

С. М. Гуро, Г. Г. Бах

НЕАВТОМОДЕЛЬНЫЕ ВЗРЫВНЫЕ ВОЛНЫ

При оценках возможных разрушений, вызываемых взрывными волнами, обычно пользуются тремя параметрами: избыточным давлением, статическим и динамическим импульсами. В данной работе методы возмущения, разработанные Сакураи, Ли и др. и метод профиля плотности Раэ, Баха и Ли для прогнозирования распространения неавтомодеельных взрывных волн сравниваются с конечно-разностными методами, разработанными Голдштейном, фон Нейманом и Броудом. Обнаружено, что метод профиля плотности обеспечивает наилучшее определение характеристик взрывной волны в широком диапазоне интенсивности УВ ($1,2 \leq M_s \leq \infty$).

Все явления, сопровождающие взрыв, характеризуются резким высвобождением конечного количества энергии, которое создает в окружающей среде сильную УВ. Взрывные разрушения, производимые распространением в окружающей среде затухающей УВ, обычно оцениваются с помощью избыточного давления

$$\Delta p_s = p_s - p_0, \quad (1)$$

статического

$$I_s = \int_{t_i}^{t_{fs}} \Delta p dt \quad (2)$$

и динамического импульсов

$$I_d = \int_{t_i}^{t_{fd}} (\rho u^2/2) dt, \quad (3)$$

$$\Delta p = p - p_0.$$

Здесь p , ρ , u — давление, плотность и скорость жидкости; t_i — время прихода взрывной волны в данную точку; $(t_{fs} - t_i)$ и $(t_{fd} - t_i)$ — длительности положительной фазы статических и динамических давлений, индексы s , 0 относятся к ударному фронту и окружающим условиям. Оценка взрывного разрушения требует тщательного изучения области гидродинамического потока взрыва. Хотя численное моделирование расширения симметричной взрывной волны конечно-разностными методами [1, 2] или методом характеристик [3] может дать такую информацию, но они дороги и требуют больших временных затрат, точность же их решений сильно зависит от способности алгоритма оперировать резкими градиентами взрывной волны.

С другой стороны, соответствующие допущения для моделирования симметричных взрывов сводят систему частных дифференциальных уравнений нестационарной газовой динамики к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, которые могут быть проинтегрированы аналитически либо численно в зависимости от характера взрыва. Распространение взрывной волны разделяется на три режима по интенсивности УВ. В сильной УВ (т. е. большое число Маха M_s , когда $M_s^{-2} \rightarrow 0$) движение потока автомоделно при следующих условиях:

1) $R_i \ll R_s \ll R_0$, где R_i — характерный размер источника энергии, R_s — радиус УВ;

$$R_0 = (E/\rho_0)^{1/(j+1)} \quad (4)$$

— динамический радиус взрыва; E — энергия источника, $j = 0, 1$ и 2 для сферических, цилиндрических и плоских взрывных волн соответственно;

2) длительность выделения энергии очень мала относительно времени t_i , ассоциируемого с R_s ;

3) начальная внутренняя энергия вещества, охваченного взрывной волной, незначительна по сравнению с энергией источника E и внутренней энергией той же самой массы вещества.

Если среда, в которой распространяется взрывная волна, — идеальный газ, допущение 3 означает пренебрежение начальным давлением p_0 в сравнении с давлением p_s за ударным фронтом. Решения для автомодельных взрывов получены в неявном виде в [4—6] и численным интегрированием в работах [7, 8], подробный обзор решений дан в [9].

В режиме УВ умеренной интенсивности, когда радиус фронта достаточно велик, так что начальным давлением больше нельзя пренебрегать, движение потока больше неавтомодельное. Для этого случая разработаны методы возмущений, представленные в [9, 10—15], «квазиавтомодельности» [16] и метод профиля плотности, предложенный в [17] и развитый в [18, 19]. В сферической геометрии все неавтомодельные решения для траектории фронта (кроме решения [9], которое не просчитано так далеко) хорошо согласуются с точным численным решением [2] в режимах сильной и умеренной УВ (т. е. для $M_s^{-2} \leq 0,2$). Однако решение по методу профиля плотности остается справедливым пока УВ не затухнет до $M_s \approx 1, 2$. В отличие от методов возмущений и профиля плотности «квазиавтомодельный» метод [16] не может точно предсказать структуру потока, так как «квазиавтомодельная» аппроксимация не удовлетворяет уравнению сохранения общей массы, следовательно, импульсы не могут быть адекватно предсказаны.

