

01;03;05.1;12

Моделирование разрушения железа взрывной волной

© А.В. Чижов, В.О. Чистяков, А.А. Шмидт

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 9 декабря 1996 г.

В работе проведено численное моделирование разрушения железа взрывной волной. Описан численный метод и представлены результаты расчетов в одномерной постановке трех качественно различающихся режимов взрыва.

1. Рассматривается плоский слой металла, на одной из свободных поверхностей которого в течение некоторого промежутка времени выделяется энергия взрыва. Это определяет давление на поверхности. По металлу распространяются ударная волна сжатия и волны разрежения. Волна сжатия взаимодействует со второй свободной границей металла, образуя вторичные волны разрежения, распространяющиеся внутрь образца. В зависимости от параметров взрыва либо вторичные волны разрежения около свободной поверхности, либо взаимодействие первичных и вторичных волн разрежения в толще металла вызывают растягивающие напряжения, превышающие порог прочности, т. е. разрушение металла.

В широком диапазоне мощностей взрывов состояние железа описывается изотермическим уравнением состояния [1]. Это уравнение состояния имеет следующие особенности: при давлении порядка $1.3 \cdot 10^5$ бар начинается фазовый переход $\alpha \rightarrow \epsilon$; при растягивающих напряжениях порядка 3000 Мбар достигается предел прочности.

Эти особенности обуславливают существование ударных волн разрежения в железе.

2. Математическое моделирование волнового взаимодействия в металле предполагает решение системы уравнений течения сжимаемой жидкости. В лагранжевой формулировке эти уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} &= 0, \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$p = p(\rho).$$

Здесь $x = x(\xi, t)$, где ξ — лагранжева координата; $0 < \xi < L$, где L — первоначальная толщина образца.

Уравнение состояния. Использовалось уравнение состояния, записанное в виде уравнения Ми–Грюнейзера:

$$p = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\frac{2}{3}} \exp \left[b \left(1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{-\frac{1}{3}} \right) \right] - K \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\frac{4}{3}},$$

где для первой фазы (при $\rho \leq 8418 \text{ кг/м}^3$): $A = 9.974 \cdot 10^5$ бар, $K = 10.164 \cdot 10^5$ бар, $b_1 = 7.098$; для второй фазы (при $\rho \geq 8810 \text{ кг/м}^3$): $A = 9.439 \cdot 10^5$ бар, $K = 10.740 \cdot 10^5$ бар, $b_1 = 7.784$. Условием фазового перехода принимается: $p = 1.3 \cdot 10^5$ бар при $8418 \text{ кг/м}^3 < \rho < 8810 \text{ кг/м}^3$. Условием разрушения принимается: $p = 3000$ бар при $\rho < 7846 \text{ кг/м}^3$. Зависимость $p(\rho)$ приведена на рис. 1.

Граничные условия. Выделение энергии моделируется заданием линейной зависимости от времени для давления на ”левой” границе металла:

$$\rho|_{\xi=0} = (\rho_w - \rho_0) \left(1 - \frac{t}{\Delta t_w} \right) + \rho_0, \quad \text{при } t < \Delta t_w.$$

Здесь Δt_m — продолжительность взрыва, а ρ_w определяет максимальное давление взрывчатого вещества на поверхность металла. Эти величины задают значение энергии, передаваемой единице поверхности металла:

$$E_w = \int_{x(0,t)}^{x(L,t)} \left(\frac{\rho u^2}{2} + \varepsilon \right) dx, \quad \text{при } t \geq \Delta t_w,$$

где внутренняя энергия определяется из уравнения состояния

$$\varepsilon = \int_{\rho_0}^{\rho} \frac{p(\rho)}{\rho^2} d\rho.$$

Граничные условия на свободных поверхностях имеют вид

$$\rho|_{\xi=0} = \rho_0 \text{ при } t \geq \Delta t_w, \quad \rho|_{\xi=L} = \rho_0 \text{ при } t \geq 0.$$

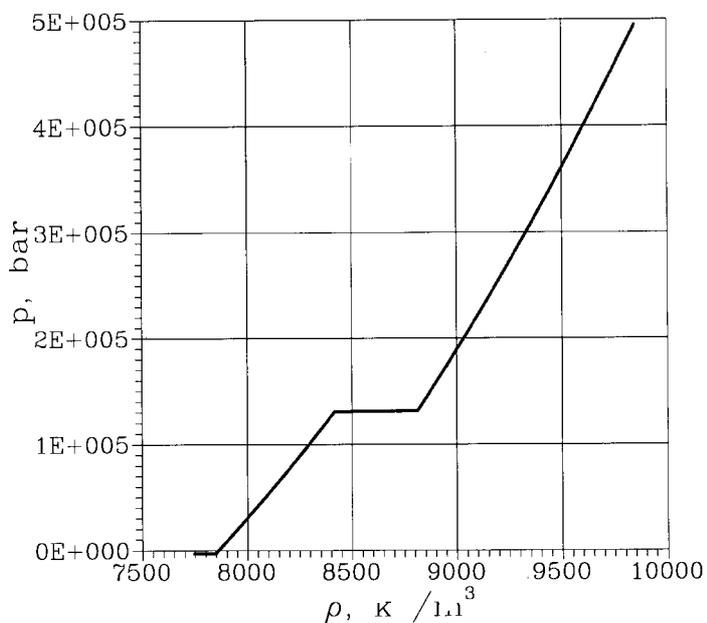


Рис. 1. Уравнение состояния железа.

