

26. Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, И. К. Селезнева. ПМТФ, 1971, 5.
27. J. D. Anderson. AIAA Paper, No. 74—176.
28. Г. В. Галутва, А. И. Рязанцев. Селекция типов колебаний и стабилизация частоты оптических квантовых генераторов. М., «Связь», 1972.
29. М. Д. Аксененко, Е. А. Красовский. Фоторезисторы, М., «Сов. радио», 1973.
30. Б. В. Егоров, В. Н. Комаров. ПМТФ, 1975, 2.

РАСЧЕТ СФЕРИЧЕСКОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ

С. А. Ждан

Существование детонации в двухфазных смесях, состоящих из мелкодисперсных капель горючего в газообразном окислителе, экспериментально установлено в работах [1—5]. Теоретически вопрос о возможности детонации в двухфазных смесях рассматривался в [6]. Изучению характера изменения термо-газодинамических параметров смеси в зоне реакции детонационной волны в плоском стационарном случае посвящены работы [7, 8].

В силу нестационарности реального физического явления представляет интерес решение нестационарной задачи о распространении волны сжатия в горючей двухфазной смеси. В данной работе в рамках модели дробления капель [9] численно решена задача о сферической ударной волне, которая распространяется в горючей смеси, состоящей из полидисперсного капельного распыла горючего в воздухе.

1. Постановка задачи

Допустим, что в воздухе, который находится в состоянии покоя при постоянном давлении p_0 и с постоянной плотностью ρ_0 , равномерно распределен полидисперсный распыл жидкого горючего. Такая смесь представляет двухфазную среду с конденсированной и газовой фазой. Пусть в смеси произошел точечный взрыв. В результате взрыва образуется сильная ударная волна (УВ), за которой с поверхности частиц k -фазы высокоскоростным газовым потоком срывается горючее, перемешивается с воздухом и вступает в химические реакции с выделением тепла. Выделение энергии замедляет процесс затухания УВ и при достаточном выделении тепла возможен выход на режим самоподдерживающейся гетерогенной детонации.

Система дифференциальных уравнений, описывающая поведение двухфазной многоскоростной сплошной среды с учетом тепло- и массообмена между фазами и химических реакций, рассматривалась в работах [10—14]. При выводе уравнений использовались предположения:

а) расстояния, на которых характеристики течения, осредненные по малому объему, содержащему большое число частиц, меняются существенно, много больше расстояний между частицами;

б) эффекты вязкости важны лишь в процессах взаимодействия газовой фазы и частиц;

в) собственное давление частиц, обусловленное их хаотическим движением, мало по сравнению с давлением газа;

г) столкновениями между частицами пренебрегаем. Введем дополнительные предположения, позволяющие упростить математическую модель;

д) объем, занимаемый к-фазой, мал, поскольку истинная плотность капель горючего много больше плотности воздуха, а их средние плотности сравнимы по величине;

е) распределение частиц по размерам аппроксимируется распределением сферических частиц по конечному числу групп, в каждой из которых содержатся одинаковые частицы;

ж) испарение микрораспыла, сдираемого с капель горючего, и перемешивание в газовой фазе происходят мгновенно;

з) конденсация на частицах отсутствует;

и) химические реакции происходят мгновенно и только в газовой фазе;

к) сдвиговыми деформациями частиц по сравнению с газовой фазой можно пренебречь;

л) газовая фаза считается идеальным газом с уравнением состояния

$$p_1 = (\gamma_2 - 1) e_1 \rho_1,$$

где p_1 , e_1 , ρ_1 — давление, внутренняя энергия и плотность газовой фазы соответственно, γ_2 — показатель адиабаты за УВ. Обоснование разумности предположений «ж» — «и» дано в [7, 8].

