文章编号：1000-5773(2005)02-0145-06

爆炸粉末烧结微孔隙塌缩沉能分析*

王金相，李晓杰，闫鸿浩

（大连理工大学工程力学系，工业装备与结构分析国家重点实验室，辽宁大连 116024）

摘要：对爆炸粉末烧结过程中颗粒间的结合和沉能机制进行了分析，用反映微孔隙闭合的一维球对称塌缩模型对爆炸粉末烧结后期由微孔隙闭合引起的沉能现象进行了研究。在球对称塌缩一维流动的控制方程中引入传热项的影响，采用刚塑性假设并引入热粘塑性本构关系，利用有限差分法对球壳收缩过程中的温度分布进行了计算。结果表明：热传导的影响随孔隙尺度的变小而变大；球壳收缩过程中其内壁经历了从弹塑性体到流体的转变，其温升远高于其它部位的温升，其它部位较低的温度将对熔化的球心起到低温淬火作用。

关键词：爆炸粉末烧结；球对称塌缩；一维塑性流动；热粘塑性

中图分类号：O389 **文献标识码**：A

1 引 言

爆炸粉末烧结是利用炸药爆轰产生的冲击能量以激波的形式作用于金属或非金属粉末，使其在瞬态高温、高压下发生烧结的一种材料加工技术。由于其具有高温、高压、瞬时作用的特点且又具备爆炸加工的经济、设备简单的优点，正广泛应用于精细陶瓷[1]、金属间化合物[2]、金属基复合材料[3]、纳米块体[4]，以及微晶、准晶、非晶等亚稳合金[5]的粉末烧结当中。爆炸粉末烧结的粉末颗粒一般是微米甚至纳米量级，对该尺度下的颗粒间的冲击运动过程以及能量沉积等细观机理的研究不仅是宏观研究的基础，还有助于解释颗粒间的结合过程，确立粉末颗粒大小、粒度分布、表面状态、微力学性能和热学性能等因素对爆炸烧结结合质量的影响，从而可促进爆炸烧结材料向更细微的方向发展。近年来对爆炸烧结的研究已经表明[6~9]，在爆炸烧结的过程中，粉末颗粒间的孔隙闭合是一种重要的沉能方式。Carrol和Holt[6]采用空心球壳模型研究了多孔材料的动态压实过程并建立了率相关的孔隙塌缩关系，Dunin和Surkov[7]、Attetkov[8]又分别在考虑动态热效应的基础上对模型进行了修正，Carrol和Kim[9]也在考虑材料强度和粘性随温度的变化的基础上使空心球壳模型得到了进一步的完善。然而，在球壳闭合的过程中，温度分布是不均匀的[9]，因此，热传导效应的影响也不应被忽略；同时，在孔隙闭合的过程中，球壳的温升能否使材料熔化并发生烧结，在考虑热传导的情况下球壳中的温度分布如何，这都直接影响到烧结的质量。本研究正是在考虑热传导效应的基础上，用不同尺度的空心球壳模型研究微孔隙闭合过程中的温度分布，以指导爆炸烧结实践和多孔材料状态方程的建立。

对爆炸粉末烧结过程中颗粒间的结合和沉能机制进行了分析，用反映微孔隙闭合的一维球对称塌缩模型对爆炸粉末烧结后期由微孔隙闭合引起的沉能现象进行了研究。将反映热效应的传热项引入球对称一维流动的控制方程，采用刚塑性近似，将其转化为带有传热项的微分方程组，根据不可压缩的假设并结合带应变和应变率强化以及热软化的热粘塑性本构关系，用有限差分法对球壳在外压作用下的温升和温度分布进行了计算分析。