3. Построение численной схемы подробно описано в работе [2]. Для формы записи уравнений (1), близкой к консервативной, численная схема в узле i записывается в виде

$$u_i + \Theta \left[\phi_x - \frac{\Delta x}{2} a u_{xx} + \frac{\delta x}{2} a (\overline{u_x})_x - \frac{\delta x}{2} \frac{\Delta x}{2} a^2 (\overline{\ln \rho})_{xx} \right] = 0,$$

$$(\ln \rho)_i + \Theta \left[u_x - \frac{\Delta x}{2} a (\ln \rho)_{xx} + \frac{\delta x}{2} a ((\overline{\ln \rho})_x)_x - \frac{\delta x}{2} \frac{\Delta x}{2} (\overline{u_x})_{xx} \right] = 0,$$

$$x_i = u,$$

где

$$\Theta = 1 + \frac{\Delta t \rho}{2a} \frac{\partial a}{\partial \rho} (\ln \rho)_i,$$

$$\Delta x = \max(x_{i+1} - x_i, x_i - x_{i-1}), \quad \delta x = \Delta x - a \Delta t.$$

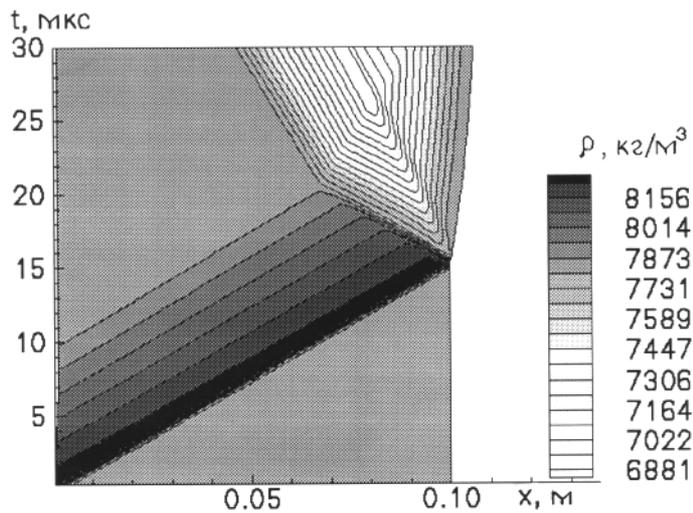


Рис. 2. Плотность. $p_{\max} = 0.1 \cdot 10^6$ бар, $E = 800$ Дж/м².

Ограниченные производные \bar{u}_x , $(\ln \rho)_x$ записываются в переменных $r^+ = u + a \ln \rho$, $r^- = u - a \ln \rho$:

$$\bar{r}_x^\pm = \text{limiter} \left[r_x^\pm - \frac{\Delta x}{2} r_{xx}^\pm, r_x^\pm + \frac{\Delta x}{2} r_{xx}^\pm \right].$$

Здесь $a = \sqrt{\partial p / \partial \rho}$ — скорость звука, $\phi = \int_{\rho_0}^{\rho} (a^2 / \rho) d\rho$. Подстрочные индексы означают численные производные. Причем, производные по времени составляются по двухслойной схеме, а пространственные производные составляются с помощью метода конечных элементов Галеркина. Используется ограничитель, записанный в форме Ван-Лири.

Предложенная схема квазимоноотонна при $(a + |n|)\Delta t / \Delta x < 1$.

4. Моделирование показало, что существует три качественно различных режима взаимодействия плоской взрывной волны с плоским слоем железа. Это связано с наличием перехода $\alpha \rightarrow \varepsilon$.

Первый случай соответствует малым амплитудам взрывной волны, когда отсутствует фазовый переход. При этом взрывная волна внутри металла имеет вид, характерный для нормального газа, т. е. за скачком