На основании предположения «д» система уравнений, описывающая поведение двухфазной многоскоростной среды, разделяется на две подсистемы, связанные между собой только через правые части [14]. В рассматриваемом случае сферической симметрии первая подсистема описывает поведение газовой фазы:

$$\begin{aligned} \partial p_1 / \partial t + u_1 \cdot \partial p_1 / \partial r + \rho_1 \cdot \partial u_1 / \partial r + 2 \rho_1 u_1 / r &= A; \\ \partial u_1 / \partial t + u_1 \cdot \partial u_1 / \partial r + 1 / \rho_1 \cdot \partial p_1 / \partial r &= B; \\ \partial p_1 / \partial t + u_1 \cdot \partial p_1 / \partial r + \gamma_2 p_1 \cdot \partial u_1 / \partial r + 2 \gamma_2 p_1 u_1 / r &= C; \end{aligned} \quad (1.1)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \sum_{i=2}^k I_i, \quad I_i = \alpha_i \rho_i^0 \lambda_i; \quad B = \frac{1}{\rho_1} \sum_{i=2}^k [-\alpha_i \rho_i^0 R_i + I_i (u_i - u_1)]; \\ C &= (\gamma_2 - 1) \sum_{i=2}^k [-\alpha_i \rho_i^0 q_i + I_i (Q + e_i^* + (u_1 - u_i)^2 / 2)]. \end{aligned}$$

Вторая подсистема описывает поведение к-фазы

$$\begin{aligned} \partial \rho_i / \partial t + \partial (\rho_i u_i) / \partial r + 2 \rho_i u_i / r &= -I_i; \quad \rho_i = \alpha_i \rho_i^0; \\ \rho_i (\partial u_i / \partial t + u_i \cdot \partial u_i / \partial r) &= \rho_i R_i \quad (i=2, \dots, k); \\ \rho_i (\partial e_i / \partial t + u_i \cdot \partial e_i / \partial r) &= \rho_i q_i - I_i (e_i^* - e_i). \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь t — время; r — пространственная переменная; u_1 — скорость газовой фазы; α_i , ρ_i , u_i , e_i , e_i^* — объемная концентрация, средняя плотность, массовая скорость, внутренняя энергия и внутренняя энергия в зоне фазового перехода i -й группы частиц соответственно; R_i — массовая сила, действующая со стороны газовой фазы на единицу массы i -й группы частиц за счет сил трения; q_i — тепловой поток между газовой фазой и i -й группой частиц; λ_i — скорость убывания массы частиц; Q — тепловой эффект химических реакций; ρ_i^0 — истинная плотность к-фазы.

Подсистема (1.1) может быть приведена к безразмерному виду. Сделав замену переменных $u_1 = u_0 u$, $t = \tau_0 \tau$, $\rho_1 = \rho_0 \rho$, $p_1 = p_0 p$, $e_1 = u_0^2 e$, $r = r_0 \lambda$ и потребовав выполнения соотношений между характерными величинами

$$\frac{u_0 \tau_0}{r_0} = 1, \quad \frac{p_0}{\rho_0 u_0^2} = 1,$$

получим подсистему (1.1) в безразмерном виде

$$\begin{aligned} \partial \rho / \partial \tau + u \cdot \partial \rho / \partial \lambda + \rho \cdot \partial u / \partial \lambda + 2 \rho u / \lambda &= A \cdot \tau_0 / \rho_0; \\ \partial u / \partial \tau + u \cdot \partial u / \partial \lambda + 1 / \rho \cdot \partial p / \partial \lambda &= B \cdot \tau_0 / u_0; \\ \partial p / \partial \tau + u \cdot \partial p / \partial \lambda + \gamma_2 p \cdot \partial u / \partial \lambda + 2 \gamma_2 \rho u / \lambda &= C \cdot \tau_0 / p_0. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} \text{при } \lambda = 0 \quad u &= 0; \\ \text{при } \lambda = \lambda_\Phi \quad u &= (p-1)/d, \\ \rho &= \left(\frac{\gamma_2 + 1}{\gamma_2 - 1} p + 1 \right) / \left(\frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} + p \right), \quad d^2 = \frac{(\gamma_1 - 1)(p-1)[(\gamma_2 + 1)p + \gamma_2 - 1]}{2[(\gamma_1 - 1)p - \gamma_2 + 1]}, \end{aligned} \quad (1.4)$$

где d — безразмерная скорость ударной волны; γ_1 — показатель адиабаты перед УВ; λ_Φ — положение фронта УВ.