* **收稿日期**：2004-06-04；**修回日期**：2004-11-03

基金项目：国家自然科学基金(10172025)；辽宁省自然科学基金

作者简介：王金相(1978—)，男，博士，主要研究方向：爆炸粉末烧结细观机理的研究. E-mail：wjxdlut@sina.com

2 理论模型与计算方法

2.1 不可压缩一维球对称塑性流动基本方程

应当指出的是,在爆炸粉末烧结的过程中,微爆炸焊接和微摩擦焊接是主要的沉能方式[10],然而当粉末颗粒间的横向碰撞速度小于产生射流的下限条件时,孔隙将以塑性塌缩的形式闭合,同时,对于用粉末冶金方法烧结的多孔体,其中也含有大量的近球形孔隙。在冲击波的作用下孔隙闭合的最终阶段,当孔隙尺度远小于激波上升前沿厚度时,可将孔隙闭合现象视为厚壁球壳在准等静压下的闭合,从而可忽略孔隙闭合的二维效应,而只考虑球形孔隙的一维闭合运动。因此不妨采用 M. M. Carrol 和 A. C. Holt[6] 所提出的空心球壳模型来考察孔隙闭合的塑性沉能过程。同时,由于在冲击压缩过程中,孔隙产生强烈的大变形塑性流动,弹性变形量相对于塑性变形量可以忽略不计,因此材料采用理想刚塑性模型。

如图 1 所示内半径为 a、外半径为 b 的空心球壳承受内压 p_a 和外压 p_b 的作用,发生塑性流动,其边界条件可表示为

$$\begin{cases}\sigma_{rr}\big|_{r=a}=-p_a\\ \sigma_{rr}\big|_{r=b}=-p_b\end{cases} \tag{1}$$

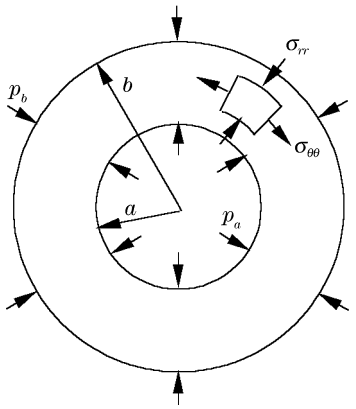


图 1 受压球壳截面图

Fig. 1 Cross-section of the compressed spherical shell

球形孔隙在外压作用下球壳发生球对称塑性塌缩,如果在塑性流动中忽略材料的可压缩性,球壳的连续方程和动量方程分别为

$$\frac{\partial u}{\partial r}+2\frac{u}{r}=0 \tag{2}$$

$$\rho\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}=\frac{\partial\sigma_{rr}}{\partial r}+2\frac{\sigma_{rr}-\sigma_{\theta\theta}}{r} \tag{3}$$

式中:ρ 为介质的密度;σ_{rr} 和 $\sigma_{\theta\theta}$ 是径向应力和环向应力;u 是径向质点速度;r、t 是径向坐标和时间坐标。

对于具有强度的材料来说,在爆炸粉末烧结时微孔隙闭合的过程中,由于应变率的升高,材料的塑性变形功也随之升高。因为动态过程非常迅速,产生的热量绝大部分积聚在材料中,这就使材料温度急剧升高,同时由于温度分布的不均匀性,因此应当在能量方程中引入传热项的影响,这样可导出球坐标系下球壳的能量方程

$$\rho\frac{\mathrm{d}e}{\mathrm{d}t}=\sigma_{rr}\frac{\partial u}{\partial r}+2\sigma_{\theta\theta}\frac{u}{r}+k\cdot\left(\frac{\partial^2T}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\cdot\frac{\partial T}{\partial r}\right) \tag{4}$$

式中:k 为导热系数,单位 W/(m·K);T 为温度,单位为 K,e 为单位质量介质的内能。将(2)式对径向坐标 r 积分,可以得到乘积项 r^2u 只是时间的函数,可设为

$$r^2u=D(t) \tag{5}$$

进一步对能量方程进行化简,将(5)式代入得

$$\rho\frac{\mathrm{d}e}{\mathrm{d}t}=-2u\frac{\sigma_{rr}-\sigma_{\theta\theta}}{r}+k\cdot\left(\frac{\partial^2T}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\cdot\frac{\partial T}{\partial r}\right) \tag{6}$$

设球壳在高速塌缩的过程中是不可压缩(定容)的,则有

$$\mathrm{d}e=c_V\mathrm{d}T \tag{7}$$

式中:c_V 为材料的定容比热,单位 J/(kg·K)。联立(6)式、(7)式可得出温度变化率的表达式

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t}=-\frac{2D(\sigma_{rr}-\sigma_{\theta\theta})}{\rho\cdot c_V\cdot r^3}+\frac{k}{\rho\cdot c_V}\left(\frac{\partial^2T}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\cdot\frac{\partial T}{\partial r}\right) \tag{8}$$

