

# 颗粒材料中致密波结构研究<sup>1)</sup>

孙锦山 朱建士 贾祥瑞

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

**摘要** 采用一维两相流模型与相应颗粒构形应力函数, 研究了致密波的形成及其结构. 用简化两相流模型系统地讨论致密波对有关因素的依赖关系. 分析指出: 小于基体材料音速的致密波仅能在非理想颗粒材料中存在, 从波前到波后, 所有状态物理量光滑过渡. 大于基体材料音速的致密波, 波头可能存在间断. 应力函数与致密粘性确定后, 致密波速度决定致密波结构、宽度、终态压实度. 采用一维两相流模型模拟了活塞驱动颗粒床形成致密波这一动态过程. 用线方法 (MOL) 对该方程组求数值解. 计算表明, 经过短暂的非稳态过程, 颗粒床中形成一稳态致密波. 分析了活塞速度与初始孔隙率对致密波结构的影响, 并对简化两相流模型与两相流模型的计算结果进行了对比.

**关键词** 致密波, 冲击波压实, 燃烧转爆轰

## 引 言

颗粒材料中致密波的形成、结构和传播, 是材料合成与燃烧转爆轰过程中需要研究的重要课题之一. 自 70 年代开始, 由于对含能材料与爆炸装置安全问题的重视, 很多学者开展了这方面的实验、理论与数值模拟研究<sup>[1~3]</sup>.

致密波是材料内部空穴闭合和颗粒材料挤压而形成的行进波, 本文将从一维反应两相流模型出发, 采用由实验确定的构形应力函数, 分析致密波的物理性质及致密波结构.

## 1 一维反应两相流模型

定义  $\rho, u, P, e$  分别表示密度、速度、压力与内能, 下标“g”表示气相, “p”为固相介质,  $\Phi_i$  为单位体积内  $i$  相物质所占体积份额,  $f$  为颗粒构形应力函数,  $\mu_c$  为致密粘性, 则反应两相流方程组为

$$\partial_t(\rho_i \Phi_i) + \partial_x(\rho_i \Phi_i u_i) = a_i \quad (i = g, p) \quad (1.1)$$

$$\partial_t(\rho_i \Phi_i u_i) + \partial_x(\rho_i \Phi_i u_i^2 + P_i \Phi_i) = b_i \quad (i = g, p) \quad (1.2)$$

$$\partial_t[\rho_i \Phi_i (e_i + u_i^2/2)] + \partial_x[\rho_i \Phi_i u_i (e_i + u_i^2 + P_i/\rho_i)] = c_i \quad (i = g, p) \quad (1.3)$$

$$\partial_t \Phi_p + u_p \partial_x \Phi_p = \Phi_g \Phi_p [P_p - P_g - f(\Phi_p)]/\mu_c + a_p/\rho_p \quad (1.4)$$

$$P_i = P_i(\rho_i, T_i) \quad (1.5)$$

1999-03-22 收到第一稿, 1999-04-25 收到修改稿.

1) 谨以此文纪念郭永怀院士 90 周年诞辰.

$$e_i = e_i(P_i, \rho_i) \quad (1.6)$$

$$\Phi_g + \Phi_p = 1 \quad (1.7)$$

方程 (1.1), (1.2) 和 (1.3) 为每相的质量、动量和能量方程, 方程 (1.4) 是简化模型中  $\Phi_p$  的演化方程,  $a_i, b_i$  和  $c_i$  代表相间交换项, 由于未考虑致密波可能诱发的化学反应, 这样, 方程中的相间质量交换项为零, 即  $a_i = 0$ . 动量传输项仅为相间阻尼引起的动量交换

$$b_g = -D_1 \quad (1.8)$$

$$b_p = D_1 \quad (1.9)$$

其中  $D_1$  可表示为

$$D_1 = \frac{u_g}{(4r_p)^2} (u_g - u_p) f_{pg} \quad (1.10)$$

$f_{pg}$  是无量纲阻尼系数, 由相关实验给出 [4], 由下式确定

$$f_{pg} = (\Phi_p / \Phi_g)^2 [276 + 5(Re / \Phi_p)^{0.87}] \quad (1.11)$$

式中,  $Re$  为 Reynolds 数.