Если заданы начальные значения $\rho(\lambda, 0)$, $u(\lambda, 0)$, $p(\lambda, 0)$ и правые части подсистемы (1.3) известны, то эта подсистема с граничными условиями (1.4), (1.5) становится замкнутой. Для определения правых частей необходимо решать подсистему (1.2). Относительно к-фазы сделаем дополнительные предположения.

1. Внутренняя энергия частиц горючего в зоне фазового перехода равна внутренней энергии самих частиц:

$$e_i^* = e_i \quad (i = 2, \dots, k).$$

2. Теплообмена с газом нет

$$q_i = 0 \quad (i = 2, \dots, k).$$

Из этих предположений следует, что внутренняя энергия частиц остается постоянной и уравнение сохранения энергии для них выполняется автоматически.

3. К-фаза несжимаема: $\rho_i^0 = \rho_2^0 = \text{const} \quad (i = 2, \dots, k)$

тогда

$$\rho_i = \alpha_i \rho_2^0 = \frac{4}{3} \pi x_i^3 n_i \rho_2^0,$$

где x_i — радиус частиц i -й группы; n_i — число частиц i -й группы в единице объема. Привлекая дифференциальное уравнение о постоянстве числа частиц i -й группы, используя сделанные предположения и проведя преобразования, получим подсистему

$$\begin{aligned} \partial x_i / \partial t + u_i \cdot \partial x_i / \partial r &= -x_i \lambda_i / 3; \\ \partial u_i / \partial t + u_i \cdot \partial u_i / \partial r &= R_i \quad (i = 2, \dots, k); \\ \partial n_i / \partial t + \partial (n_i u_i) / \partial r + 2 n_i u_i / r &= 0. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Для замыкания (1.6) нужно задать силу сопротивления и механизм массообмена, который зависит от физической природы к-фазы. В качестве мелкодисперсной к-фазы рассматривались капли углеводородного топлива. Предполагалось, что массовыделение к-фазы осуществлялось по модели срыва пограничного слоя с капель высокоскоростным потоком газа. Для описания этого процесса использовалось уравнение из работы [9]

$$\frac{dx_i}{dt} = - \left(\frac{\rho_1}{\rho_2^0} \right)^{1/3} \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{1/6} (u_1 - u_i)^{1/2} \nu_2^{1/2} x_i^{-1/2}, \quad (1.7)$$

где ν_1 и ν_2 — кинематическая вязкость газа и капель; величина ν_1 за-

висит от температуры. Из первого уравнения (1.6) и из (1.7) находим

$$\lambda_i = 3 \left(\frac{\rho_1}{\rho_2^0} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{1/6} (u_1 - u_i)^{1/2} v_2^{1/2} x_i^{-3/2}.$$

Для определения силы сопротивления использовалась формула, определяющая силу, действующую на сферу со стороны обтекающего ее потока газа [7]

$$R_i = \frac{3\rho_1 C_D}{8\rho_2^0 x_i} |u_1 - u_i| (u_1 - u_i).$$

Здесь C_D — коэффициент сопротивления, зависящий от числа Рейнольдса частицы

$$C_D = \begin{cases} 27 \text{Re}^{-0,84} & \text{при } \text{Re} < 80, \\ 0,27 \text{Re}^{0,21} & \text{при } 80 \leq \text{Re} < 10^4, \\ 2 & \text{при } \text{Re} \geq 10^4. \end{cases}$$

После замены переменных $x_i = x_{i0} \xi_i$, $u_i = u_0 v_i$, $n_i = n_{i0} \theta_i$, подсистема (1.6) запишется в безразмерном виде

$$\begin{aligned} \partial \xi_i / \partial \tau + v_i \cdot \partial \xi_i / \partial \lambda &= f_{1i}; \\ \partial v_i / \partial \tau + v_i \cdot \partial v_i / \partial \lambda &= f_{2i} \quad (i=2, \dots); \\ \partial \theta_i / \partial \tau + \partial (\theta_i v_i) / \partial \lambda + 2\theta_i v_i / \lambda &= 0, \end{aligned} \quad (1.8)$$

где

$$\begin{aligned} f_{1i} &= \frac{r_0 v_2^{1/2}}{u_0^{1/2} x_{i0}^{3/2}} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2^0} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{1/6} \left(\frac{u - v_i}{\xi_i} \right)^{1/2}, \\ f_{2i} &= \frac{3\rho_1 r_0 C_D}{8\rho_2^0 x_{i0} \xi_i} |u - v_i| (u - v_i). \end{aligned}$$

Условия на УВ примут вид

$$v_i = 0, \theta_i = 1, \xi_i = 1. \quad (1.9)$$

2. Метод решения

Задача решалась численно методом конечных разностей. Подсистема, описывающая поведение газовой фазы, аппроксимировалась неявной схемой. Способ разрешения полученной неявной схемы в своей основе содержит идею, предложенную в работе [15].

