УДК 621.762.4

Г.М. ЖДАНОВИЧ, д-р техн.наук (БПИ)

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ В ПОРОШКОВОМ ТЕЛЕ ЗА ФРОНТОМ ПАДАЮЩЕЙ ВОЛНЫ СЖАТИЯ

Управление закономерностями распределения плотности в брикетах, полученных динамическим прессованием, имеет важное технологическое значение.

Рассмотрим задачу нормального движения волны сжатия в прессуемом порошковом теле (ПТ).

Используя известное соотношение [1] на границе раздела обрабатываемого тела и продуктов детонации

$$p(t) = p_0\left(1 + \frac{t}{\theta}\right)^{-k},$$

находим удельный импульс, сообщенный порошковому телу,

$$I(t) = p_0 \int_0^t \left(1 + \frac{t}{\theta}\right)^{-k} dt = \frac{p_0\theta}{k-1}\left[1 - \left(1 + \frac{t}{\theta}\right)^{1-k}\right],$$

где p_0 — максимальное давление на границе раздела в момент времени $t = 0$; θ — временная постоянная; k — показатель изэнтропы.

На основе закона сохранения импульса и количества движения имеем

$$\rho_0 Z A_н v_z = A_н I(t), \qquad (1)$$

где ρ_0 — начальная плотность ПТ; Z — эйлерова координата слоя ПТ, вовлеченного в движение в рассматриваемый момент процесса; $A_н$ — номинальная площадь поперечного сечения ПТ; v_z — скорость слоя ПТ, вовлеченного в движение в рассматриваемый момент процесса.

Решая выражение (1) относительно массовой скорости v_z, находим

$$v_z = \frac{I(t)}{\rho_0 Z} = \frac{p_0\theta}{k-1}\,\frac{1 - \left(1 + \frac{t}{\theta}\right)^{1-k}}{Z}. \qquad (2)$$

Используя начальные условия $Z\big|_{t=0} = 0$, $\frac{dZ}{dt}\big|_{t=0} = u_0$, $v_z\big|_{t=0} = v_0$ и закон сохранения импульса и количества движения в форме Ренкина—Гюгонио—Рахматулина

$$p = \rho_0 u v, \quad p_0 = \rho_0 u_0 v_0,$$

выражение (2) можно представить в следующем виде:

$$v_z = \frac{v_0}{1 + Z/a}, \qquad (3)$$

где u_0, v_0 — соответственно волновая и массовая скорости в момент времени $t = 0$; $a = 2u_0\theta/k$.

На основании известных [1] соотношений

$$u_0 = c_0 + \lambda v_0, \ u_z = c_0 + \lambda v_z, \tag{4}$$

закона сохранения массы в форме

$$v_0 = u_0 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{z0}}\right), \ v_z = u_z \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_z}\right)$$

и выражения (3) приходим к следующему соотношению:

$$\frac{v_0}{v_z} = 1 + \frac{Z}{a} = \frac{v_0}{c_0} \left(\frac{y}{y-1} - \lambda\right), \tag{5}$$

где c_0 – скорость распространения звука в ПТ; λ – коэффициент динамической сжимаемости материала ПТ; $y = \rho_z/\rho_0 = \gamma_z/\gamma_0$; $\rho_z = \gamma_z/g$; $\rho_0 = \gamma_0/g$.

Дифференцируя обе части соотношения (5), приходим к следующему дифференциальному уравнению:

$$-\frac{dy}{(y-1)^2} = \frac{c_0}{v_0} \frac{dZ}{a}. \tag{6}$$

Из закона сохранения массы следует, что

$$\rho_0 dZ = \rho_z dz, \tag{7}$$

где z – лагранжева координата рассматриваемого слоя ПТ.

Подставив соотношение (7) в выражение (6), получим

$$-\frac{dy}{y(y-1)^2} = \frac{c_0}{v_0} \frac{dZ}{a}. \tag{8}$$

Интегрируя выражение (8), находим

$$\frac{y}{y-1} - \ln \frac{y}{y-1} = C + \frac{c_0}{v_0} \frac{z}{a}. \tag{9}$$

Приближенное решение уравнения (9) относительно y с погрешностью, не превышающей 1 %, может быть записано в следующем виде:

$$y = \frac{\gamma}{\gamma_0} = 1 + \frac{v_0}{(u_0 - v_0)\sqrt{1 + 2b\varphi z/a + \varphi^2 z^2/a^2}}, \tag{10}$$

где $b = \sqrt{1 + \dfrac{4v_0^2}{(u_0 - v_0)^2}}$; $\varphi = \dfrac{c_0}{(u_0 - v_0)}$.

При определении постоянной интегрирования C было использовано граничное условие $y|_{z=0} = y_0 = \dfrac{u_0}{(u_0 - v_0)}$.

Табл. 1. Расчетные и опытные значения массовой скорости

Материал	c_0 (опыт.), м/с	λ	γ_0, г/см^3	v_0 (расч.), м/с	v_0 (опыт.), м/с
Сталь	3800	1,58	7,84	820	790
Медь	3960	1,5	8,9	728	700
Золото	3080	1,56	19,3	473	490
Алюминий	5250	1,39	2,79	1440	1250
Вода	1500	3,86	1	2340	2300
Воздух	330	1,12	1,29 10^{-3}	6000	5490

Выражение (10) описывает закономерность распределения плотности за фронтом нормально падающей волны сжатия. Для практического его использования необходимо определить начальное значение массовой скорости v_0.