对于能量传输项

$$C_g = -\dot{Q} - D_1 u_p \quad (1.12)$$

$$C_p = \dot{Q} + D_1 u_p \quad (1.13)$$

其中  $\dot{Q}$  代表相间对流传热速率

$$\dot{Q} = \frac{3}{r_p} (1 - \phi_g) h_{pg} (T_g - T_p) \quad (1.14)$$

传热系数  $h_{pg}$  由实验给出 [5],

$$h_{pg} = 0.65 \left( \frac{K_g}{2r_p} Re^{0.7} Pr^{0.33} \right) \quad (1.15)$$

其中  $K_g$  为气体热导率,  $Pr$  是普朗特数.

由于气相状态方程对结果影响很小, 为了简单采用理想状态方程. 固相状态方程用 Tait 方程

$$e = \frac{P + \rho_0 S}{(\gamma - 1)\rho} \quad (1.16)$$

相应温度与压力的关系为

$$P = (\gamma - 1)c_v \rho T - \rho_0 S / \gamma \quad (1.17)$$

其中  $\gamma, S$  为状态方程参数.

构形应力  $f$  与 Helmholtz 自由能有关, 它是  $\Phi$  的单调增函数. 这里选取由多孔介质动、静态实验而得到的形式 [6], 孔隙压缩分为弹性、弹塑性、塑性三个阶段, 分别表示为

$$f = \begin{cases} \frac{4}{3}G_0\Phi\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}-1\right)(1-\Phi)^{-1}\exp(-5+5\Phi)+P_{p,0}, & \Phi_a > \Phi \geq \Phi_0 \\ \frac{2}{3}Y_0(2-\Phi)^{-2}\left\{\Phi^2-\frac{2G_0}{Y_0}(2-\Phi)^2\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}-1\right)\exp(-5+5\Phi)+\right. \\ \left.\Phi^2\ln\left[\frac{2G_0}{Y_0}(2-\Phi)^2\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}-1\right)(1-\Phi)^{-1}\right.\right. \\ \left.\left.\Phi^{-2}\exp(-5+5\Phi)\right]\right\}+P_{p,0}, & \Phi_b > \Phi \geq \Phi_a \\ \frac{2}{3}Y_0\Phi^2(2-\Phi)^{-2}\ln(1-\Phi)^{-1}+P_{p,0}, & 1 > \Phi \geq \Phi_b \end{cases} \quad (1.18)$$

其中  $\Phi_a$  和  $\Phi_b$  满足下列方程

$$\begin{aligned} \Phi_a &= 1 - \frac{2G_0}{\Phi_a^2}(\Phi_0^{-1}-1)(2-\Phi_a)^2\exp(-5+5\Phi_a) \\ &\left[\frac{2G_0}{\Phi_0\Phi_a^2}(2-\Phi_a)^2\exp(-5+5\Phi_a)+Y_0\right]^{-1} \\ \Phi_b &= \Phi_0 + \frac{Y_0}{2G_0}\Phi_0\Phi_a^2(2-\Phi_a)^{-2}\exp^{-1}(-5+5\Phi_a) \end{aligned}$$

这里  $Y_0$  与  $G_0$  为固相介质屈服应力和剪切模量.

## 2 简化两相流模型计算与分析

根据 Powers<sup>[1]</sup> 的工作, 对气相与固相两相求和, 不考虑化学反应和相间阻尼, 得到混合介质的质量、动量和能量守恒关系, 作定常假定则可直接积分, 得到波内任一位置的物理量与波前相应量的代数关系式. 由于初始时气相密度与固相密度之比是可忽略的小量, 可假定方程 (1.1), (1.2), (1.3) 中气相项都可忽略. 定义固相无量纲量为

$$\begin{aligned} \rho^* &= \frac{\rho_p}{\rho_{p0}}, \quad v^* = \frac{u}{D} - 1, \quad e^* = \frac{e_p}{D^2} \\ P^* &= \frac{P_p}{\rho_{p0}D^2}, \quad \xi^* = (X - Dt)\rho_{p0}D/\mu_c \end{aligned}$$

其中  $D$  为致密波波速, 在定常时则为来流速度.