由于材料的导温系数 α 和导热系数 k 之间存在关系:$\alpha=k/(\rho c_V)$,因此(8)式可转化为

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t}=-\frac{2D(\sigma_{rr}-\sigma_{\theta\theta})}{\rho\cdot c_V\cdot r^3}+\alpha\left(\frac{\partial^2T}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\cdot\frac{\partial T}{\partial r}\right) \tag{9}$$

(9)式就是引入热传导效应后空心球壳在球对称塌缩过程中的能量方程。

将(5)式对 t 微分,并注意到 $u=\mathrm{d}r/\mathrm{d}t$,可得

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}=\frac{\dot{D}}{r^2}-\frac{2D^2}{r^5} \tag{10}$$

将上式带入方程(3)可得

$$\frac{\partial\sigma_{rr}}{\partial r}=\rho\frac{\dot{D}}{r^2}-2\rho\frac{2D^2}{r^5}-2\frac{\sigma_{rr}-\sigma_{\theta\theta}}{r} \tag{11}$$

将(11)式从内边界 a 开始对 r 积分并利用边界条件(1)式可得

$$\sigma_{rr}=-p_a-2\int_a^r\frac{\sigma_{rr}-\sigma_{\theta\theta}}{r}\mathrm{d}r-\rho\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{a}\right)\dot{D}+\frac{\rho}{2}\left(\frac{1}{r^4}-\frac{1}{a^4}\right)D^2 \tag{12}$$

该式即为球壳中径向应力的表达式。将该式的积分上限取为 $r=b$ 并带入边界条件 $\sigma_{rr}|_{r=b}=-p_b$,则可得到

$$\dot{D}=\left[\frac{p_a-p_b}{\rho}-\frac{D^2}{2}\left(\frac{1}{b^4}-\frac{1}{a^4}\right)+2\int_a^b\frac{\sigma_{rr}-\sigma_{\theta\theta}}{\rho r}\mathrm{d}r\right]\Big/\left(\frac{1}{a}-\frac{1}{b}\right) \tag{13}$$

上式即为球壳的运动方程,已化为关于时间函数 $\dot{D}$ 的常微分方程。显然当引入适当的本构关系,由(9)式、(12)式、(13)式可求出球壳的运动形式、应力分布和温度分布。

2.2　热粘塑性球对称的一维运动解法

根据塑性力学原理可知,对于刚塑性材料,当采用 Tresca 屈服条件时,球对称下塑性流动的条件为

$$\sigma_{rr}-\sigma_{\theta\theta}=\sigma(\varepsilon,\dot{\varepsilon},T) \tag{14}$$

式中:σ 为材料强度,ε 为应变,$\dot{\varepsilon}$ 为应变率。这样,求解空心球壳的运动和温度的方程(9)就转化为

$$\begin{cases}\dot{D}=\left[\dfrac{p_a-p_b}{\rho}-\dfrac{D^2}{2}\left(\dfrac{1}{b^4}-\dfrac{1}{a^4}\right)+2\displaystyle\int_a^b\frac{\sigma}{\rho r}\mathrm{d}r\right]\Big/\left(\frac{1}{a}-\frac{1}{b}\right)\\ \dot{T}=-\dfrac{2D\cdot\sigma}{\rho\cdot c_V\cdot r^3}+\alpha\left(\dfrac{\partial^2T}{\partial r^2}+\dfrac{2}{r}\cdot\dfrac{\partial T}{\partial r}\right)\end{cases} \tag{15}$$

