного превосходящую скорость вдоль плоской стенки. Ударная волна в какой-то момент времени становится близкой к сферической. В этот момент времени ( $t/t_0 = 0,03$ ) интенсивность и скорость волны на оси симметрии существенно превышают параметры волны, распространяющейся вдоль поверхности. Далее с течением времени ударная волна приобретает сильно вытянутую вдоль оси симметрии форму. На рис. 1 изображено распределение давления вдоль оси симметрии (индекс  $\times$ ) и по поверхности твердой стенки (индекс  $+$ ) в момент времени  $t/t_0 = 0,03$  ( $t_0 = r_0 \sqrt{p_0/\rho_0}$ ).

В случае взрыва на высоте 1 м над поверхностью удлиненного заряда длиной 1 м и радиусом 0,05 м образующаяся ударная волна взаимодействует со стенкой и формируется течение со сложной структурой в окрестности области взаимодействия.

На рис. 2 показано распределение давления вдоль оси симметрии и стенки в момент времени  $t/t_0 = 0,08$ . В этот момент взрывная волна имеет почти сферическую форму, а ее нижняя часть начала взаимодействовать с поверхностью. Интересно отметить формирование области высокого давления в окрестности места взрыва и немонотонный характер распределения вдоль оси симметрии.

На рис. 3 представлено поле изобар в момент времени  $t/t_0 = 0,62$ . Линии уровня 1 соответствует давление 1,17, а линии 10 — 4,17. Зона повышенного давления, образующаяся в начальный период времени в области взрыва, исчезла, а наиболее высокое значение наблюдается в окрестности точки взаимодействия взрывной волны со стенкой.

Приведенные примеры расчета показывают, что комплекс программ ЭОЛ позволяет исследовать существенно нестационарные сложные пространственные движения газа, возникающие при взрыве конечных зарядов в пространстве, ограниченном твердыми стенками.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва.— М.: Наука, 1985.
2. Шуршалов Л. В. О расчете конечных ударных волн, распространяющихся в однородной атмосфере // Докл. АН СССР.— 1976.— 230, № 4.— С. 803—806.
3. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. Об учете неоднородности атмосферы при расчете взрыва Тунгусского метеорита // ЖВММФ.— 1977.— 17, № 3.— С. 737—752.
4. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. Моделирование и расчет взрыва Тунгусского метеорита // Взаимодействие метеоритного вещества с землей.— Новосибирск: Наука, 1980.— С. 115—138.
5. Шуршалов Л. В. К расчету взрыва цилиндрических зарядов конечной длины // Докл. АН СССР.— 1971.— 199, № 6.— С. 1262—1264.
6. Шуршалов Л. В. Численное исследование задачи о взрыве цилиндрического заряда конечной длины // ЖВММФ.— 1973.— 199, № 4.— С. 971—963.

7. Шуршалов Л. В. Расчет взрыва тротилового бруса бесконечной длины // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1975.— № 5.— С. 130—135.
8. Архангельский Н. А. К расчету течения, возникающего при искровом пробое в воздухе // Там же.— 1979.— № 4.— С. 182—184.
9. Поддубный В. В., Фонарев А. С. Отражение сферической взрывной волны от плоской поверхности // Там же.— 1974.— № 6.— С. 66—72.
10. Кестенбойм Х. С., Шуринов А. И. О некоторых особенностях отражения взрывной волны от плоскости // Там же.— 1978.— № 3.— С. 111—116.
11. Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. Численные решения задач о взрыве в газе // Итоги науки и техники. МЖГ.— 1981.— 16.
12. Герасимов Б. П., Карагичев А. Б., Семушин С. А. Метод унифицированного расчета течений газа в области с произвольной границей // Докл. АН СССР.— 1986.— 288, № 2.— С. 331—336.
13. Gentry V. A., Martin V. E., Daly V. J. An eulerian differencing method for unsteady compressible flow problem // J. Comp. Phys.— 1966.— 1.— P. 87.
14. Гаврилюк В. Н., Семушин С. А. Монотонная схема второго порядка точности для расчета пространственных течений невязкого газа.— М., 1988.— (Препр./АН СССР. ИПМ; № 112).

г. Москва

Поступила в редакцию 18/X 1990

УДК 532.593 + 620.18

Т. С. Тесленко

## ВЗРЫВНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА МАТЕРИАЛЫ СО СТРУКТУРОЙ, НАСЫЩЕННОЙ ДЕФЕКТАМИ

Рассмотрено влияние взрывного нагружения на структуру мартенситных сталей, быстрозакаленных и аморфизированных сплавов, т. е. материалов, имевших до ударного нагружения высокую плотность дефектов кристаллической решетки. Устойчивость таких структур к ударно-волновому воздействию зависит от наличия в них развитой системы высокоугловых субграниц. Если же материал до взрывной деформации имел высокую плотность дислокаций, но они не организованы в блоки с разориентированными границами, то ударные нагружения преобразуют структуру так, чтобы такие границы были созданы, аналогично структурам после больших степеней обычной пластической деформации.

Действие взрывного нагружения на структуру и свойства металлов и сплавов изучено уже достаточно подробно, выявлены некоторые общие закономерности упрочнения разных металлов при различных интенсивностях ударных нагрузок с минимальной остаточной деформацией [1]. Они в основном касаются материалов, которые до ударного нагружения были в отожженном или слабо наклепанном состоянии. Показано, что структуры ударно-нагруженных металлов и сплавов имеют высокую степень однородности, равномерности распределения дефектов кристаллической решетки при достаточно высокой их плотности (плотность дислокаций  $\sim 10^{11}$  см<sup>-2</sup> при давлении ударной волны в несколько десятков гигапаскалей).

Более сложными являются случаи, когда материал до взрывного нагружения имел достаточно высокую плотность дефектов после предварительной деформации или иной обработки, со своими, характерными для этой обработки особенностями дефектной структуры.

Слабая предварительная деформация, например, прокаткой, мало сказывается на конечной структуре материала после ударного нагружения, хотя и здесь удавалось получить некоторый выигрыш в свойствах металлов, особенно в условиях повышенных температур. Действительно, испытания ударно-нагруженной нержавеющей стали на длительную прочность при 600 °С показали, что лучшие результаты дают образцы, которые до взрывного нагружения претерпели пластическую деформацию прокаткой [2]. После статической деформации на 10 % образцы имели выраженную блочную структуру. Последующее ударное нагружение с давлением  $p = 10$  ГПа изменило ее в сторону более равномерного распределения дефектов, внутри блоков образовалась большая плотность