对三代数关系式进行无量纲化, 可见所有气相项均乘以  $\rho_{g0}/\rho_{p0}$ , 故可忽略守恒关系中的气相项影响. 省略下标有

$$\rho^*\Phi_p v^* = -\Phi_{p0} \quad (2.1)$$

$$P^*\Phi_p + \rho^*\Phi_p v^{*2} = \Phi_{p0}(\pi + 1) \quad (2.2)$$

$$\nu^*\rho^*\Phi_p\left(e^* + \frac{\nu^{*2}}{2} + \frac{P^*}{\rho^*}\right) = -\Phi_{p0}\left(\frac{\pi + \gamma\sigma}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} + \pi\right) \quad (2.3)$$

其中无量纲参数

$$\sigma = s/(\gamma D)^2$$

$$\pi = [\gamma(\gamma - 1)c_\nu T_0 - s]/(\gamma D^2)$$

由此三代数关系式, 可以得到相应固相物理量对体积份额  $\Phi$  的依赖关系式

$$v^* = P\Phi_p/\Phi_{p0} - (1 + \pi) \quad (2.4)$$

$$\rho^* = \frac{\Phi_{p0}^2}{\Phi_p \Phi_p (\pi + 1) - P\Phi_p^2} \quad (2.5)$$

$$P^* = \frac{\Phi_{p0}}{\Phi_p(\gamma + 1)} \left( \frac{\gamma\sigma\Phi_p}{\Phi_{p0}} - 1 - \pi \right) (-1 \pm \sqrt{\Delta}) \quad (2.6)$$

$$\Delta = 1 + \frac{(\gamma + 1) \left\{ \left[ 2\gamma\sigma \left( \frac{\Phi_{p0}}{\Phi_p} (1 + \pi) - 1 \right) \right] - \pi[2 - \pi(\gamma - 1)] \right\}}{\left( \frac{\gamma\sigma\Phi_p}{\Phi_{p0}} - 1 - \pi \right)^2}$$

相应致密演化方程为

$$\frac{d\Phi_p}{d\xi^*} = \frac{\Phi_p(1 - \Phi_p)}{v^*} [P^* - f^*(\Phi_p)] \quad (2.7)$$

这样简化模型就变成利用 (2.4)~(2.6) 式求解致密方程 (2.7).

## 2.1 致密波的定性估计

在上述简化假设下, 固相无燃耗  $a_2 = 0$ , 常微分方程积分的初始条件为:  $\xi = 0$  时

$$\rho^* = 1, \quad \phi_p = \phi_{p0}, \quad v^* = -1, \quad p^* = \pi \quad (2.8)$$

求解致密方程 (2.7) 所用参数见表 1.

表 1 推进剂物质性质及状态方程参数

Table 1 Parameters of material properties and equation of state for a propellant

$\gamma$	$C_\nu/\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	$S/\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$	$\rho_0/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	$T_0/\text{K}$	$G_0/\text{MPa}$	$Y_0/\text{MPa}$	$C_0/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$Q/\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$
3.59	1335	$3.71 \times 10^6$	1842	300	67.	5.9	1929.3	6795

为讨论方便, 下面取  $\Phi = \Phi_p$ ,  $\Phi_0 = \Phi_{p0}$ .

致密波波阵面传播速度为  $D$ , 当致密波速度小于基体材料声速  $C_0$  (称亚声速致密波) 时, 物理量在波阵面连续地从波前过渡到波后. 当致密波速度大于基体材料声速 (称超声速致密波), 阵面是不连续的, 可能存在激波间断. 由图 1 对  $\Phi_0 = 0.835$  不同波速  $D$  的  $P^*-\Phi$  曲线可以看到, 对  $D = C_0$  方程 (2.6) 仅有一个解, 即  $P^* = \pi$ ; 而当  $D < C_0$  时, 存在一正解  $\pi$ , 另有一个无物理意义的负解; 当  $D > C_0$  时为两个正解, 即方程 (2.6) 出现双值, 其中一个为  $\pi$ . 说明超声致密波波头压力既可连续过渡, 又可跃迁到高压值, 在这种情况下, 波阵面有可能存在激波间断.

当  $D > C_0$  时, 根据 ZND 模型, 此处假定前沿阵面,  $\Phi = \Phi_0$ , 可求出激波前沿阵面参数

$$P_s = \frac{2 - (\pi + \sigma)(\gamma - 1)}{\gamma + 1} - \sigma \tag{2.9}$$

$$v_s = -\frac{(\gamma - 1) + 2\gamma(\pi + \sigma)}{\gamma + 1} \tag{2.10}$$

由此看出， $P_s$  和  $v_s$  与初始体积分数无关，它仅与波速有关。

而当  $D \leq C$  时， $P_f^* = \pi, v_f^* = -1$  即波头参数，或称为波前参数。

对理想状态方程  $\sigma = 0$  的情况，由 (2.6) 式得到

$$P^* = P_f^* \frac{\Phi_{p0}}{\Phi_p} \tag{2.11}$$

其中  $P_f$  为表示波头压力。可见，致密波内随着  $\Phi$  的增加，压力自波头逐渐下降，这对亚声速致密波是不现实的。因为构形应力函数是  $\Phi$  的单调增函数，只有当压力超过构形应力才可能使  $\Phi$  增加，即可能致密压实。同样，将上式代入 (2.4) 式，可有以下式