Преобразуем подсистему (1.3) к виду, наиболее удобному для реализации метода

$$\begin{aligned} \partial (\xi - \eta / \gamma_2) / \partial \tau + u \partial (\xi - \eta / \gamma_2) / \partial \lambda &= \bar{A}; \\ \partial \eta / \partial \tau + \gamma_2 / c \cdot \partial u / \partial \tau + (u + c) (\partial \eta / \partial \lambda + \gamma_2 / c \cdot \partial u / \partial \lambda) &= -2\gamma_2 u / \lambda + \bar{B}; \\ \partial \eta / \partial \tau - \gamma_2 / c \cdot \partial u / \partial \tau + (u - c) (\partial \eta / \partial \lambda - \gamma_2 / c \cdot \partial u / \partial \lambda) &= -2\gamma_2 u / \lambda + C, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где

$$\begin{aligned} \xi &= \ln \rho, \quad \eta = \ln p, \quad c = \sqrt{\gamma_2 p / \rho}; \\ \bar{A} &= \tau_0 / \rho r_0 \cdot A - \tau_0 / \gamma_2 p r_0 \cdot C; \\ \bar{B} &= \gamma_2 \tau_0 / c u_0 \cdot B + \tau_0 / p r_0 \cdot C; \\ C &= -\gamma_2 \tau_0 / c u_0 \cdot B + \tau_0 / p r_0 \cdot C. \end{aligned}$$

Область (λ, τ) , где λ — эйлерова координата, τ — время, покрывается сеточной областью с равномерным шагом h по пространству и с неравномерным шагом t_n по времени. Причем h выбирается так, чтобы в

начальный момент времени расстояние от центра взрыва до УВ включало целое число шагов по пространству.

Шаг по времени на каждом временном слое выбирается таким, чтобы УВ проходила через узел сетки [16]: $t_n = h/d_n$, где d_n — безразмерная скорость УВ в данный момент времени.

На выбранной таким образом сеточной области конечно-разностные уравнения, аппроксимирующие систему (2.1), запишутся в виде

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \omega_{i+1} + \Delta \omega_i}{2t_n} + u_{i+1/2}^n \frac{\nabla \omega^{n+1} + \nabla \omega^n}{2h} &= \bar{A}_{i+1/2}^n; \\ \frac{\Delta \varphi_{i+1} + \Delta \varphi_i}{2t_n} + (u + c)_{i+1/2}^n \frac{2\nabla \eta^n + \gamma_2 (1/c_{i+1}^n + 1/c_i^n) \nabla u^n}{2h} + \\ + (u + c)_{i+1/2}^n \frac{\Delta \psi_{i+1} - \Delta \psi_i}{2h} &= -\frac{2\gamma_2 u_{i+1/2}^n}{(i+1/2)h} + \bar{B}_{i+1/2}^n; \\ \frac{\Delta \psi_{i+1} + \Delta \psi_i}{2t_n} + (u - c)_{i+1/2}^n \frac{2\nabla \eta^n - \gamma_2 (1/c_{i+1}^n + 1/c_i^n) \nabla u^n}{2h} + \\ + (u - c)_{i+1/2}^n \frac{\Delta \psi_{i+1} - \Delta \psi_i}{2h} &= -\frac{2\gamma_2 u_{i+1/2}^n}{(i+1/2)h} + \bar{C}_{i+1/2}^n, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta \omega_i &= \Delta \zeta_i - \Delta \eta_i / \gamma_2, \quad \nabla \omega^n = \nabla \zeta^n - \nabla \eta^n / \gamma_2, \\ \Delta \varphi_i &= \Delta \eta_i + \gamma_2 \Delta u_i / c_i^n, \quad \Delta \psi_i = \Delta \eta_i - \gamma_2 \Delta u_i / c_i^n, \\ \Delta \eta_i &= \eta_i^{n+1} - \eta_i^n, \quad \Delta u_i = u_i^{n+1} - u_i^n, \quad \Delta \zeta_i = \zeta_i^{n+1} - \zeta_i^n, \\ \nabla \eta^n &= \eta_{i+1}^n - \eta_i^n, \quad \nabla u^n = u_{i+1}^n - u_i^n, \quad \nabla \zeta^n = \zeta_{i+1}^n - \zeta_i^n. \end{aligned}$$

