

При давлении $245 \cdot 10^8$ Н/м², когда превращение осуществляется во фронте одной волны, на рентгенограмме, полученной в [10], за времена не более 40—50 нс уже регистрировалось основное отражение вюртцито-подобной фазы с межплоскостным расстоянием, равным $2,20 \pm 0,02$ Å. Сканирование названного рефлекса на рентгенограмме при помощи денситометра показало, что рефлекс характеризуется «плечом», соответствующим по своему положению межплоскостному расстоянию $2,14 \pm \pm 0,03$ Å, природу которого авторы [10] не идентифицировали. Существенно, что на рентгенограмме, полученной при тех же $245 \cdot 10^8$ Н/м², но через 200 нс, отражение $2,20$ Å исчезало и оставалось только отражение $2,14$ Å.

С нашей точки зрения, зарегистрированное авторами [10] отражение, равное $2,14 \pm 0,03$ Å, может соответствовать самому интенсивному отражению ($2,10$ Å) кубического нитрида бора, а в сумме результаты [10] свидетельствуют о возможности образования кубического нитрида бора непосредственно в ударной волне через промежуточную стадию превращения графитоподобного нитрида бора в вюртцитоподобную форму, если давление во фронте ударной волны, а следовательно, и температура ударного сжатия достаточно высоки. Многоступенчатость ударного сжатия до того же давления сопровождается значительно меньшим нагреванием, и поэтому превращение вюртцитоподобного нитрида бора в кубическую форму может не реализоваться, что и наблюдалось ранее [1].

*Поступила в редакцию
12/XII 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Ададулов, З. Г. Алиев и др. Докл. АН СССР, 1967, **172**, 5, 1066.
2. А. В. Курдюмов, Н. Ф. Островская и др. Докл. АН СССР, 1973, **209**, 5, 1081.
3. A. Sawaoka, T. Soma, S. Saito. Japan. J. Appl. Phys., 1974, **43**, 5, 890.
4. T. Soma, A. Sawaoka, S. Saito. Japan. Mat. Res. Bull., 1974, **9**, 755.
5. И. Н. Дулин, Л. В. Альтшулер и др. ФТТ, 1969, **11**, 5, 1252.
6. С. С. Бацанов, Л. Р. Бацанова и др. ЖСХ, 1968, **9**, 6, 1024.
7. N. L. Coleburn, J. W. Forbes. J. Chem. Phys., 1968, **48**, 2, 555.
8. W. P. Bundy, R. H. Wentorf. J. Chem. Phys., 1963, **38**, 1144.
9. Г. А. Ададулов, О. Н. Бреусов и др. ФГВ, 1971, **7**, 4, 589.
10. Q. Johnson and A. C. Mitchell. Phys. Rev. Letters, 1972, **29**, 20, 1369.
11. Л. В. Альтшулер, В. Н. Дракин, М. Н. Павловский. ЖЭТФ, 1967, **52**, 2, 400.

УДК 533.6.011.72

О РАСПРОСТРАНЕНИИ УДАРНЫХ ВОЛН ОТ РАСШИРЯЮЩЕГОСЯ ГОРЯЧЕГО ОБЪЕМА

В. П. Левентуев, И. В. Немчинов

(Москва)

Предположим, что в неподвижной газообразной среде с плотностью ρ_0 и давлением p_0 в начальный момент имеется некоторая область возмущенного газа объемом V_n . В дальнейшем возмущение будет распространяться по окружающей «холодной» среде. Объем возмущенного газа

ограничивается поверхностью, соответствующей фронту ударной волны (произвольной интенсивности). Предположим далее, что в возмущенном газе оказывается возможным выделение энергии. Источник энергии может быть как «внутренним» (химические реакции), так и «внешним» (джоулево тепло при электрическом разряде, поглощение плазмой электромагнитного излучения и т. д.). Расширяющаяся горячая область, где происходит энерговыделение, служит как бы поршнем, поддерживающим ударную волну.

В общем случае для объема, имеющего первоначально произвольную форму, и для произвольного закона энерговыделения по массе определение характеристик движения является весьма сложной проблемой. Требуется решение трехмерной нестационарной задачи в области со сложной границей с учетом распространения ударных волн, волн сжатия и разрежения. Кроме того, если интенсивность энерговыделения сама зависит от газодинамических параметров возмущенной среды, то требуется совместное решение газодинамической задачи и задачи физической, определяющей процессы энерговыделения. Для упрощения полной системы газодинамических уравнений необходимы, очевидно, дополнительные физические предположения.