$$v = v_f \tag{2.12}$$

说明理想固体情况，致密波内任一位置处的速度与波阵面上的相等，与致密情况无关。对亚声速致密波该式同样是不可能出现的。以上可见，理想固体的两相流内，只可能出现超声速的致密波，致密波的最小传播速度为波前固体声速。

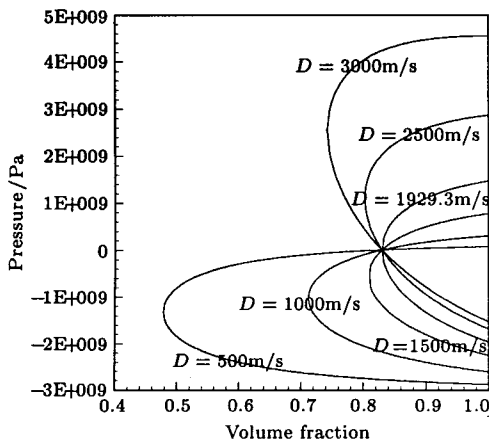


图 1 不同波速时压力随体积分数的变化  
Fig.1 Pressure versus volume fraction at various wave speeds

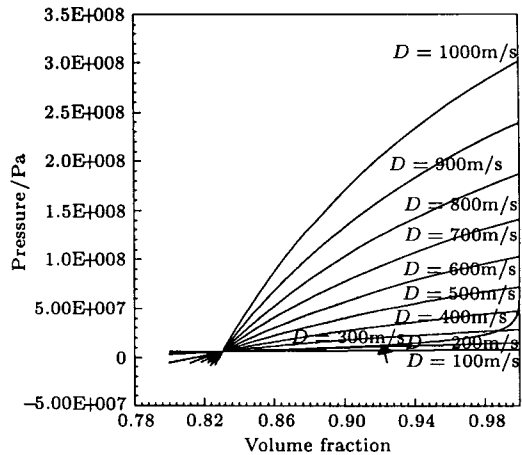


图 2 固相应力及平衡应力与体积分数的关系  
Fig.2 Pressure versus volume fraction from conservation and state equations

若选取  $f$  为线性形式

$$f(\Phi) = \pi \Phi / \Phi_0$$

利用 (2.11), (2.12) 式，可以得到常微分方程 (2.7), 初条件 (2.8) 的解析解

$$g(\Phi_0)e^{\xi} = g(\Phi)$$

其中

$$g(\Phi) = [\pi/(v_f \Phi_0)]^{a/2} [\Phi_0(P_f/\pi)^{1/2} + \Phi]^b [\Phi_0(P_f/\pi)^{1/2} - \Phi]^c (1 - \Phi)^{-a}$$

$$a = v_f \Phi_0 / (P_f \Phi_0^2 - \pi), \quad b = v_f / [2(P_f \Phi_0 + \sqrt{\pi P_f})], \quad c = v_f / [2(P_f \Phi_0 - \sqrt{\pi P_f})]$$

这里的  $P_f$  与  $v_f$  为波头参量. 从这里可见, 当  $\xi \rightarrow \infty$  时,  $\Phi \rightarrow (P_f/\pi)^{(1/2)} \Phi_0$ , 致密波最终的体积份额由波头压力与波前压力之比的平方根所决定.

理想颗粒材料的超声速致密波, 波头冲击波使固相、气相介质同时压缩而保持体积份额  $\Phi_0$  不变, 波后固相压力遵循 (2.11) 式逐渐下降, 颗粒在 (2.12) 式控制的匀速运动过程中不断膨胀而使体积份额  $\Phi$  增加. 从  $\sigma$  的定义, 当考虑强激波极限时, 颗粒材料的非理想性质亦将退化. 构形应力有界时方程变成

$$\frac{d\Phi}{d\xi} = -2\Phi_0(1 - \Phi)/(\gamma - 1) \tag{2.13}$$

由初始条件, 得到

$$\Phi = 1 - (1 - \Phi_0)e^{\frac{2\Phi_0}{\gamma-1}\xi}$$

当  $\xi \rightarrow -\infty$ ,  $\Phi \rightarrow 1$ , 达到完全致密.