Разностные уравнения (2.2) аппроксимируют дифференциальные уравнения (2.1) с погрешностью $O(t_n, h^2)$. Для нахождения величин $\bar{A}_{i+1/2}^n, \bar{B}_{i+1/2}^n, \bar{C}_{i+1/2}^n$ конечно-разностным методом решалась подсистема (1.8) для к-фазы.

3. Результаты численных экспериментов

По описанной модели были проведены расчеты на БЭСМ-6. Характерные величины полагались равными следующим числовым значениям:

$$\begin{aligned} p_0 &= 1 \text{ атм}, \quad \rho_0 = 1,293 \text{ кг/м}^3, \quad u_0 = \sqrt{p_0/\rho_0} = 280 \text{ м/с}; \\ r_1 &= 0,269126 \text{ м}, \quad v_1 = 1,31 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}, \quad v_2 = 0,11 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}; \\ \gamma_1 &= \gamma_2 = 1,4, \quad \rho_2^0/\rho_0 = 618,716, \quad Q/u_0^2 = 453,189, \quad r_1 = 2r_\Phi^0, \end{aligned}$$

где r_Φ^0 — расстояние от центра взрыва, на котором находился фронт УВ в момент времени, с которого начинался численных расчет задачи. Начальные профили плотности скорости и давления для точечного взрыва взяты из [17] с параметрами на фронте:

$$\rho_\Phi/\rho_0 = 5,8413, \quad u_\Phi/u_0 = 13,3036, \quad p_\Phi/p_0 = 214,5423.$$

Рассматривался полидисперсный распыл горючего, состоящий из пяти групп капель. Объем капель каждой группы вычислялся с помощью функции распределения Никияма — Танасава [18]

$$dR(D)/dD = b^6/120 \cdot D^5 \exp(-bD),$$

где D — диаметр капель; $R(D)$ — объем капель, диаметр которых меньше D ; b — постоянная величина. Отношение кислород воздуха — горю-

чее (по весу) предполагалось равным 3,4. Объемная концентрация капель горючего в воздухе при стехиометрическом соотношении воздух — горючее составляет $\approx 10^{-4}$. Следовательно, справедливо предположение «д», на основании которого система дифференциальных уравнений для двухфазной сплошной среды разделялась на две подсистемы, связанные между собой через правые части.

Объемные концентрации в распыленном топливе x_i , объемные концентрации в двухфазной среде α_i и радиусы капель x_{i0} каждой группы, используемые в расчетах, приведены ниже

x_i	0,0689	0,1737	0,315	0,3484	0,094
$10^4 \alpha_i$	0,0689	0,1737	0,315	0,3484	0,094
x_{i0} , мкм	100	80	60	40	20

Рассмотрим вариант расчета с начальной энергией точечного взрыва $E_0 = 3,35 \cdot 10^5$ Дж ($r_0 = (E_0/0,851 p_0)^{1/3} = 1,57179$ м). Характер изменения профилей давления, массовой скорости и плотности в процессе распространения УВ в двухфазной среде изображен на рис. 1. На ранней стадии происходит быстрое уменьшение значений функций, причем

