

СТРУКТУРА АВТОМОДЕЛЬНЫХ ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ И АДИАБАТЫ РАСШИРЕНИЯ ВЕЩЕСТВ

В. Н. Зубарев

(Москва)

При исследованиях в области высоких давлений довольно часто определенные участки течения среды можно представить как центрированные волны разрежения, например, течение за фронтом детонационной волны, инициированной достаточно интенсивным коротким импульсом, или в волне разрежения, формирующейся в результате распада разрыва при переходе ударной волны из более плотной в менее плотную среду.

В предположении, что состояния вещества равновесны, профиль центрированных волн разрежения однозначно определяется изэнтропией расширения вещества. Решение такой задачи для простых уравнений состояния среды не представляет труда [1]. Однако при высоких давлениях (~ 10 ГПа и выше) одной из основных проблем [2] является нахождение уравнений состояния веществ, поэтому не меньшее значение приобретает постановка обратной задачи, а именно определение адиабат расширения веществ по экспериментальным данным о структуре (профилях) рассматриваемых волн [3, 4].

В существующих методах прямой регистрации параметров потока можно выделить две разновидности: запись давления p или массовой скорости u на траектории частицы и съемку смещений частиц или последовательных положений фронта встречных волн разрежения [3] в фиксированный момент времени.

Благодаря особенностям течения в центрированных волнах, оказывается возможным единообразный переход от экспериментальных регистраций $u(t)$, $p(t)$, $x(x_0, t)$, $y(y_0, t)$ (t — время, x , x_0 — эйлерова и лагранжева координаты, y — положение фронта встречной ВР). Рассмотрение решения для центрированных волн разрежения [1] приводит к простой зависимости импеданса $i = \rho c$ (ρ — плотность, c — скорость звука) от времени на траектории движения частицы

$$i = \rho_0 x_0 / t \quad (1)$$

(отсчет времени от момента формирования волн, $u(t=0) = 0$). Аналогичное соотношение справедливо на траекториях распространения обратных малых возмущений (на втором¹ семействе характеристик $y(y_0, t)$)

$$i = \rho_0 y_0 t_{01} / t^2, \quad (2)$$

где t_{01} — время прихода фронта волны к выбранной y -характеристике. Из (1) и (2), в частности, следует, что t_0 , t_{01} и t (момент пересечения траектории $x(x_0, t)$ и характеристики) связаны простым соотношением [3]: $t_{01}^2 = t_0 t$, которое может быть использовано для контроля автоматичности волны.

Применительно к уравнениям состояния представляет интерес установить одну из зависимостей $p(u)$ или $p(v)$ ($v = 1/\rho$ — удельный объем), изэнтропические производные которых связаны с импедансом известными соотношениями

$$i = \left| \frac{dp}{du} \right| = \left| \frac{du}{dv} \right| = \left[- \frac{dp}{dv} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Таким образом, в дополнение к известной из эксперимента одной из указанных выше зависимостей известна также производная этой величины по (1)–(3), что просто решает поставленную задачу: по экспериментальному профилю центрированных волн разрежения найти адиабату расширения вещества.

¹ Под первым семейством характеристик подразумевается веер из точек $x = 0$, $t = 0$.

В качестве иллюстрации приводим примеры.

1. Из эксперимента известна зависимость $u(t)$, а следовательно, и обратная зависимость $t(u)$. p - u -зависимость получаем непосредственным интегрированием (3) с подстановкой $i(t)$ по (4)

$$p(u) = p_0 + \rho_0 x_0 \int_0^u \frac{du}{t(u)}, \quad (4)$$

а зависимость $p(v)$ находим в параметрическом виде по (4) и (5)

$$v(u) = v_0 - \frac{1}{\rho_0^2 x_0^2} \int_0^u t(u) du. \quad (5)$$

2. Аналогичным образом по известному из эксперимента профилю давлений $p(t)$, представив результаты эксперимента в виде обратной функции $t = t(p)$, получаем

$$u(p) = \frac{1}{\rho_0 x_0} \int_{p_0}^p t(p) dp, \quad (6)$$

$$v(p) = v_0 - \frac{1}{\rho_0^2 x_0^2} \int_{p_0}^p t^2(p) dp. \quad (7)$$

3. Если в эксперименте определена зависимость $x(x_0, t_1)$ в известный момент времени t_1 в движущейся среде, то воспользовавшись законом сохранения массы $v = v_0 dx/dx_0$, найдем $v = v_0 f(x_0)$ и обратную функцию $x_0(v)$. Из (1) и (3) получим

$$p(v) = p_0 - \frac{\rho_0^2}{t_1^2} \int_{v_0}^v x_0^2(v) dv \quad (8)$$

и в параметрическом виде (v — параметр) — $p(u)$ -зависимость по (8) и (9)

$$u(v) = - \frac{\rho_0}{t_1} \int_{v_0}^v x_0(v) dv. \quad (9)$$

Поступила в редакцию 29/IV 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Н. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1953.
2. Л. В. Альшuler. УФН, 1965, 85, 2, 1997.
3. В. Н. Зубарев. ПМТФ, 1965, 2, 54.
4. М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1971.

ОСОБЕННОСТИ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ ПЛАСТИН ПРИ СИНХРОННОМ ИНИЦИИРОВАНИИ ЗАРЯДА ВВ В НЕСКОЛЬКИХ ТОЧКАХ

В. А. Огородников, А. Г. Иванов

(Москва)

В ряде задач, связанных с применением взрыва, часто заряд взрывчатого вещества (ВВ) инициируется синхронно в нескольких точках [1, 2]. Особый интерес представляет поведение облицовки заряда ВВ, инициирование которого осуществляется не с помощью генератора пло-