В асимптотическом режиме слабой УВ когда $M_s \rightarrow 1$, взрывная волна имеет N-форму. Для сферической геометрии закон затухания амплитуды волны выведен авторами [20—24]. Для трех геометрий структура потока может быть предсказана методом возмущений, разработанным в [25]. В данной работе неавтомодельные методы возмущений [9—11] и метод профиля плотности [18, 19] используются для вычисления параметров взрыва в режимах сильной, умеренной и слабой УВ.

Методы возмущений

1. Решение разложением по параметру $\eta = M_s^{-2}$. Метод возмущений Сакураи [10—11] представляет решения основных уравнений сохранения для нестационарного одномерного адиабатического движения идеального газа за расширяющейся взрывной волной степенными рядами по параметру η

$$\psi(\xi, \eta) \equiv \rho(r, t)/\rho_0 = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(\xi) \eta^n, \quad (5)$$

$$\Phi(\xi, \eta) \equiv u(r, t)/\dot{R}_s(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \Phi_n(\xi) \eta^n, \quad (6)$$

$$f(\xi, \eta) \equiv p(r, t)/\rho_0 \dot{R}_s^2(t) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(\xi) \eta^n, \quad (7)$$

где $\xi = r/R_s(t)$; R_s — скорость УВ; r — расстояние от центра взрыва; индекс 0 характеризует невозмущенный газ. Соответствующие разложения в ряд для коэффициента затухания УВ θ , нормализованного положения скачка y , интеграла энергии I и траектории УВ $c_0 t/R_0$ даны в соотношениях [15]:

$$\theta \equiv R_s \ddot{R}_s / \dot{R}_s^2 = \sum_{n=0}^{\infty} \theta_n \eta^n, \quad (8)$$

$$y = (R_s/R_0)^{j+1} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \eta^n,$$

$$I \equiv \int_0^1 \{ [f/(\gamma-1)] + \Phi^2 \psi / 2 \} \xi^j d\xi = \sum_{n=0}^{\infty} I_n \eta^n,$$

$$c_0 t/R_0 = B_1 \eta^{(j+3)/[2(j+1)]} [1 + B_2 \eta + B_3 \eta^2 + O(\eta^3)]. \quad (9)$$

Здесь c_0 — скорость звука в невозмущенном газе; γ — отношение удельных теплоемкостей. В [15] коэффициенты A_n, θ_n, I_n, B_n определены через динамический радиус взрыва $R_0 = E/(\gamma k_j p_0)^{1/(j+1)}$, где $k_j = 1, 2\pi, 4\pi$ для плоской, цилиндрической и сферической геометрий соответственно. В рамках принятого определения R_0 (4), коэффициенты θ_n, I_n, B_n , кроме B_1 , те же, что и в [15], а коэффициенты A_n, B_1 настоящей работы должны быть умножены на (γk_j) и $(\gamma k_j)^{1/(j+1)}$, чтобы иметь согласие с величинами [15]. Подставляя (5)–(8) в неавтономные уравнения газовой динамики и отбирая члены одной степени по η , получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений для ψ_n, Φ_n, f_n , которые могут быть проинтегрированы численно в зависимости от соответствующих граничных условий на ударном фронте ($\xi = 1$) (т. е. соотношений на прямом скачке), разложенных в ряд по степеням η [10, 11]. Интересно отметить, что разложение в ряд для профиля плотности до второго порядка по η обрывается для $\eta^* = (\gamma - 1)/4$, так как для УВ такой интенсивности плотность на ударном фронте $\psi(1, \eta)$ минимальна. С другой стороны, экстремумы для разложений в ряд скорости вещества и давления на ударном фронте возникают для нефизических значений (а именно: $\eta < 0$ для скорости жидкости и $\eta = \infty$ для давления скачка). Поэтому до второго порядка по η решения для полей скорости и давления должны обеспечивать точное описание течения для $\eta^* \leq \eta \ll 1$.

Зная структуру течения и траекторию УВ можно легко определить изменения параметров фронта с расстоянием. Избыточное давление

$$\Delta p_s = \{[\gamma f(1, \eta)/\eta] - 1\} p_0,$$

$$f(1, \eta) = [2 - (\gamma - 1)\eta/\gamma]/(\gamma + 1).$$

Аппроксимации статических и динамических импульсов получаются подстановкой (5)–(7), (9) в (2) и (3). Ограничиваясь членами второго порядка по η , получим

$$I_{sc_0}/p_0 R_0 = \int_{\eta_i}^{\eta_{fs}} \{[\gamma f(\xi, \eta)/\eta] - 1\} g(\eta) d\eta,$$

$$I_{dc_0}/p_0 R_0 = \gamma \int_{\eta_i}^{\eta_{fd}} \Phi^2(\xi, \eta) \psi(\xi, \eta) g(\eta) d\eta/2\eta,$$

где

$$g(\eta) = (j + 3)B_1\{1 + [(3j + 5)B_2\eta/(j + 3)] + [(5j + 7)B_3\eta^2/(j + 3)] + 0(\eta^3)\}\eta^{-(j-1)/2(j+1)}/[2(j + 1)];$$

$\eta_i, \eta_{fs}, \eta_{fd}$ — интенсивности УВ во времена t_i, t_{fs}, t_{fd} . Так как решения для профилей потока и траектории УВ могут разрываться раньше уменьшения интенсивности УВ до $M_{fs} = \eta_{fs}^{-1/2}$ и $M_{fd} = \eta_{fd}^{-1/2}$, расчет импульсов может быть ограничен расстояниями, близкими к центру симметрии.