参量之间的关系如下

$$\begin{aligned}&b^3-a^3=b_0^3-a_0^3 && \text{(不可压缩条件)}\\ &\sigma_{rr}-\sigma_{\theta\theta}=\sigma(\varepsilon,\dot{\varepsilon},T) && \text{(本构条件)}\\ &\varepsilon=\mathrm{d}r/r\\ &\dot{\varepsilon}=\mathrm{d}u/\mathrm{d}r\\ &u=D/r^2\\ &\sigma_{rr}=-p_a-2\int_a^r\frac{\sigma}{r}\mathrm{d}r-\rho\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{a}\right)\dot{D}+\frac{\rho}{2}\left(\frac{1}{r^4}-\frac{1}{a^4}\right)D^2\end{aligned}$$

当给定初始条件,即 $t=0$ 时,$u=u_0$、$T=T_0(r)$、$a=a_0$、$b=b_0$ 及材料常数后,将球壳在一维方向上等间距离散,选取适当的时间步长 $\mathrm{d}t\leqslant\rho c_V(\Delta x)^2/(2k)$,其中 Δx 为节点间距,就可对方程组(15)进行求解。

3　算例及分析

以铜材为例进行计算,材料受恒定突施载荷 $p_b=1$ GPa 作用。球壳内半径 a_0 分别取 5 mm、5 μm 和 5 nm,相应的外半径 b_0 分别取 10 mm、10 μm 和 10 nm,初始速度 $u_0=0$;温度 $T_0=298$ K,其他参数如表 1 所示。需要说明的是,当球壳内、外半径分别取 5 mm 和 10 mm 时,只是为了说明尺度效应对热传导和球壳温升的影响,并不代表爆炸烧结中的颗粒尺度,因为其远大于冲击波前沿厚度。

表 1　无氧紫铜热力学参数和本构参数[11]

Table 1　Thermodynamic parameters and constants for the constitutive relation of OFHC copper[11]

ρ/(kg/m^3)	k/[W/(m·K)]	α/(m^2/s)	c_V/[J/(kg·K)]	T_m/(K)	A/(MPa)	B/(MPa)	n	C	m
8 930	386	0.000 113	383	1 356	90	292	0.31	0.025	1.09

为了尽量真实地反映颗粒变形的过程，对颗粒采用带有应变率强化和温度软化的热粘塑性 Johnson-Cook 本构模型[11]，根据这一模型，在求解方程组(15)的过程中所用材料的屈服应力可表示为

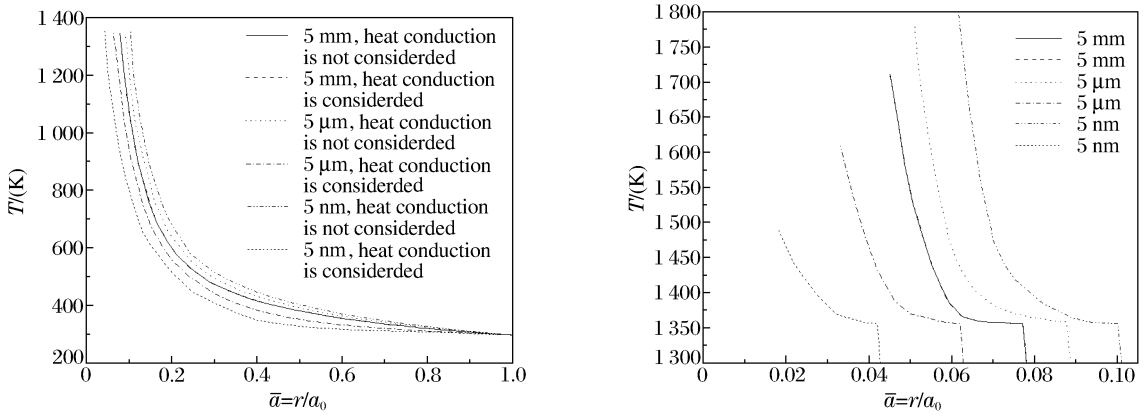
$$\sigma_e = \left[A + B\left(\varepsilon_e^p\right)^n\right] \cdot \left(1 + C\ln\dot{\varepsilon}^*\right) \cdot \left[1 - \left(T^*\right)^m\right] \tag{16}$$