### 2.2 亚声速致密波的结构

如前分析, 亚声速致密波仅能在颗粒材料脱离理想状态下存在. 压力、速度与密度在波头连续过渡, 波后状态随  $\Phi$  的增加而改变, 它受三个守恒关系制约. 致密波终态压实程度、即  $\Phi$  的值依赖于初始  $\Phi_0$  与波速.

由常微分方程 (2.7) 与初始条件 (2.8), 对亚声速  $D < C_0$  的致密波进行数值积分计算, 波速  $D = 200, 300, 400$  和  $500(\text{m/s})$  进行了计算, 其波形结构如图 3 与图 4 所示. 可见: (1) 所有物理量的波阵面光滑过渡. (2) 波形结构宽度与波速有关, 而与  $\Phi_0$  的关系不大. 定义致密波厚度为瞬时体积分数与初始体积分数的差, 比上终态体积分数与初始体积分数之差, 等于 0.99 的点到波阵面的距离, 则由计算得到不同波速的致密波厚度, 见表 2. (3) 构形应力函数  $f$  直接与致密波结构和终态有关, 不同的  $f$  函数, 特别是对亚声速致密波将会得到不同的结果. (4) 非

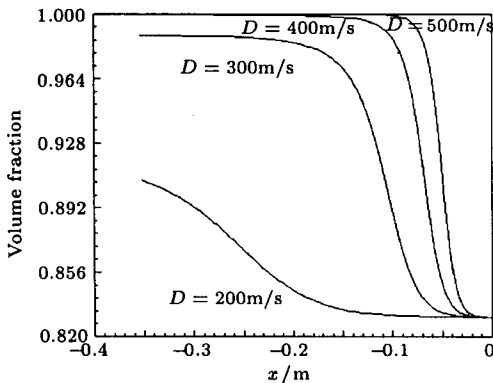


图 3 不同波速的体积分数分布  
Fig.3 Volume fraction versus distance at various speeds

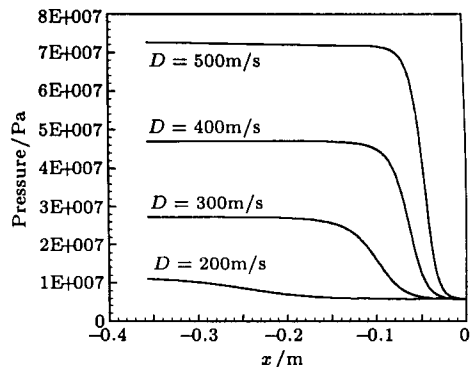


图 4 不同波速的压力分布  
Fig.4 Pressure versus distance at various speeds

表 2 不同活塞速度简化模型与数值模型结果的比较

Table 2 Results of simplified and numerical model for various piston impact velocities

$u_p/m\cdot s^{-1}$	Pressure /MPa		%TMD		Wave speed/ $m\cdot s^{-1}$		Compaction length/mm	
	Simplified	Numerical	Simplified	Numerical	Simplified	Numerical	Simplified	Numerical
17.	11.1	13.5	0.9	0.863	200.	230.6		120.2
48.	27.4	35.2	0.96	0.913	300.	312.	92.	97.5
69.	47.1	52.9	0.99	0.941	400.	420.	50.	58.2
88.	72.7	76.6	0.999	0.97	500.	542.	41.	49.3
100.		109.4	0.9999	0.977		660.7		24.5

理想状态的参数  $S$ ，它由冲击雨贡纽实验数据所决定，对结构的影响也是至关重要的。

### 2.3 超声速致密波的结构

图 5, 图 6 分别为波速  $D = 2200, 2500$  和  $3000$  (m/s) 的致密波内孔隙率和固相压力分布。可知，对超声速致密波波头固相体积分数即为初始体积分数，此后，波区内固相分数由初始状态逐渐增加，直到完全压实。波头压力和粒子速度都出现间断，波头激波压力分别为 0.9, 2.1 和 4.25 (GPa)，波尾压力分别为 2.05, 2.9 和 4.55 (GPa)。其致密波厚度分别为 2.05, 1.5 和 1 (mm)，随波速增加，致密波厚度不断减小。