2. Решение разложением по $y = (R_s/R_0)^{j+1}$. Взрывные разрушения обычно оценивают по относительному расстоянию от центра взрыва. Для неавтономных взрывных волн разработанные в [9] решения выражают структуру потока в степенных рядах нормализованного радиуса УВ $y = (R_s/R_0)^{j+1} \ll 1$. Поэтому эти решения позволяют непосредственно вычислить изменения параметров взрыва с расстоянием. Вывод уравнений метода возмущений по y идентичен представленным в разделе 1 для решений с разложением по η . Неавтономные уравнения газовой динамики выражаются степенными рядами по y :

$$\psi(\xi, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \bar{\psi}_n(\xi) y^n, \quad (10)$$

$$\Phi(\xi, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \bar{\Phi}_n(\xi) y^n, \quad (11)$$

$$f(\xi, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \bar{f}_n(\xi) y^n. \quad (12)$$

Соответствующие разложения в ряд для коэффициента затухания, интеграла энергии, интенсивности УВ и ее траектории:

$$\theta(y) = \sum_{n=0}^{\infty} \bar{\theta}_n y^n, \quad (13)$$

$$I(y) = \sum_{n=0}^{\infty} \bar{I}_n y^n,$$

$$\eta(y) = y \int \sum_{n=0}^{\infty} \bar{A}_n y^n,$$

$$c_0 t / R_0 = \bar{B}_1 y^{(j+3)/[2(j+1)]} [1 + \bar{B}_2 y + \bar{B}_3 y^2 + O(y^3)]. \quad (14)$$

Подставляя решения для профилей потока (10)–(12) и коэффициент затухания (13) в уравнения газовой динамики и отбирая члены одинаковой степени по y , получаем ряд обыкновенных дифференциальных уравнений для $\bar{\psi}_n$, $\bar{\Phi}_n$, \bar{f}_n . До первого порядка по y эти системы идентичны выведенным при решении Сакураи по η . Однако системы обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающие приближения 2-го порядка по η и y различны. Каждая система для разложений в ряд по y может быть численно проинтегрирована при соответствующих граничных условиях (т. е. соотношениях на фронте прямой УВ) с разложением в ряд по степеням y до того же порядка, что и главные уравнения.

Подобно разложениям в ряды по η , разложения по y для характеристик потока на ударном фронте имеют экстремумы. Соответствующие значения y , при которых эти экстремумы имеют место, зависят от коэффициентов \bar{A}_0 и \bar{A}_1 , так что характер экстремумов можно определить только после численного интегрирования соответствующих дифференциальных уравнений. Плотность ударного фронта имеет экстремум для $y^* = \bar{A}_0/2[\bar{A}_1 + 2/(\gamma - 1)]$, а соответствующие значения y для экстремумов давления и скорости жидкости на ударном фронте: $y^{**} = \bar{A}_0/2\bar{A}_1$ и $y^{***} = 2\bar{A}_0/\bar{A}_1$. Разложения в ряд по y для профилей потока не будут справедливы для $y^* < y \ll 1$, $y^{**} < y \ll 1$ и $y^{***} < y \ll 1$.

Зная структуру потока и траекторию УВ можно определить параметры взрыва. Избыточное давление взрыва Δp_s получаем подстановкой (12) и (14) в (1):

$$\Delta p_s = p_0 \{ [\gamma f(1, y) / \eta(y)] - 1 \}.$$

Статические и динамические импульсы можно оценить из следующих зависимостей, выведенных объединением уравнений (10)–(12), (15):

$$I_s c_0 / p_0 R_0 = \int_{y_i}^{y_{fs}} \{ [\gamma \bar{f}(\xi, y) / \eta(y)] - 1 \} \bar{g}(y) dy,$$

$$I_d c_0 / p_0 R_0 = \gamma \int_{y_i}^{y_{fd}} [\bar{\Phi}^2(\xi, y) \bar{\psi}(\xi, y) / 2\eta(y)] \bar{g}(y) dy,$$

где

$$\bar{g}(y) \equiv (j+3) \bar{B}_1 y^{(1-j)/[2(j+1)]} \{ 1 + [(3j+5) \bar{B}_2 y / (j+3)] + (5j+7) \bar{B}_3 y^2 / (j+3) \} / [2(j+1)];$$

y_i — нормализованное положение ударного фронта в точке r_i , где подсчитываются импульсы. Положения ударного фронта, когда избыточное и динамическое давления в точке r , возвращаются к нулю — y_{fs} , y_{fd} . Так как радиус УВ увеличивается быстрее, чем параметр интенсивности η , предполагается, что решения по y теряют смысл раньше, чем решения по η .