式中：ε_e^p 为等效塑性应变；σ_e 为流动应力；$\dot{\varepsilon}^* = \dot{\varepsilon}_e^p/\dot{\varepsilon}_0$ 为无量纲塑性应变率，其中 $\dot{\varepsilon}_0 = 1$；$T^* = (T - T_r)/(T_m - T_r)$，其中 T_m 和 T_r 分别表示材料的熔点和参考温度。(16)式中，第一个乘积因子表示当 $\dot{\varepsilon}^* = 1.0$ 且 $T^* = 0$ 时流动应力同等效塑性应变之间的关系，B、n 表征应变硬化特性，第二和第三个乘积因子分别表示应变率强化效应和温度软化效应，C 表征应变率敏感特性，m 表征温度软化特性。当球壳在收缩到最后时，其内表面的温度可达到或超过材料的熔点，这时材料处于粘性流体状态，Johnson-Cook 本构模型将不再适用，所以计算中对超过熔点的部分采用粘性流体模型，假定 μ 随温度的下降规律与静态规律相同，此时求解方程组(15)时所用的流动应力可表示为[12]

$$\sigma = \mu \cdot \exp[-0.0046(T - 1356)] \cdot \dot{\varepsilon} \tag{17}$$

式中：μ 为粘性系数，计算中对铜取其熔点以上的 $\mu = 3\times10^{-3}$ Pa·s。

图 2 为当颗粒内径分别为 5 mm、5 μm 和 5 nm 时无量纲内半径上的温度变化曲线，图 2(a)为材料熔化前分别在考虑传热和不考虑传热情形下的温度变化，材料熔化后的温度变化如图 2(b)所示。从图中可见，在球壳收缩的初始阶段，其内壁的温度缓慢上升，而当无量纲内径减小到 0.1 左右时，球壳内壁温度急剧上升并达到材料的熔点，这说明在球壳收缩的初始阶段，材料为弹塑性状态，而随着应变率的提高和温度的上升，使得材料强度降低，这反过来又将导致应变率的进一步提高，温度进一步上升直至达到材料的熔点，从而使材料成为流体状态，当球壳内壁熔化处于流体状态以后，材料强度突然下降，球壳收缩速度加快，同时由于粘性的作用，材料温度将进一步上升直至球壳完全闭合，材料在整个过程中完成了从弹塑性模型到流体模型的过渡。计算结果同文献[13]对热粘弹塑性本构材料在高压作用下畸变特性的分析是一致的。从图中还可以看出，当不考虑热传导效应时，球壳尺寸越小，无量纲内径上的温升越高，这应当是尺寸小时应变率更高的缘故；而当考虑热传导效应时，当球壳为毫米量级时，热传导效应的影响可以忽略，而当球壳尺寸降至纳米量级时，热传导的影响则较为明显，热传导的作用将使得球壳内壁升温相对较慢，这在说明了热传导在小尺度下作用效果更明显，同时也说明了不同尺度下的球壳的温升是尺度效应和热传导效应相互竞争的结果。



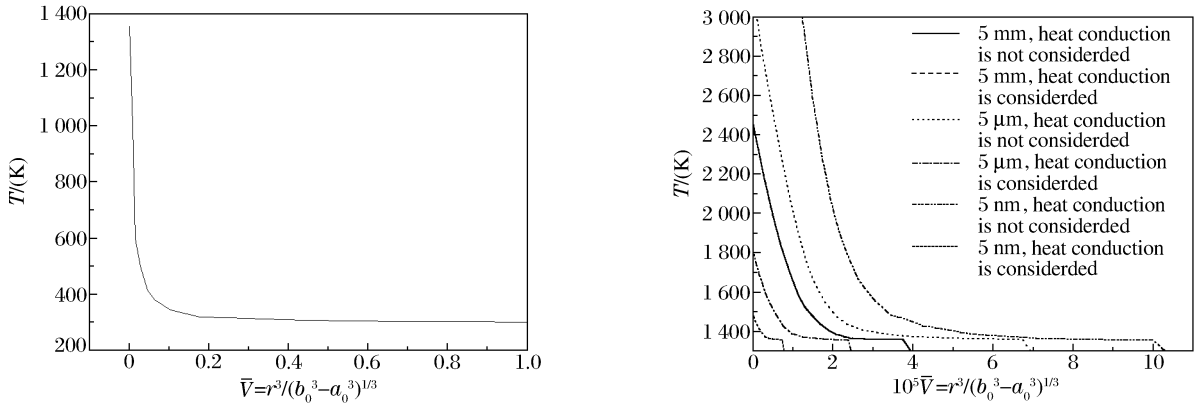
(a) Before the spherical shell melts (b) After the spherical shell melted