Весьма существенное упрощение в такого рода задачах возникает, если допустимым оказывается предположение о «выровненности» давления p в каждый момент времени t по всей области возмущенного газа, ограниченной фронтом ударной волны. Можно привести следующие физические обоснования такого предположения. Очень часто характер энерговыделения бывает таким, что расширение объема оказывается с газодинамической точки зрения медленным (скорость распространения ее границы мала по сравнению со скоростью звука внутри горячей области), и звуковые возмущения быстро и многократно распространяются по возмущенному объему, выравнивая давление в нем, которое «медленно» меняется со временем в соответствии с изменением возмущенного объема. Заметим, что точнее следует говорить о «выровненности» по объему некоторой мелкокомасштабно усредненной (по времени и пространству) величины давления в возмущенном газе.

Предположение о «выровненности» давления позволяет свести газодинамическую часть задачи к довольно простой системе обыкновенных дифференциальных уравнений, позволяющей рассчитывать основные характеристики и движения газа. Запишем интегральный закон сохранения энергии для всего объема возбужденного газа:

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} (\rho e - \rho_0 e_0) dV + \frac{d}{dt} \int \frac{\rho u^2}{2} dV = \int_{V(t)} f \rho dV + \oint_{S(t)} \vec{q} d\vec{S}. \quad (1)$$

Здесь e — внутренняя энергия (единицы массы); ρ — плотность; \vec{u} — скорость газа.

Два члена в правой части этого уравнения выражают полную мощность выделения энергии в объеме V газа, с учетом как «внутренних» источников энергии (интенсивностью f для единицы массы), так и потока энергии через поверхность S с плотностью q . В дальнейшем обозначим сумму этих членов через Q . Часто нахождение интегральной мощности энерговыделения Q оказывается значительно более простой задачей, чем определение пространственной или массовой плотности мощности.

Для вычисления интегралов в левой части уравнения (1) в предположении «выровненности» давления по объему $V(t)$ ($\text{grad } p = 0$) нет необходимости определять распределение e , ρ , u в возмущенном газе. Так, при вычислении изменения кинетической энергии можно воспользоваться соотношениями, полученными с помощью уравнений непрерывности и движения [1], и преобразовать объемный интеграл к поверхностному.

Для вычисления же интеграла по поверхности, соответствующей фронту ударной волны, ограничивающей объем $V(t)$, достаточно выразить с помощью соотношений Гюгонио значение плотности и массовой скорости на фронте, а также значение самой скорости фронта через заданные параметры невозмущенного газа ($\rho_0, p_0, u_0=0$) и через искомое выровненное давление $p(t)$. Если при вычислении внутренней энергии e воспользоваться формулой для идеального газа и считать показатель адиабаты γ постоянным, то уравнение (1) можно привести к виду

$$V(t) \frac{dp}{dt} = (\gamma - 1) Q - \frac{2\gamma(p - p_0)}{(\gamma + 1)p + (\gamma - 1)p_0} p \frac{dV}{dt}. \quad (2)$$

Скорость ударной волны, распространяющейся по невозмущенному газу, следует считать одинаковой всюду по поверхности фронта. Ее величина определяется через «выровненное» давление $p(t)$ соотношением

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{(\gamma + 1)p + (\gamma - 1)p_0}{2\rho_0}}, \quad (3)$$

где параметр $r(t)$ — это расстояние, пройденное участками фронта от поверхности начального объема V_n . Величина объема $V(t)$ определяется единственным параметром $r(t)$

$$\frac{dV}{dt} = \frac{dV}{dr} \frac{dr}{dt}. \quad (4)$$

Производная dV/dr равна, очевидно, площади поверхности ударной волны $S(r)$. Для того чтобы замкнуть систему уравнений (2) — (4), достаточно найти зависимости $V(t)$ или $\rho(t)$ от $r(t)$, вид которых определяется формой начального объема.