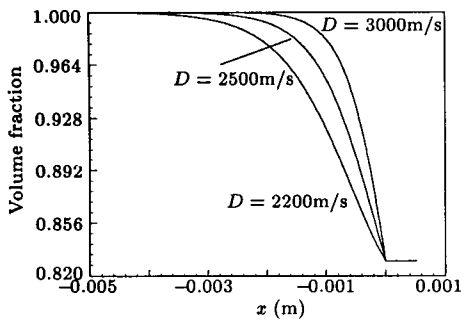


图 5 不同波速的体积分数分布  
Fig.5 Volume fraction versus distance at various speeds

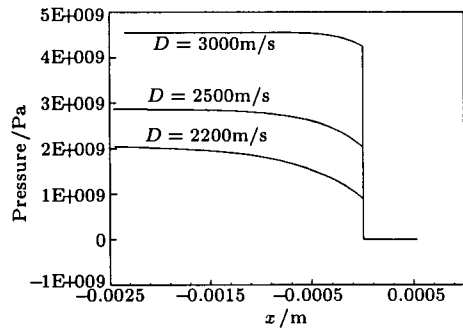


图 6 不同波速的压力分布  
Fig.6 Pressure versus distance at various speeds

## 3 反应两相流模型的计算

### 3.1 不同活塞速度的计算结果与分析

对前面的一维两相流数学模型进行差分处理和坐标变换，假定多孔颗粒床孔隙率和颗粒大小均匀一致，并认为颗粒床为惰性的。活塞以速度  $u_p = 100$  m/s 撞击多孔颗粒床，并认为其速度不变，对多孔颗粒床的动态致密过程进行了计算。

图 7, 图 8 为计算得到的颗粒床压力，固体体积分数随距离和时间变化的三维图像。活塞撞击多孔颗粒床后，开始阶段多孔颗粒床压力和固相体积分数都将随时间的增加而增加，使颗粒床空隙受到压缩，颗粒床平均密度增加，经过短时间的非稳态过程后，颗粒床压力和固相分数都达到稳定值，该致密区域以一定的速度传播，由于颗粒与活塞相接触，颗粒速度等于活塞

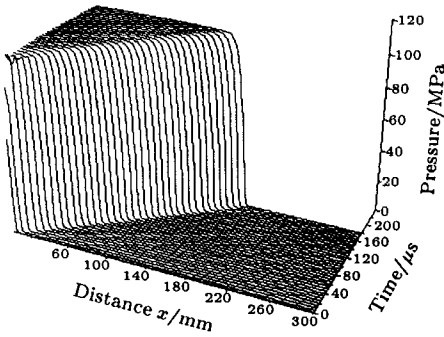


图 7 压力随时间和距离变化的三维图像  
Fig.7 Pressure versus time and distance

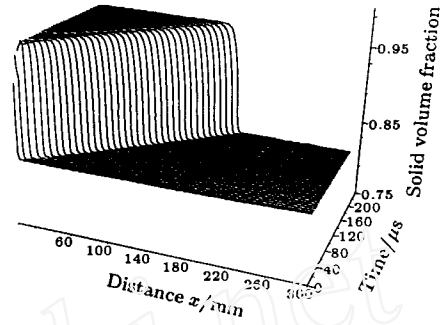


图 8 固相体积分数随时间和距离变化的图像  
Fig.8 Volume fraction versus time and distance

速度，颗粒速度直接达到稳态。因此，活塞以 100 m/s 速度撞击多孔颗粒床后，颗粒床受到压缩，压力升高，逐渐形成一致密区，该区域以波的形式传播，经短暂的非稳态后，形成一稳定传播的致密波。

计算得到该稳态致密波以  $C = 660.7$  m/s 的速度在多孔床中传播。形成稳定致密波后，致密波内由波头到波尾，波区内压力、固相体积分数和粒子速度是连续过渡的，终态压力  $P_p = 109.4$  MPa，固相体积分数  $\varphi_p = 0.977$ ，致密波的厚度为  $\delta = 24.5$  mm。值得指出的是，所形成致密波的结构以及达到稳态后的终态参数与所采用的平衡应力方程以及与平衡应力方程相关的参数有关。

除此之外，还计算了速度为 17 m/s, 48 m/s, 69 m/s 和 88 m/s 活塞撞击多孔床所形成致密波的结构及速度。表 2 是简化两相流模型模型解析计算结果与两相流模型数值计算结果的比较，由两种计算模型可以得出如下结果：随活塞速度的增加，所形成的稳态致密波其终态固相压力，固相体积分数和粒子速度以及致密波的稳态传播速度都将增加，而致密波的厚度将减小。