Метод профиля плотности

Разработанный в [18, 19] метод профиля плотности предполагает степенной закон профиля плотности за взрывной волной

$$\psi(\xi, \eta) = \psi(1, \eta) \xi^{q(\eta)}, \quad (15)$$

$$\psi(1, \eta) = (\gamma + 1) / (\gamma - 1 + 2\eta).$$

Такое предположение было сначала сделано в [17]. Экспонента $q(\eta)$ в (15) определяется из сохранения общей массы вещества

$$q(\eta) = (j + 1) [\psi(1, \eta) - 1].$$

Зная профиль плотности, сводим систему дифференциальных уравнений движения в частных производных к обыкновенным дифференциальным уравнениям, которые могут быть проинтегрированы непосредственно, и получаем профили [18, 19] скорости частицы

$$\Phi(\xi, \eta) = \Phi(1, \eta) \xi [1 - \alpha(\eta) \ln \xi] \quad (16)$$

и давления

$$f(\xi, \eta) = f(1, \eta) + f_2(\xi^{q+2} - 1) + f_3\{\xi^{q+2}[(q+2)\ln \xi - 1] + 1\} + f_4\{2 - \xi^{q+2}[(q+2)^2 \ln^2 \xi - 2(q+2)\ln \xi + 2]\}, \quad (17)$$

где

$$\alpha(\eta) = -2\theta\eta\psi_n(1, \eta) / [\psi(1, \eta)\Phi(1, \eta)],$$

$$\Phi(1, \eta) = 2(1 - \eta) / (\gamma + 1),$$

$$f_2 = \psi(1, \eta) \{ \Phi(1, \eta) / \psi(1, \eta) - \theta [8\eta / (\gamma + 1) + \Phi(1, \eta)] \} / (q + 2),$$

$$f_3 = 4\theta\eta\psi^2(1, \eta) \{ 2[\Phi(1, \eta) - \eta\theta_n] - \theta - 1 \} / [(q + 2)^2(\gamma + 1)],$$

$$f_4 = 16[\theta\eta / (\gamma + 1)]^2 [\psi(1, \eta) / (q + 2)]^3.$$

Коэффициент затухания θ и радиус УВ y удовлетворяют обыкновенным дифференциальным уравнениям первого порядка

$$\begin{aligned} \theta_n = \{ & 2\Phi(1, \eta) + D - \theta - 1 + (\gamma - 1)(j + 1) [\Phi(1, \eta) - \\ & - (\gamma + 1)D^2 / 4\theta y \gamma k_j] \} / 2\eta + \\ & + (\gamma + 1)D \{ \Phi(1, \eta) [D + \\ & + (\gamma - 1)(j + 1)\Phi(1, \eta) / 2 - 1 / \psi(1, \eta)] + \\ & + 2(\eta + 1)\theta / (\gamma + 1) \} / (8\eta^2\theta) + 4(\gamma^2 - 1)(j + 1)\theta / D, \end{aligned} \quad (18)$$

$$y_n = -(j + 1)y / 2\theta\eta, \quad (19)$$

$$D = [\gamma(j + 3) + j - 1 + 4\eta] / (\gamma + 1).$$

Численное интегрирование системы обыкновенных дифференциальных уравнений для $\theta(\eta)$ и $y(\eta)$ с граничными условиями $\eta = 0$, $\theta(0) = \theta_0$, $y(0) = 0$ завершает вычисления. Так как выражения (18) и (19) имеют особенность при $\eta = 0$, в [19] были развиты для θ , y решения в степенях η вблизи $\eta = 0$.