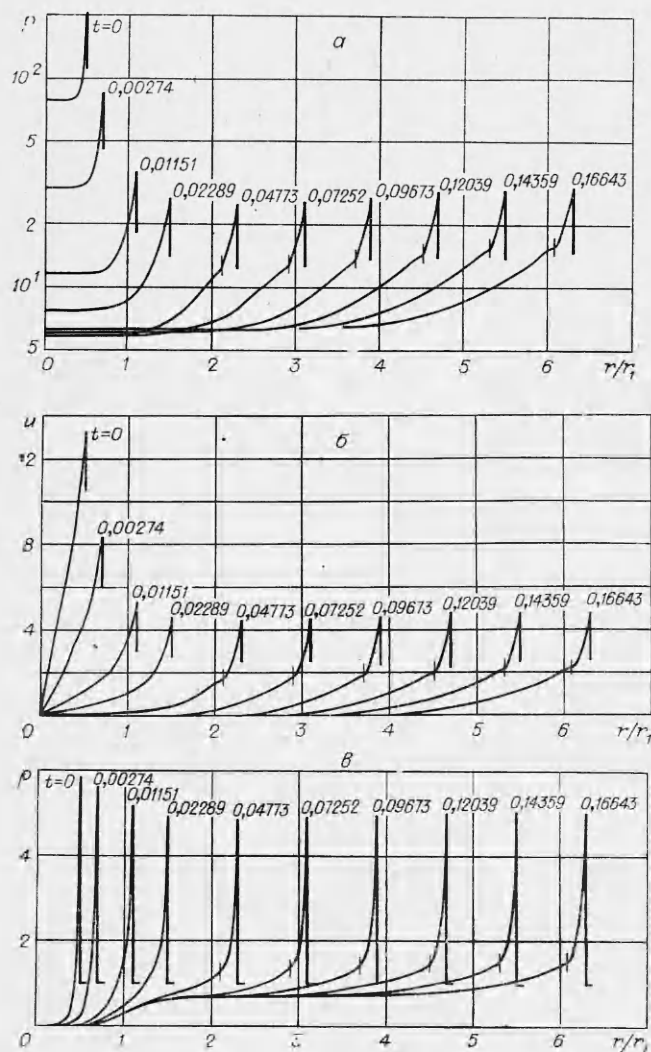


Рис. 1. Профили давления (а), массовой скорости (б) и плотности (в).

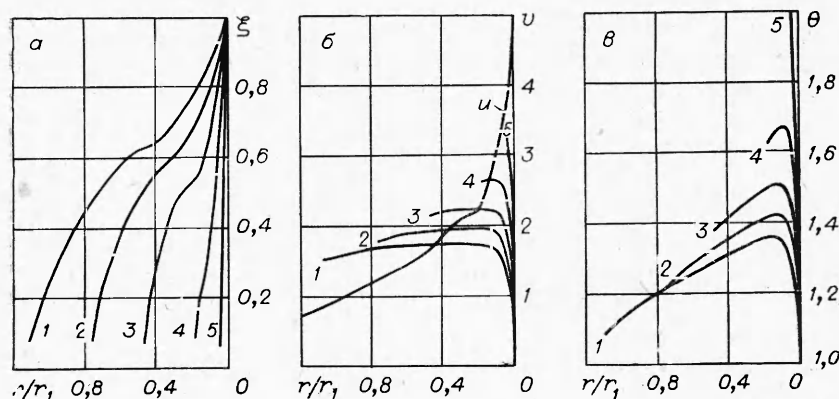


Рис. 2. Профили функций к-фазы за фронтом УВ в последний расчетный момент времени.

а) радиус капель; б) скорость капель; в) — количество капель в единице объема. 1 — 100 мкм; 2 — 80 мкм; 3 — 60 мкм; 4 — 40 мкм; 5 — 20 мкм.

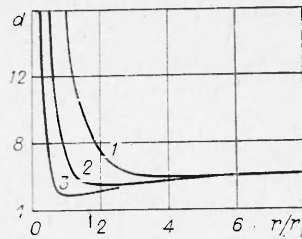
скорость убывания более медленная, чем при эквивалентном точечном взрыве в чистом воздухе. По мере распространения УВ убывание параметров на фронте замедляется и в момент $\tau = 0,04773$ искомые функции принимают минимальные значения. В окрестности $0,02289 < \tau < 0,04773$ образуется поверхность $u + c = d$ — поверхность Чепмена — Жуге. Интересно отметить, что она (на графиках изображена вертикальными линиями) является огибающей характеристик одного семейства, поэтому искомые функции в этой окрестности имеют излом. Так как звуковые возмущения, возникающие внутри области, ограничиваемой поверхностью Чепмена — Жуге, не могут прийти на УВ, то последующий закон ее распространения полностью зависит только от процессов энерговыделения, происходящих внутри зоны, ограничиваемой фронтом УВ и поверхностью Чепмена — Жуге. Минимальные значения функций на фронте, определенные в момент $\tau = 0,04773$, лежат ниже асимптотических значений для гетерогенной детонации при рассматриваемых начальных условиях. В последующие моменты начинается медленное стремление параметров на фронте УВ к асимптотическим, а за поверхностью Чепмена — Жуге профили искомых функций приближаются к соответствующим автомодельным профилям для газовой детонации с эквивалентным тепловыделением в бесконечно тонкой зоне.