图 2 球壳收缩过程中内表面温度与无量纲内半径关系

Fig. 2 Relation of temperature of the spherical shell's interior surface with nondimensional interior radius

当内径为零时球壳运动停止，球壳闭合过程中无量纲体积上的温度分布如图 3 所示。从计算结果看，球壳内壁在收缩到内部时，由于巨大的变形量，造成了相当高的局部温升，形成熔化的球心。由于一般的本构方程很难满足极大的塑性流变，所以上面的计算中球壳内壁的最终升温不一定准确，但尽管如

此,实际的球壳内壁也理应达到熔融,因为在温升使球壳的内表层失强后,球壳的高速收缩会使内表面具有相当高的应变率,又液态金属粘性的作用会继续产生能量沉积,这样使得球心的熔化区域变大,已熔化的金属温度继续升高。因此,在粉末材料中的类似于球壳的孔隙塑性塌缩闭合完全会产生不均匀的能量沉积,造成局部熔化,但这种塌缩闭合所形成的高温区是极小的区域。分析结果表明,当考虑热传导效应时,球壳内径分别为 5 mm、5 μm、5 nm 时球心熔化体积比例为 $3.89\times10^{-4}:6.92\times10^{-4}:10.31\times10^{-4}=0.38:0.67:1$;而当考虑热传导效应时,相应的比例为:$3.89\times10^{-4}:2.52\times10^{-4}:0.79\times10^{-4}=4.92:3.19:1$,这就说明寸度变小时,随着热传导效果更突出,使球心的熔化体积变大。



(a) Before the spherical shell melts　　(b) After the spherical shell melted

图 3　球壳运动停止时无量刚体积上的温度分布

Fig. 3　Temperature distribution in the spherical shell when the spherical shell closed

4　结　论

利用不可压缩粘塑性流的条件,可导出 r^2u 的乘积只是时间的函数,即半径为 $r(a_0<r<b_0)$ 的球体的体积的变化率仅是时间的函数,从而可将球壳的运动方程化为以时间为自变量的一阶常微分方程组,即将偏微分方程的初、边值问题化为常微分方程的初值问题。在能量方程中引入热传导效应的影响后,将球壳在对称的一维方向上离散化并引入文献[11]所给出的铜的热粘塑性本构关系,即可对铜球壳在外压作用下的塌缩运动过程中的温升和温度分布进行计算。在本文中对毫米到纳米量级下球壳在冲击压力作用下收缩过程中的温升和温度分布进行了计算,可以得出如下结论:

(1) 在球壳收缩的初始阶段,材料为弹塑性体,其内壁的温度缓慢上升,而当无量纲内径减小到 0.1 左右时,热软化效应明显,球壳内壁温度急剧上升并达到材料的熔点,材料处于流体状态。

(2) 在不考虑热传导效应时,由于应变率效应的影响,球壳尺寸越小,无量纲内径上的温升越高。当球壳为毫米量级时,热传导效应的影响很小,然而随着球壳尺度的变小,传导效应对球壳内壁温升的影响越来越明显,这时由于热传导的作用,球壳内壁升温相对较慢。不同尺度下的球壳的温升是尺度效应和热传导效应相互竞争的结果,球壳尺寸越小,热传导效应的影响所占的比重越大。

(3) 在球壳收缩的过程中,内壁近区的温升远远高于其它区域,熔化仅限于靠近球壳内壁的很薄的一层,熔化区域的体积只是整个球壳体积的万分之几,其它区域相对较低的温度将对熔化的内壁起到低温淬火的作用,对非晶态粉末的爆炸压实来说,这样就有利于在将其加工成块体的同时保持材料的非晶态特性。

References:

[1]　Lee J-H, Thadhani N N. Defect-Enhanced Solid-State Reaction Behavior of Shocked-Modified Ti+C Powder Mixture Compacts [J]. J Mater Proc Tech, 1999, 85: 79－82.