Завершает анализ определение траектории УВ путем объединения выражения для скорости УВ и уравнения (19)

$$c_0 t / R_0 = - \int_0^\eta [y^{1/(j+1)} / 2\theta\eta^{1/2}] d\eta. \quad (20)$$

Параметры взрывной волны Δp_s , I_s , I_d могут быть найдены из траектории УВ и профиля потока. Статические и динамические импульсы вычисляются интегрированием соответствующего избыточного давления в фиксированной точке r_i при помощи (15) — (18)

$$I_s c_0 / p_0 R_0 = \int_{\eta_i}^{\eta_{fs}} \{ [1 - \gamma f(\xi, \eta) / \eta] y^{1/(j+1)} / 2\theta\eta^{1/2} \} d\eta,$$

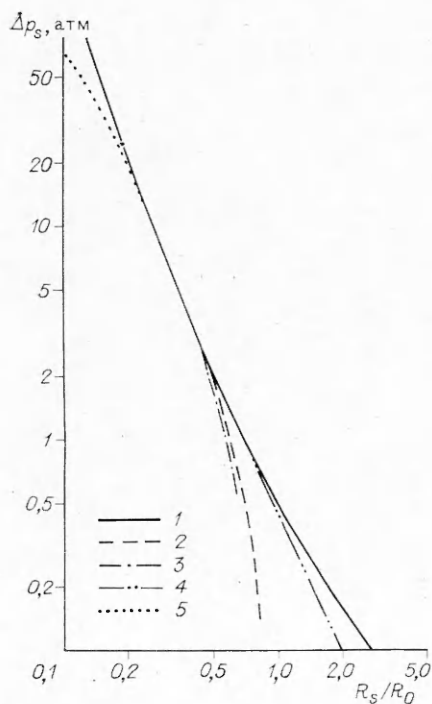
$$I_d c_0 / p_0 R_0 = - \gamma \int_{\eta_i}^{\eta_{fd}} \{ \psi(\xi, \eta) \Phi^2(\xi, \eta) y^{1/(j+1)} / 4\theta\eta^{3/2} \} d\eta.$$

Результаты и обсуждение

Характеристики поля течения, создаваемого неавтономными сферическими ($j = 2$) взрывными волнами в идеальном нереагирующем газе с $\gamma = 1,4$ и $p_0 = 1$ атм, находятся по методу профиля плотности [18, 19] и методами возмущений [9—11]. Коэффициенты для решений методом возмущений второго порядка по η и y даны в таблице. Спад избыточного давления УВ Δp_s с нормализованным радиусом взрыва R_s/R_0 , предсказанный решениями по методу возмущений и профилю плотности, сравнен на рис. 1 с результатами точных численных решений [1, 2]. Как показано на рис. 1, все приближенные решения хорошо согласуются с точными в режимах сильной и умеренной УВ, т. е. $2 \leq M_s \leq \infty$ и $0 \leq R_s/R_0 \leq 0,4$. В режиме слабой УВ ($M_s \leq 2$, $R_s/R_0 \geq 0,4$) оба решения уходят вниз от результата точного численного решения. Решение методом возмущений по y предсказывает самое низкое избыточное давление, т. е. более быстрое затухание УВ. С другой стороны, решение по методу профиля плотности остается достаточно точным вплоть до расстояний $R_s/R_0 \leq 0,8$, соответствующих интенсивности $M_s \geq 1,3$.

На рис. 1 также дана кривая Бейкера [26] по экспериментальным данным для сферических зарядов из пентолита, подорванных при внешних условиях уровня моря. Кроме участка весьма большой интенсивности ($M_s > 6$, $R_s/R_0 < 0,15$), экспериментальные данные и результаты точных решений хорошо согласуются. Это говорит о том, что взрывные волны от бризантных ВВ ведут себя подобно волне от мгновенного точечного взрыва на расстояниях, больших $1/10$ динамического радиуса.

Приближенные решения для избыточного давления сравниваются на рис. 2 с точными решениями [1]. Последние показывают самое медленное затухание с изменением расстояния от центра симметрии. Оба решения методом возмущений предсказывают почти идентичные профили потока в режиме УВ с $M_s > 4$ (т. е. $R_s/R_0 < 0,2$). По мере затухания УВ в профилях потока развиваются колебания и оба решения, полученные методом возмущений, теряют смысл.



Коэффициенты решения методом возмущений для сферических взрывных волн ($\gamma = 1,4$)

	Разложение		
	по η	по y	
θ_0	-1,50	$\bar{\theta}_0$	-1,50
θ_1	2,87723	$\bar{\theta}_1$	21,4271
θ_2	-2,84969	$\bar{\theta}_2$	-464,1354
A_1	0,13428	\bar{A}_0	0,13428
A_2	0,25758	\bar{A}_1	1,91823
A_3	0,36652	\bar{A}_2	-7,07554
I_0	0,42388	\bar{I}_0	0,42388
I_1	-0,21669	\bar{I}_1	-1,61375
I_2	0,40208	\bar{I}_2	45,3522
B_1	0,20484	\bar{B}_1	1,09164
B_2	1,16252	\bar{B}_2	-3,2470
B_3	1,03146	\bar{B}_3	30,2660

Рис. 1. Изменение избыточного давления УВ с расстоянием.