Изменения искомых функций каждой группы капель к-фазы в зависимости от расстояния за фронтом УВ в последний расчетный момент $\tau = 0,16643$ представлены на рис. 2. Из рис. 2, а видно, что при $u > v_i$ радиусы убывают почти линейно, при $|u - v_i| \approx 0$ скорость убывания резко уменьшается, а затем при $v_i > u$ процесс идет по параболическому закону. В силу особенностей в правых частях системы (1.8) при $\xi \rightarrow 0$ расчет радиусов прерывался, когда $\xi_i < 0,1$ ($i = 1, \dots, 5$), т. е. когда объем частицы становился меньше одной тысячной ее первоначального объема. Точность численного решения оценивалась по относительным ошибкам в законах сохранения массы и энергии, причем $\max |\Delta m/m| = 0,195\%$, $\max |\Delta e/e| = 4,41\%$.

Для выяснения поведения скорости гетерогенной детонации в зависимости от энергии инициирования была проведена серия расчетов с различными начальными энергиями точечного взрыва. Минимальные параметры на фронте УВ и начальные энергии взрыва приведены ниже

$10^{-4} E_0$, Дж	d_m	ρ_m	u_m	ρ_m
268	5,936	29,2026	4,7506	5,0058
33,5	5,4758	24,8206	4,3501	4,8644
4,1875	4,866	19,5668	3,8154	4,631

Рис. 3. Изменения детонационной скорости в процессе распространения гетерогенной детонации для различных начальных энергий точечного взрыва.
1— $2,68 \cdot 10^6$ Дж; 2— $3,35 \cdot 10^6$ Дж; 3— $4,1875 \cdot 10^6$ Дж.



Здесь E_0 — начальная энергия точечного взрыва; d_m — минимальная скорость УВ; p_m , u_m , ρ_m — давление, массовая скорость и плотность на УВ в момент времени, когда эти параметры принимают наименьшие значения.

На рис. 3, показано, что с уменьшением энергии взрыва минимальные параметры на фронте УВ достигаются раньше и имеют меньшие значения. Темп возрастания скорости УВ после прохождения минимума больше для взрыва с меньшей начальной энергией.

На основании расчетов могут быть сделаны следующие выводы:

1. В процессе развития сферической гетерогенной детонации, возникающей в результате сильного точечного взрыва, наблюдаются два этапа: на первом осуществляется пересжатая детонация, когда на скорость УВ влияют звуковые возмущения всей области за фронтом УВ, второй этап начинается с момента образования поверхности Чепмена — Жуге, после чего скорость детонации зависит только от процессов энерговыделения, происходящих внутри зоны, ограничиваемой фронтом УВ и этой поверхностью.

2. На поверхности Чепмена — Жуге функции газовой фазы имеют излом, а за ней стремятся к автомодельным профилям газовой детонации с эквивалентным тепловыделением в нулевой зоне.

3. С уменьшением энергии точечного взрыва поверхность Чепмена — Жуге образуется в более ранние моменты времени и минимальные параметры на фронте УВ имеют меньшие значения.

Для описания разрушения капель в работе использовалась модель срыва пограничного слоя, которая обладает тем важным свойством, что все искомые функции в процессе решения задачи меняются непрерывно. Более сложные математические модели, учитывающие деформацию и дробление капель на части, реализованные в стационарном случае [8], вызывают существенные трудности при решении нестационарной задачи, так как в моменты распада капель на части некоторые из искомых функций терпят разрыв. Учет деформации и дробления капель на части предполагается сделать в последующих исследованиях.