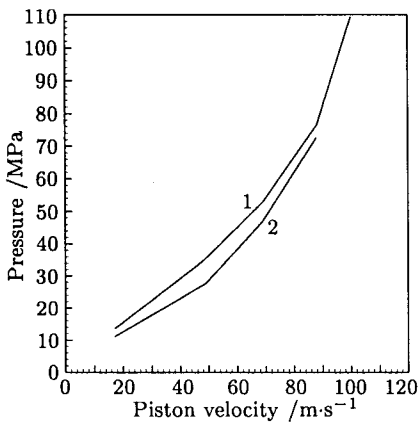


图 9 压力与活塞速度的关系  
1. 简化模型结果, 2. 数值模型结果  
Fig.9 Pressure versus piston velocity  
1. simplified model results, 2. numerical results

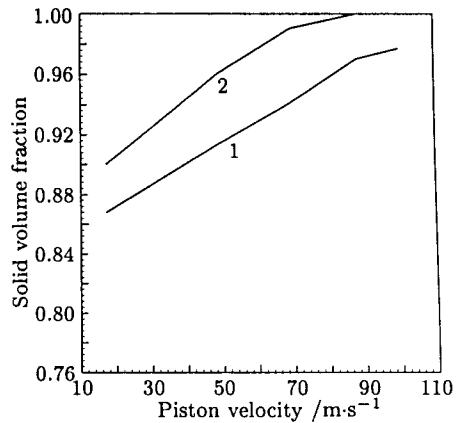


图 10 体积分数与活塞速度的关系  
1. 简化模型结果, 2. 数值模型结果  
Fig.10 Volume fraction versus piston velocity  
1. simplified model results, 2. numerical results



由表 2 还可看出, 虽然简化两相流模型忽略了相间的阻尼以及气相的存在, 但两种方法的计算结果相差不大, 因此在简化两相流模型中忽略气相的影响是合理的. 图 9, 图 10 是固相压力、固相体积分数与活塞驱动速度的关系曲线.

### 3.2 不同初始孔隙率的计算结果与分析

活塞以速度  $u_p = 100 \text{ m/s}$  撞击多孔颗粒床, 并认为其速度不变, 对不同初始孔隙率致密过程进行了计算, 表 3 为计算结果. 可知, 对同样的活塞速度, 随颗粒床初始密度增加, 致密波终态压力、固相体积分数和致密波速度都将增加, 而致密波厚度减小. 图 11, 图 12 为初始孔隙率与致密波终态压力和致密波厚度的关系曲线.

表 3 不同初始孔隙率的计算结果

Table 3 Results of numerical model for various initial volume fraction

Initial volume fraction	Pressure/MPa	Volume fraction	Wave speed/m·s <sup>-1</sup>	Compaction length/mm
0.65	58.4	0.853	253.	52.
0.70	66.6	0.892	320.	39.3
0.75	77.5	0.928	368.	32.5
0.835	109.4	0.977	660.7	24.5