1 — точное решение [1, 2]; 2 — решение методом возмущений по η ; 3 — решение методом возмущений по y ; 4 — метод профиля плотности; 5 — экспериментальные данные [26].

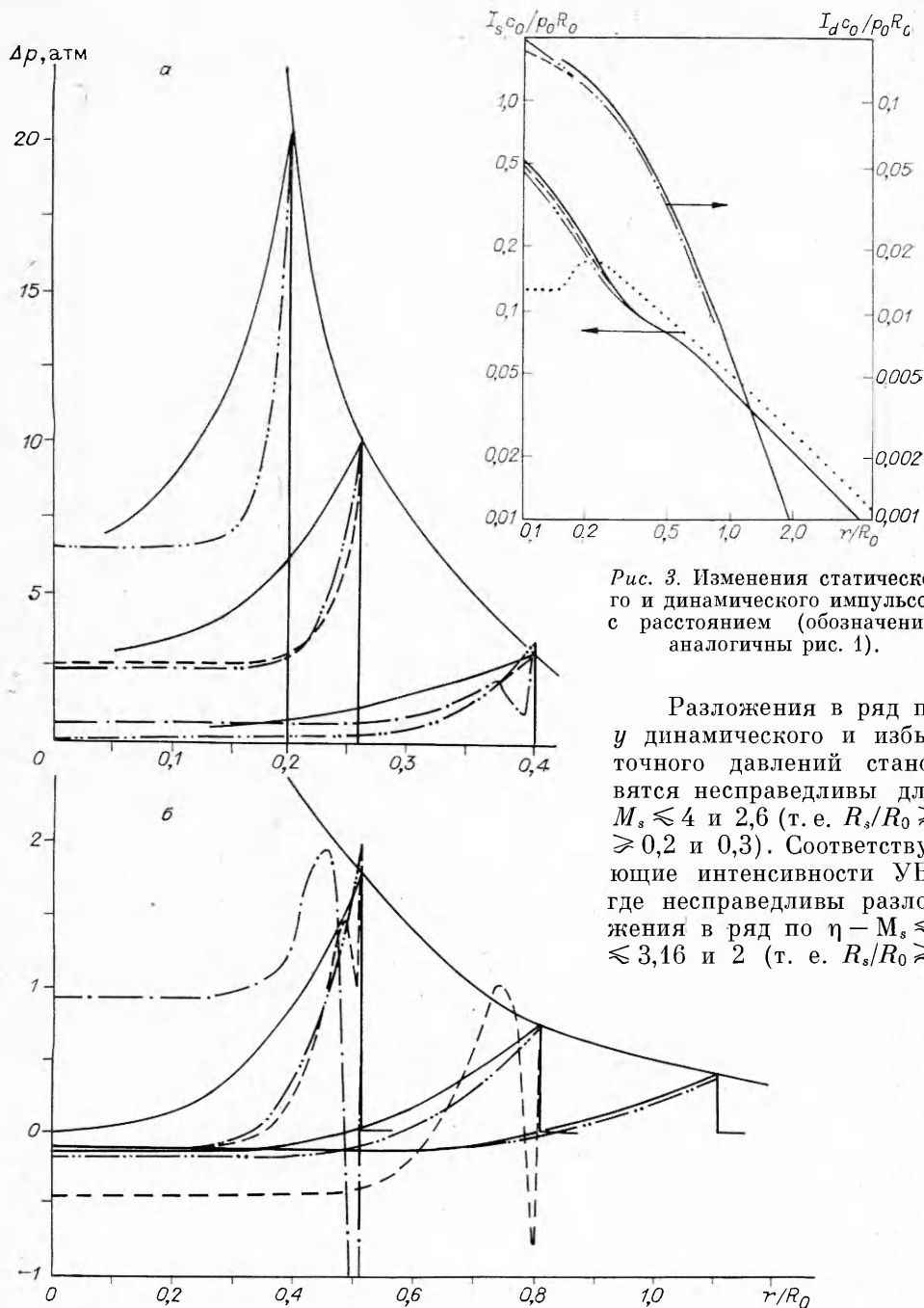


Рис. 3. Изменения статического и динамического импульсов с расстоянием (обозначения аналогичны рис. 1).

Разложения в ряд по y динамического и избыточного давлений становятся несправедливы для $M_s \leq 4$ и $2,6$ (т. е. $R_s/R_0 \geq 0,2$ и $0,3$). Соответствующие интенсивности УВ, где несправедливы разложения в ряд по $\eta - M_s \leq 3,16$ и 2 (т. е. $R_s/R_0 \geq$

Рис. 2. Профиль избыточного давления (обозначения аналогичны рис. 1).