При постоянной плотности невозмущенной среды ρ_0 они определяются чисто геометрически из тех соображений, что участки фронта движутся с равными скоростями, направленными нормально к поверхности фронта в каждой точке, и направление этих нормалей со временем не меняется. Так, например, если в начальный момент объем V_n имеет гладкую выпуклую поверхность, образованную вращением вокруг некоторой оси OZ плоской кривой, задаваемой уравнением в полярных координатах $\rho = \rho(\theta)$, то в дальнейшем координаты распространяющейся границы возмущения (фронта ударной волны) определяются соотношениями

$$x = \rho(\theta) \sin \theta + r \frac{\rho \sin \theta - \rho' \cos \theta}{\sqrt{\rho^2 + \rho'^2}}, \quad (5)$$

$$z = \rho(\theta) \cos \theta + r \frac{\rho \cos \theta + \rho' \sin \theta}{\sqrt{\rho^2 + \rho'^2}}. \quad (6)$$

Зависимость объема V от r имеет вид

$$V(r) = A_0 + A_1 r + A_2 r^2 + A_3 r^3, \quad (7)$$

где

$$A_0 = \pi \int_0^\pi \rho^2 \sin^2 \theta (\rho \sin \theta - \rho' \cos \theta) d\theta = V_n;$$

$$A_1 = \pi \int_0^\pi \left[2(\rho' \cos \theta - \rho \sin \theta) + \rho \sin \theta \frac{\rho^2 + 2\rho'^2 - \rho\rho''}{\rho^2 + \rho'^2} \right] \rho \sin \theta \times \\ \times \frac{\rho' \cos \theta - \rho \sin \theta}{\sqrt{\rho'^2 + \rho^2}} d\theta = S_n;$$

$$A_2 = \pi \int_0^{\bar{\alpha}} \left[(\rho \sin \theta - \rho' \cos \theta) + 2\rho \sin \theta \frac{\rho^2 + 2\rho'^2 - \rho\rho''}{\rho^2 + \rho'^2} \right] \frac{(\rho \sin \theta - \rho' \cos \theta)^2}{\rho'^2 + \rho^2} d\theta;$$

$$A_2 = \pi \int_0^{\bar{\alpha}} \frac{(\rho' \cos \theta - \rho \sin \theta)^3}{(\rho'^2 + \rho^2)^{3/2}} \frac{\rho^2 + 2\rho'^2 - \rho\rho''}{\rho^2 + \rho'^2} d\theta = \frac{4}{3} \pi;$$

$$\rho' = \frac{d\rho}{d\theta}.$$

Параметры A_0 , A_1 , A_2 определяются геометрией начального объема: A_0 равен величине начального объема V_n , A_1 — площади поверхности начального объема S_n ($A_1 = \left. \frac{dV}{dr} \right|_{r=0} = S_n$), параметр A_2 характеризует скорость изменения начальной поверхности $A_2 = \left. \frac{dS}{dr} \right|_{r=0} = \left. \frac{d^2V}{dr^2} \right|_{r=0}$. Коэффициент же A_3 , как нетрудно показать, равен $4/3\pi$ независимо от конкретной формы образующей кривой $\rho(\theta)$.

Таким образом, поведение во времени «выровненного» давления $p(t)$ и соответственно скорости распространения фронта возмущения (3) определяется, кроме функции энерговыделения Q , лишь начальным значением $p(0) = p_n$ и значениями параметров A_0 , A_1 , A_2 , характеризующих начальную геометрию. (Газодинамические параметры окружающей среды ρ_0 , p_0 , $u_0 = 0$, а также γ считаются фиксированными.) В этом смысле поведение давления $p(t)$ не зависит от конкретной формы начального объема. Сама же по себе эволюция формы возмущенной области, конечно, определяется конкретной зависимостью $\rho(\theta)$, (5), (6).

Однако влияние начальной геометрии (даже в виде зависимости от параметров A_0 , A_1 , A_2) проявляется до тех пор, пока величина r сравнима с характерными размерами начальной области. Асимптотически при $r \rightarrow \infty$ в формуле (7) определяющую роль будет играть последний член, не зависящий от начальной геометрии и соответствующий сферической форме возмущенной области.

Если образующая $\rho(\theta)$ имеет точки излома, то выражение (5) надо дополнить величиной объема фигуры, получающейся от вращения сектора, образованного нормальными к кривой $\rho(\theta)$ в точке излома. В дальнейшем поверхность становится гладкой. Например, если в начальный момент объем V_n имеет форму цилиндра высотой $1/2 h_n$ и радиусом основания R_n , выражение для $V(r)$ имеет вид (рис. 1)

$$1/2 V(r) = \pi R_n^2 h_n + r(4\pi R_n h_n + 2\pi R_n^2) + r^2(\pi h_n + \pi^2 R_n) + 4/3 \pi r^3.$$

Наоборот, если в начальный момент поверхность имеет вогнутые участки, то в дальнейшем при распространении ударной волны на поверхности фронта могут возникнуть изломы (в центрах кривизны начальной поверхности). Например, последовательные стадии положения фронта в случае, когда начальный объем имеет форму тонкого полусферического (или полуцилиндрического) слоя, представлены схематически на рис. 2.