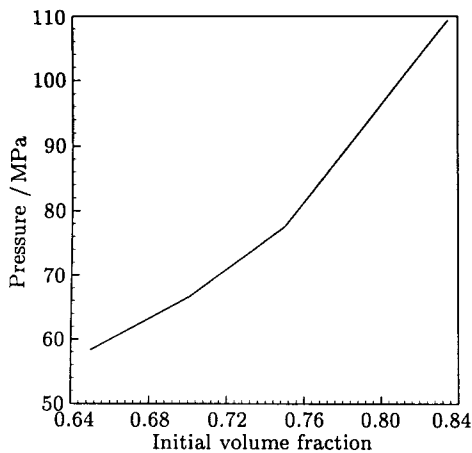


图 11 压力与初始体积分数的关系

Fig.11 Pressure versus initial volume fraction

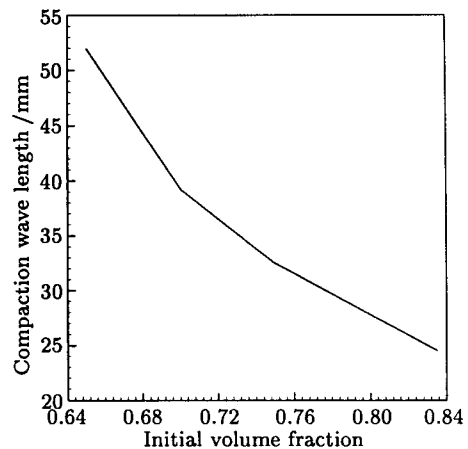


图 12 致密波厚度与初始体积分数的关系

Fig.12 Compaction wave length verse initial volume fraction

## 4 结 论

1) 用简化一维两相流模型系统地讨论了致密波对有关因素的依赖关系. 分析指出: 亚声速致密波仅能在非理想颗粒材料中存在, 致密波从波前到波后, 所有状态物理量是光滑过渡. 超声速致密波, 波头存在间断. 应力函数与致密粘性确定后, 致密波速度决定致密波结构、宽度与终态压实度.

2) 采用一维两相流模型模拟了活塞驱动多孔颗粒床形成致密波这一动态过程, 分析了活塞

速度对致密波结构的影响. 结果表明, 随活塞速度的增加, 所形成致密波的速度增加, 致密波结构参量如终态压力, 固相体积分数和粒子速度随之增加, 而致密波的厚度减小.

3) 对简化两相流模型与两相流模型的计算结果进行了对比, 表明, 在同样的活塞速度条件下, 所形成致密波的结构及致密波的速度很接近, 因此, 在简化两相流模型中忽略气相是合理的.

4) 采用一维两相流模型计算了初始孔隙率对致密波结构的影响规律. 表明, 随着初始孔隙率的提高, 致密波终态压力、固相体积分数和致密波速度都将增加, 而致密波厚度减小.

### 参 考 文 献

- 1 Powers JM, Stewart DS, Krier H. Analysis of steady compaction waves in porous materials. *J Appl Phy*, 1989, 56: 15
- 2 Butler PB, Lembeck MI, Krier H. Modeling of shock development and transition to detonation initiated by burning in porous propellant beds. *Comb Flame*, 1982, 46: 75
- 3 Sandusky HW, Bernecker R E. Compressive reaction in porous beds of energetic materials. Proc 8th Symposium on Detonation. [S.l.:s.n.] 1985. 881~891
- 4 Kuo K K, Nydegger C C. *Journal of Ballistics*, 1978, 2(1): 1~25
- 5 Butler P B, Krier H. Analysis of deflagration to detonation transition in high-energy solid propellants. *Comb Flame*, 1986, 63: 31~48
- 6 Carroll MM, Holt AC. Static and dynamic pore collapse relation for ductile porous materials. *J Appl Phy*, 1972, 43: 1626

## AN ANALYSIS OF COMPACTION WAVE IN GRANULAR MATERIAL <sup>1)</sup>

Sun Jinshan Zhu Jianshi Jia Xiangrui

(*Institute of Applied Physics & Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

**Abstract** A one-dimensional, two-phase flow model and the intragranular stress function is used to describe the structure and its formation of compaction wave in granular material. The piston impact problem for a compressible porous solid has been solved using a simplified model neglecting gas phase effects. With this model, it is possible to obtain an solution for the compaction wave speed, final porosity, and final pressure. At low piston velocities, the compaction wave travels at speeds less than the ambient solid sound speed. The structure is characterized by a smooth rise in pressure from the ambient to a higher pressure. As the compaction wave travels at speeds greater than the ambient solid sound speed, a discontinuous shock preceding the compaction wave structure is predicted. The simplified model result shows that subsonic compaction wave is a direct consequence of nonideal state effect, and there exists a shock preceding the compaction wave for supersonic compaction wave, but no leading shock exists for subsonic wave.

Received 22 March 1999, revised 25 April 1998.

<sup>1)</sup> In memory of academician Kuo Yonghuai's 90 anniversary.

The dynamic compaction process of granular bed is simulated using two-phase flow model. A numerical technique of method-of-lines is used to solve the coupled multiphase flow equations. The space and time variation of pressure, volume fraction and particle speed are determined. From numerical analysis, a steady compaction wave following a short time transient is predicted in the porous bed. The structures of the compaction waves are also studied for various piston-impact velocity and initial volume fraction increasing the compaction wave speed, final pressure, final volume fraction and particle speed will increase, but the compaction zone thickness will decrease. The results of simplified model and numerical analysis are compared for various piston-impact velocity and it is shown that the simplified model results are good approximation to the numerical results, so that the neglect of gas phase effects in the simplified model is reasonable.

**Key words** compaction wave, shock wave compacted, deflagration to detonation transition