$\geq 0,25$ и $0,4$). С другой стороны, профили течения, предсказанные по методу профиля плотности, всегда ведут себя соответствующим образом вплоть до $M_s \approx 1,15$ (т. е. $R_s/R_0 \approx 1,1$). Профили обоих параметров почти совпадают с соответствующими профилями, предсказанными методом возмущений по η при $M_s \geq 4$ ($R_s/R_0 \geq 0,25$) для динамического давления и $M_s \geq 1,8$ ($R_s/R_0 \leq 0,4$) для избыточного. В пределах границ справедливости (т. е. $M_s > 4$ для динамического и $M_s > 2,6$ для избыточного давления), решения методом возмущений по y неспособны предсказать отрицательные фазы для избыточного давления и скорости жидкости, а так же определить статические и динамические импульсы.

Изменения нормализованного статического импульса I_{sc0}/p_0R_0 с изменением нормализованного радиуса r/R_0 , предсказанные приближенными решениями, сравниваются с результатами точных решений [1] на рис. 3. В режиме сильной УВ $M_s \geq 2,6$ (т. е. $r/R_0 \leq 0,3$) точное решение предсказывает чуть большие статические импульсы, чем приближенные, так как точное решение дает самые высокие величины Δp . В режимах умеренной и слабой УВ $2,6 \leq M_s \leq 1,24$ ($0,3 \leq r/R_0 \leq 0,9$), т. е. в области справедливости метода профиля плотности согласие очень хорошее. Отметим, что решение методом возмущений по η для Δp перестает работать на расстояниях $r/R_0 \geq 0,4$, поэтому статические импульсы не могут быть предсказаны за пределами этого расстояния. На рис. 3 также дана кривая Бейкера [26] для экспериментальных данных по детонации сферических зарядов из пентолита.

Видно, что в режимах умеренной и слабой УВ между экспериментом и расчетом достигается только качественное согласие.

Как показано на рис. 3, динамические импульсы I_{dc0}/p_0R_0 , предсказанные приближенными решениями, меньше точных вычислений [1] ввиду более низких величин профилей динамического давления и более коротких длительностей положительной фазы, предсказанных приближенными решениями. Метод же профиля плотности может предсказывать динамические импульсы вплоть до расстояний $r/R_0 \approx 0,9$ (т. е. $M_s \approx 1,24$), решение методом возмущений по η обрывается за $r/R_0 \approx 0,2$ (т. е. $M_s \approx 3,16$).

Выводы

Среди трех неавтомодельных методов, рассматриваемых в данной работе, а именно методов возмущений по η и y и профиля плотности, последний обеспечивает наилучшие оценки взрывных параметров по широкому диапазону интенсивностей УВ. Работа выполнена при поддержке Совета по естественным наукам и техническим исследованиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brode H. L. // J. Appl. Phys.— 1955.— 26, N 6.— P. 766.
2. Goldstein H., von Neumann J. Blast wave calculation. Collected works of J. von Neumann.— Oxford: Pergamon Press, 1963.— P. 386—412.
3. Chou P. C., Karpp R. R., Huang S. L. // AIAA J.— 1967.— 5, N 4.— P. 618.
4. Sakurai A. // J. Phys. Soc. Jap.— 1955.— N 10.— P. 827.
5. Sedov L. I. Similarity and dimensional methods in mechanics.— N. Y.: Acad. Press, 1959.— Ch. IV.
6. Von Neumann J. The point source solution. Collected works of J. von Neumann.— Oxford: Pergamon Press, 1963.— Vol. VI.— P. 176.
7. Taylor G. I. // Proc. Roy. Soc. Lond. Ser. A.— 1950.— 201, N 159.
8. Lin S. C. // J. Appl. Phys.— 1954.— 25, N 1.— P. 54.
9. Lee J. H. S., Knystautas R., Bach G. G. Theory of explosions. AFOSR Sci. Rep., AFOSR 69-3090TR, 1969.
10. Sakurai A. // J. Phys. Soc. Jap.— 1953.— 8, N 5.— P. 662.
11. Sakurai A. // Ibid.— 1954.— 9, N 2.— P. 256.
12. Melnikova N. S. // Mekhanika.— 1954.— N 3.— P. 2535.
13. Korobeinikov V. P., Chushkin P. I. // Prikl. Mekh. Tekh. Fiz.— 1963.— N 4.— P. 48.
14. Korobeinikov V. P., Chushkin P. I., Sharovatova. Table of gas dynamic functions for point explosions. Academy of Science. Comp. Math. USSR, 1963.
15. Bach G. G., Lee J. H. // AIAA J.— 1969.— 7, N 4.— P. 742.
16. Oshima K. Blast waves produced by exploding wires. Rept. 358.— Tokyo: Univ. of Tokyo, 1960.
17. Porzel F. B. Height of burst for atomic bombs. Pt 1. The free air curve. Rept. La-1644.— Los Alamos Sci. Lab., 1954.
18. Rae W. J. Non-similar solutions for impact generated shock propagation in solids. Rept. A1-1821-A-2.— Buffalo; N. Y.: Cornell Aeronaut. Lab., 1965.
19. Bach G. G., Lee J. H. S. // AIAA J.— 1970.— 8, N 2.— P. 271.
20. Kirkwood J. F., Bethe H. A. The pressure wave produced by an underwater explosion. I. OSRD N 588, 1942.
21. Landau L. // J. Phys. USSR.— 1945.— N 9.— P. 496.