Аналогичным образом можно рассматривать ситуации, когда в газе имеются твердые преграды различной формы. Так, на рис. 3 схематически показано, как область возмущенного газа «обтекает» треугольную призму. Локальные эффекты, возникающие при подобном «схлопывании» фронта, схемой «выровненного» давления, конечно, никак не учитываются. Формулу (5) (точнее, выражения для второго и третьего члена) нетрудно обобщить на случай произвольной формы начального объема. Получающиеся более громоздкие формулы здесь не приводятся.

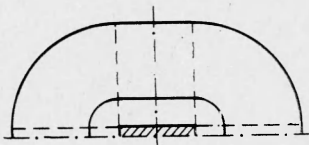


Рис. 1.

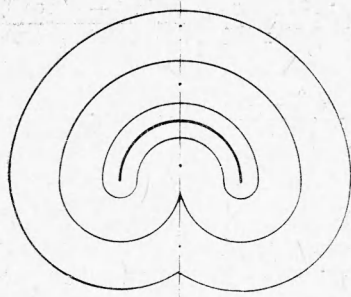


Рис. 2.

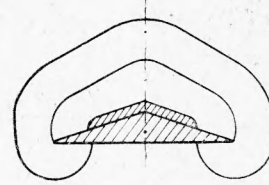


Рис. 3.

Отметим некоторые простые следствия полученных уравнений.
 1. Пусть полная мощность энерговыделения Q не зависит от формы объема. Это имеет место, например, если источником энергии является монохроматическое излучение оптического или инфракрасного диапазона, падающее извне на плазменный объем и поглощающееся в этом объеме. Тогда, поскольку второй (отрицательный) член в уравнении (2) пропорционален площади поверхности S , при прочих равных условиях давление будет максимальным при сферической форме объема.

2. Пусть полная мощность Q пропорциональна изменению объема $Q = \dot{f}(p) dV/dt$ и не зависит явно от времени. Пропорциональность $Q \sim dV/dt$ имеет место, например, если энергия подается извне с постоянной (и, следовательно, скоростью распространения фронта) будет поддерживаться постоянным ($p = p_a$), если при монотонной зависимости $\dot{f}(p)$ выполняется условие

$$f(p) > 0; \quad \left. \frac{df}{dp} \right|_{p=p_a} < \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{2\gamma p_a^2 - (\gamma-1)(p_a - p_0)^2}{[(\gamma+1)p_a + (\gamma-1)p_0]^2}.$$

Величину p_a можно найти из уравнения

$$f(p_a) = \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{(p_a - p_0) p_a}{(\gamma+1)p_a + (\gamma-1)p_0}.$$

3. Если энерговыделение зависит от времени по закону $Q \sim t^\alpha$, то в случае сферической формы объема давление (асимптотически) будет поддерживаться постоянным при $\alpha=2$, а при $\alpha < 2$ и при $\alpha > 2$ будет соответственно уменьшаться и увеличиваться.

Описанная приближенная схема решения трехмерных нестационарных газодинамических задач позволяет достаточно просто рассчитывать изменение во времени «выровненного» давления, величины и формы возмущенного объема, скорости распространения возмущения, а также газодинамических параметров за фронтом ударной волны. Однако распределения массовой скорости и плотности (а следовательно, и температуры) внутри объема возбужденного газа остаются неопределенными.

В некоторых случаях предположение о выровненности давления оказывается допустимой лишь для центральной, обычно наиболее горячей и разреженной части области (полости), в то время как вблизи фронта ударной волны расположен более холодный и плотный слой («оболочка», «корочка»), в котором может возникнуть существенный перепад давлений. Такая ситуация имеет место, например, когда источник энергии «выключен» и картина движения приближается к описываемой решением задачи о начальном взрыве [1]. Для сильной ударной волны при показателе адиабаты, близком к единице, можно использовать «корочное» приближение, считая ударно-сжатый слой бесконечно тонким [2, 3]. Для плоского цилиндрического или сферического случая перепад давления в «ко-