Автор выражает благодарность В. В. Митрофанову за постоянное внимание к работе и обсуждение полученных результатов.

Институт гидродинамики
СО АН СССР, Новосибирск

Поступила в редакцию
25/VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. W. T. Webber. 8-th Symposium (International) on Combustion, 1962.
2. F. B. Cramer. 9-th Symposium (International) on Combustion, 1963.
3. E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls. *Astronautica Acta*, 1966, 12, 9.
4. K. W. Ragland, E. K. Dabora, J. A. Nicholls. *Phys. Fluids*, 1968, 11, 11.
5. E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls. 12-th Symposium (International) on Combustion, 1969.
6. F. A. Williams. *Phys. Fluids*, 1961, 4, 2.
7. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 6, 3.
8. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ПМТФ, 1970, 5.
9. O. G. Engel. *J. Research Natl. Bur. Std.*, 1958, 60, 3.
10. А. Н. Крайко, Л. Е. Стернин. ПММ, 1965, 29, 3.
11. Р. Н. Нигматулин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 3.

12. Р. И. Нигматулин. ПММ, 1970, 34, 6.
13. П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматулин. ПМТФ, 1971, 4.
14. Э. А. Антонов, А. М. Гладиллин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, 5.
15. Л. Д. Ландау, Н. Н. Мейман, И. М. Халатников.— В сб.: Труды III Всесоюзного математического съезда. Т. III. М., Изд-во АН СССР, 1958.
16. Д. Е. Охочимский и др. Труды МИ АН СССР, т. 50, М., Изд-во АН СССР, 1957.
17. Х. С. Кестенбойм, Г. С. Росляков, Л. А. Чудов. Точечный взрыв. М., «Наука», 1974.
18. С. Ламбарайс, Л. Комбс.— В сб.: Детонация и двухфазное течение. М., «Мир», 1966.

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЗОНЕ СОЕДИНЕНИЯ ПРИ СВАРКЕ МЕТАЛЛОВ ВЗРЫВОМ

А. Н. Михайлов, А. Н. Дремин, В. П. Фетцов

К физическим параметрам, определяющим состояние металлов в зоне соударения, а следовательно, и процесс их схватывания, можно отнести возникающие давления, температуры и пластические деформации. В отличие от динамических параметров соударения (скорость полета пластин, угол соударения и т. д.) группа физических параметров исследована очень слабо.

Первая и единственная попытка измерить температуру в режиме сварки взрывом сделана в работе [1]. Автор использовал принцип естественной термопары, возникающей при замыкании летящей пластиной двух коаксиальных цилиндрических электродов из Fe и Ni, разделенных слоем изолятора. К сожалению, малые размеры измерительного элемента ($\varnothing 14$ мм) не позволяют с уверенностью говорить об установившемся режиме сварки. В указанной работе не был обеспечен заранее электрический контакт металлов, образующих термопару. В момент замыкания этих металлов летящей пластиной возникает сигнал, соответствующий разнице их работ выхода, что на порядок превышает изменение ЭДС пары с температурой. Этот сигнал определен автором работы [1] как сильная электрическая наводка, не позволяющая получать значения искомой термо-ЭДС ранее, чем через 20—100 мкс после записи. Отметим, что когда при измерении температуры за фронтом плоских ударных волн при переходе ими границы раздела металлов [2—9] обеспечивался предварительный контакт, это давало возможность измерения термо-ЭДС за короткие времена (~ 1 мкс).

Указанные недостатки работы [1] позволяют говорить, что методика измерения температуры в этих условиях нуждается в дальнейшем совершенствовании, а результаты — в уточнении.

При измерении температуры в условиях сварки взрывом следует принимать во внимание различные факторы, влияющие на термо-ЭДС металлов. Анализ работ [10—20] позволяет построить колебровочную кривую пары Cu—Ni и Cu—константан, учитывающую влияние высоких давлений (статических ~ 100 кбар) [10], развитых пластических деформаций [11—13], возможных фазовых превращений [14—16], повышения температуры больше $T_{пл}$ [17—20].

Трудно учесть только возможное специфическое влияние ударного сжатия. По этому поводу можно отметить следующее. В работе [9]