22. Bethe H. A., Fuchs K., Hirschfelder H. O. et al. Blast waves. LASL 2000, Los Alamos Sci. Lab., 1947.
23. Witham G. B. // J. Fluid Mech.— 1956.— 1, N 3.— P. 290.
24. Lee J. H. S. Analytical theories for intermediate and far field decay of blast waves. McGill Univ. Rep.— Montreal, 1977.
25. Guirao C. M., Lee J. H. S., Bach G. G. The propagation of non-ideal blast waves // Conf. on mechanisms of explosion and blast waves.— Yorktown, USA, 1973.
26. Baker W. E. Explosions in air. Wilfred Baker Engng.— San Antonio, Texas, 1983.

г. Оттава (Канада)

Поступила в редакцию 13/III 1990

УДК 621.787.044

В. А. Симонов

О СВЯЗИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ С УГЛОМ СОУДАРЕНИЯ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

Рассмотрено влияние основных параметров косых соударений металлических пластин на степень пластической деформации в зоне контакта и ее связь с положением нижней границы области сварки на плоскости (v_k , γ).

При сварке взрывом, как и в других способах сварки металлов давлением, соединение образуется вследствие совместной пластической деформации контактирующих поверхностей, величина которой определяет конечные свойства соединений [1]. Режимы соударения свариваемых пластин задаются тремя основными кинематическими параметрами: скоростью метаемой пластины v_0 , скоростью точки контакта v_k и углом соударения γ [2]. В настоящей работе рассматривается влияние этих параметров на степень пластической деформации в зоне контакта и ее связь с положением нижней границы области сварки на плоскости (v_k , γ).

Наиболее типичной формой пластической деформации при сварке взрывом является волнообразование. Длина волны λ , согласно [3], выражается формулой

$$\lambda = 26\delta_1 \sin^2\gamma/2, \quad (1)$$

где δ_1 — толщина метаемой пластины. Амплитуда волн $a = 0,2\lambda$. Из (1) следует, что линейные размеры волн в области их существования не зависят от v_0 и v_k , а зависят только от γ . Этот экспериментальный факт позволяет предполагать, что на степень пластической деформации, обеспечивающей необходимую прочность соединений, влияет только γ .

Как показано в [4—7], нижняя граница области сварки в фиксированных интервалах изменения v_k представляется отрезком прямой линии $\gamma = \gamma_{\min}$ как для однородных (медь — медь, сталь — сталь), так и для разнородных (сталь — медь, сталь — нержавеющая сталь) сочетаний металлов. Экспериментальное определение γ_{\min} основано на требовании выполнения условия равнопрочности соединений, согласно которому прочность на отрыв плакирующего слоя σ должна быть не меньше временного сопротивления σ_b слабейшего металла композиции. В [4, 5] качество соединений в каждом опыте оценивалось средней по площади сварки прочностью $\bar{\sigma}$ и максимальным значением локальной прочности $\sigma_{i,\max}$. Для каждого γ величины $\bar{\sigma}$ и $\sigma_{i,\max}$ усреднялись по всем опытам, в которых $\bar{\sigma}$ было не меньше $0,5\sigma_b$.

Обозначим усредненные по γ и нормированные на $\sigma_b = 200$ МПа для меди и $\sigma_b = 350$ МПа для стали значения $\bar{\sigma}$ и $\sigma_{i,\max}$ через σ_1 и σ_2 соответственно. Зависимости $\sigma_1(\gamma)$ и $\sigma_2(\gamma)$ приведены на рис. 1, 2. При $\gamma = 2^\circ$ имеем $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$, контактирующие поверхности пластин остаются гладкими, как при плоском ударе. Увеличение γ на $1-2^\circ$ приводит к быстрому росту σ_1 , а σ_2 превосходит единицу, т. е. условие равнопрочности выполняется локально. В зоне шва наблюдаются микрорасплавы и нерегулярные деформации в виде отдельных бугров и волновых дорожек. Это