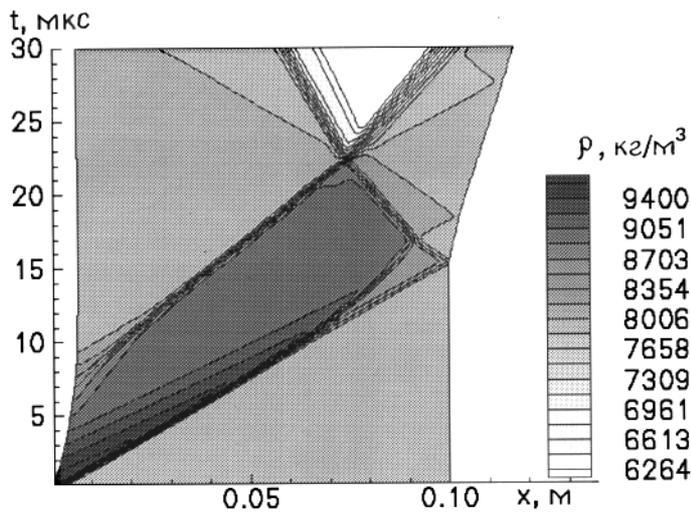


Рис. 3. Плотность. $p_{max} = 0.5 \cdot 10^6$ бар, $E = 9300$ Дж/м².

уплотнения следует волна разрежения (скачки разрежения не образуются). Взрывная волна отражается от "правой" свободной границы в виде сильной, но гладкой волны разрежения. Свободная граница получает ускорение, растягивающие напряжения около границы превосходят предел прочности металла и происходит разрушение. Область разрушения на $x-t$ диаграмме плотности (рис. 2) видна как область, в которой плотность ниже критического предела сплошности.

Во втором случае (рис. 3) амплитуда взрывной волны такова, что на фронтах ударной волны сжатия и волны разрежения происходит фазовый переход. При малых временах перехода, что справедливо в широком диапазоне параметров, происходит расщепление волны сжатия на два скачка уплотнения, соединяемых областью фазового перехода с постоянным давлением. Волна разрежения представляет собой область непрерывного уменьшения плотности, область постоянной плотности, скачок разрежения и еще одну область плавного уменьшения плотности до начального значения. Первый скачок сжатия, соответствующий α -фазе, отражается от "правой" границы в виде волны разрежения, вызывая ускорение свободной поверхности, давление за которой восстанавлива-

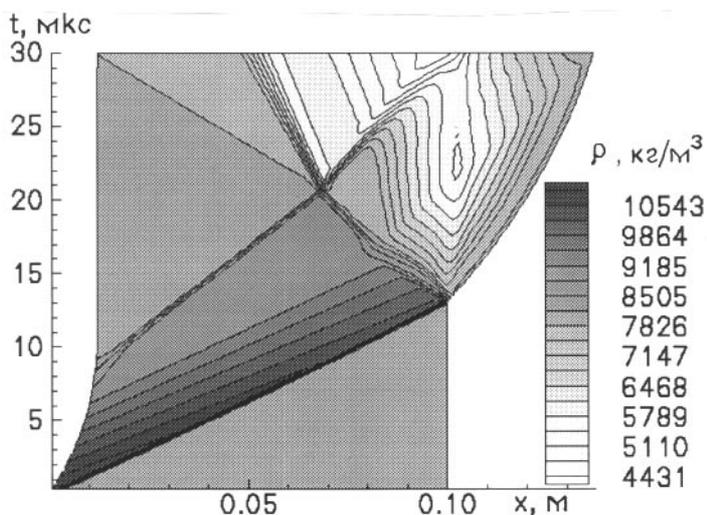


Рис. 4. Плотность. $p_{\max} = 1.2 \cdot 10^6$ Бар, $E = 36000$ Дж/м².

ется до невозмущенного уровня. Волна разрежения, взаимодействуя со вторым скачком сжатия, соответствующим ε -фазе, приобретает форму скачка. Этот скачок разрежения на некоторой линии в металле (на диаграмме в некоторой точке $x = 0.075$ м, $t = 23$ мкс) взаимодействует с падающим скачком разрежения, приводя к разрыву металла. Такая картина взаимодействия взрывной волны со слоем железа совпадает с экспериментальными данными [1].

В третьем случае (рис. 4) амплитуда взрывной волны настолько велика, что фронт волны сжатия не расщепляется. Он отражается от свободной поверхности в виде гладкой, но сильной волны разрежения, вызывающей разрыв металла около свободной поверхности. Отраженная волна разрежения, взаимодействуя с непрерывным участком падающей волны разрежения, формирует скачок разрежения. Последний взаимодействует со скачком разрежения падающей волны на некоторой линии в металле (на диаграмме в некоторой точке $x = 0.07$ м, $t = 21$ мкс), приводя к еще одному разрыву металла, как во втором рассмотренном случае.

5. Таким образом, предложен алгоритм, позволяющий моделировать разрушение металла, и получены картины трех качественно различающихся режимов распространения и взаимодействия волн в образце, претерпевающем фазовый переход.

Проведение исследований частично поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований (грант 95-01-00521а).

Список литературы

- [1] *Алтышулер Л.В.* // Успехи физических наук. 1965. Т. 85. В. 2. С. 197–258.
- [2] *Chizhov A.V., Schmidt A.A.* // Proc. of the IX Int. Conf. in Finite Elements in Fluids. Italy, 1995. V. 2. P. 1019–1028.