На основе закона сохранения импульса и количества движения имеем:

$$\rho_{в.г} C_{uг} dt S_н v_{в.г} = (\rho_{в.г} c_{uг} dt S_н + \rho_0 u_0 dt S_н) v_0 , \tag{11}$$

где $\rho_{в.г} \approx \rho_{в.в}$ — плотность тела, взаимодействующего с ПТ; $c_{uг} = \frac{k-1}{k+1} v_д$ — скорость распространения звука в этом теле; $v_{в.г} = \frac{3k-1}{k^2-1} v_д$ — скорость его движения при нормальном взаимодействии, при касательном взаимодействии $v_{в.г} = \frac{k}{k+1} v_д$.

Решение уравнения (11) относительно v_0 с учетом соотношения (4) при $k = 3$ имеет вид

$$v_0 = \frac{1}{2\lambda} \left[-\left(c_0 + \frac{1}{2} \frac{\gamma_{в.в}}{\gamma_0} v_д\right) + \sqrt{\left(c_0 + \frac{1}{2} \frac{\gamma_{в.в}}{\gamma_0} v_д\right)^2 + 2\lambda \frac{\lambda_{в.в}}{\gamma_0} v_д v_{в.г}} \right] .$$

В табл. 1 приведены расчетные и экспериментальные данные для определения начального значения массовой скорости v_0.

Ниже приведены рассчитанные по выражению (10) и экспериментальные данные распределения плотности в брикете из порошка АПС-1 при $\lambda = 2$, $\gamma_0 = 1,37$ г/см^3, $\gamma_м = 2,74$ г/см^3, $c_0 = 75...100$ м/с:

z, мм	5	10	20	30	40	50	60	70
γ_z (расч.), г/см^3	2,56	2,49	2,38	2,29	2,22	2,17	2,12	2,08

γ_z (опыт.), 2,55 2,51 2,38 2,28 2,24 2,15 2,09 2,05

г/см^3

В формуле (10) не учитываются прочностные свойства материала частиц порошкового тела, но это оправдывается тем, что давление на фронте волны сжатия на 3...4 порядка превышает максимальное сопротивление деформированию как пористых, так и компактных тел. Порошковое тело ведет себя, как жидкость. Близкое совпадение расчетных и экспериментальных данных является достаточным основанием для применения гидродинамической теории динамического уплотнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К.П. Неустановившееся движение сплошной среды. — М., 1971. — 854 с. 2. Жарков В.Н., Калинин В.А. Уравнение состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. — М., 1968. — 311 с.

УДК 669.14.018.292

С.Н. ЛЕКАХ, канд.техн.наук,
Н.И. БЕСТУЖЕВ, И.А. ХРАМЧЕНКОВ,
А.А. ПИГУЛЕВСКИЙ (БПИ)

ВЛИЯНИЕ ГРАФИТИЗИРУЮЩЕГО МОДИФИЦИРОВАНИЯ ВЧШГ НА ЕГО КРИСТАЛЛИЗАЦИЮ И УСАДКУ

Графитизирующее модифицирование имеет важное значение при производстве отливок из высокопрочного чугуна с шаровидным графитом (ВЧШГ). Ввиду значительного различия удельной теплоты кристаллизации графита и цементита с помощью калориметрического анализа процесса затвердевания чугуна можно не только оценить кинетику выделения твердой фазы, но и по интегральному тепловому эффекту определить влияние различных факторов, в том числе модифицирования, на степень графитизации сплава [1].

Сущность использованного в работе метода калориметрического расчета кривых охлаждения заключается в эталонировании по собственному жидкому состоянию сплава.

Расчетная температура $T_р$ определяется по координатам трех точек (T_0,0; T_1, τ_1; T_2, τ_2) в области температур выше фазовых превращений и начальной температуре $T_н$ жидкого чугуна:

$$\ln T_р = \left(\frac{\ln T_2/T_н}{\tau_2 + \tau_1 \dfrac{\ln T_0/T_н}{\ln T_1/T_0}} \right) \tau + \left(\ln T_н + \frac{\ln T_2/T_н}{1 + \dfrac{\tau_2}{\tau_1} \dfrac{\ln T_1/T_0}{\ln T_0/T_н}} \right).$$

Зависимость интенсивности выделения теплоты кристаллизации от режима модифицирования высокопрочного чугуна с углеродным эквивалентом, составляющим 4,25 %, обработанного ферросилицием ФС 75 0,8 %, представлена на рис. 1. В немодифицированном чугуне (кривая *1*) процесс затвердевания начинается с выделения первичного аустенита, графитная эвтектика кристаллизуется при более низких температурах с существенной задержкой по времени. Напротив, в модифицированных чугунах инициируется выделение из расплава включений шаровидного графита. Причем наиболее высок темп кристаллизации при "позднем" модифицировании (кривая *3*) по сравнению с расплавом, выдержанным после модифицирования в течение 5 мин (кривая *2*). Сокращение до минимума промежутка времени между обработкой расплава и затвердеванием чугуна позволяет существенно повысить степень графитизации сплава, о чем свидетельствует увеличение площади под кривой $K \dfrac{dQ_{кр}}{d\tau} - \tau$