[2] Ando S, Mine Y, Takashima K, et al. Explosive Compaction of Nd-Fe-B Powder [J]. J Mater Proc Tech, 1999, 85: 142－147.

[3] Sivakumar K, Bhat T B, Ramakrishnan P. Effect of Process Parameters on the Densification of 2024Al-20vol. % SiC_p Composites Fabricated by Explosive Compaction [J]. J Mater Proc Tech, 1998, 73: 268－275.

[4] Tanimoto H, Pasquini L, Prümmer R, et al. Self-Diffusion and Magnetic Properties in Explosion Densified Nanocrystalline Fe [J]. Scripta Mater, 2000, 42: 961－966.

[5] Shao B H. Explosive Consolidation of Amorphous Cobalt-Based Alloys [J]. J Mater Proc Tech, 1999, 85: 121－124.

[6] Carrol M M, Holt A C. Static and Dynamic Pore-Collapse Relations for Ductile Porous Materials [J]. J Appl Phys, 1972, 43(4): 1626－1635.

[7] Dunin S Z, SurkovV V. Dynamics of the Closing of Pores at the Shock Wave Front [J]. J Appl Mech Tech Phys, 1979, 43 (3): 550－558.

[8] Attetkov A V, Vlasova L N, Selivanov V V, et al. Effect of Non-Equilibrium Heating on the Behavior of a Porous Material in Shock Compression [J]. J Appl Mech Tech Phys, 1984, 25(6): 914－921.

[9] Carrol M M, Kim K T. The Effect of Temperature on Viscoplastic Pore Collapse [J]. J Appl Phys, 1986, 59(6): 1962－1967.

[10] Shao B H, Gao J X, Li G H. The Mechanism of Enegy Deposition at the Interface of Metal Powder in Explosive Consolidation [J]. Explosion and Shock Waves, 1989, 9(1): 17－27. (in Chinese)
邵丙璜, 高举贤, 李国豪. 金属粉末爆炸烧结界面能量沉积机制 [J]. 爆炸与冲击, 1989, 9(1): 17－27.

[11] Johnson G R, Cook W H. Fracture Characteristics of Three Metals Subjected to Various Strain Rates, Temperatures and Pressures [J]. Engineering Fracture Mechanics, 1985, 21(1): 31－48.

[12] Shao B H, Zhang K. Explosive Welding Principle and Its Application [M]. Dalian: Dalian University of Science and Technology Press, 1987. 329－341. (in Chinese)
邵丙璜, 张 凯. 爆炸焊接原理及其工程应用 [M]. 大连: 大连工学院出版社, 1987. 247－266.

[13] Wang L L. On Constitutive Modeling in Numerical Simulation of Explosive Mechanics [J]. Explosive and Shock Waves, 2003, 23(2): 97－104. (in Chinese)
王礼立. 爆炸力学数值模拟中本构建模问题的讨论 [J]. 爆炸与冲击, 2003, 23(2): 97－104.

Analysis of Energy Deposition Caused by Micro-Void Collapse in Explosive Consolidation of Powders

WANG Jin-Xiang, LI Xiao-Jie, YAN Hong-Hao

(*Department of Engineering Mechanics of Dalian University of Technology, State Key Laboratory of Structural Analysis for Industrial Equipment, Dalian* 116023, *China*)

Abstract: In this paper, the mechanism of distortion and energy deposition at the interface of the particles in explosive consolidation of powders is analyzed. A one-dimension model of spherical symmetry is used to describe the closure of the micro-holes in powders. Effect of heat conduction is added to the one-dimensional flow equations of spherical symmetry, and the temperature distribution during the closure of the hollow sphere is solved by finite-difference under the condition that the material is rigid-plastic fluid and the constitutive equations are thermo-visco-plastic. The results show that effect of heat conduction becomes more remarkable when the scale of the holes become small; during the closure of the holes the state of the interior surface changes from elastic-plastic to fluid, and its temperature is much higher than other part of the spherical shell.

Key words: explosive sintering of powders; spherical-symmetric collapse; one-dimensional plastic flow; thermo-visco-plasticity