文章编号:1000-5773(2012)03-0294-07

基于微孔洞长大惯性机制的动态拉伸断裂模型构建*

王焕然[1],王永刚[1],贺红亮[2]

(1.宁波大学工学院力学与材料研究中心,浙江宁波 315211;
2.中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室,四川绵阳 621900)

摘要:采用圆柱体胞模型分析方法,对球形微孔洞在不同加载应变率条件下的动力学响应行为进行了有限元分析,计算结果表明:在微孔洞稳定增长阶段,惯性对微孔洞的快速增长起着关键性作用,其它因素的影响基本可以忽略,微孔洞半径增长率与平均应力的平方根成正比。提出了一个微孔洞增长惯性机制的损伤度演化方程,结合逾渗软化函数描述微孔洞聚集行为,从而构建了一个新的动态拉伸断裂模型,并通过自定义材料模型子程序,把断裂模型嵌入 LS-DYNA 程序中,对无氧铜平板撞击层裂实验进行了数值模拟研究,计算结果与实验结果的比较令人满意,初步检验了新模型的实用性。

关键词:固体力学;微孔洞长大;惯性;动态拉伸断裂
中图分类号:O346.5;O347.3 **文献标识码**:A

1 引 言

强动载荷下延性金属材料拉伸型断裂(层裂)的基本物理机制是微孔洞成核、长大和聚集行为[1]。在高应变率、高应力三轴度加载条件下,通常认为微孔洞成核由应力控制,存在一个阈值应力[2],并且阈值应力不是常数,而是服从 Weibull 概率密度分布函数的形式[3-4]。对层裂的实验研究发现,样品内部微孔洞呈现准球形长大,其半径增长率与拉伸应力及材料粘性相关[5]。基于能量平衡观点,许多研究者讨论了材料的应变硬化、应变率敏感性、热软化等因素,对静水拉伸应力作用下无限固体中的球形孔洞长大过程的影响[6-8]。也有学者采用有限元方法分析了微孔洞长大行为及其影响因素,但基本局限于准静态载荷[9-10],而动态载荷条件下的相关研究工作开展相对比较少。当微孔洞的数量和尺寸增长到一定阶段,随即进入微孔洞聚集阶段[11]。最近,分子动力学数值模拟结果发现[12-13]:当金属单晶铜中两个微孔洞之间的距离等于微孔洞的半径时,微孔洞之间开始发生聚集,并且聚集的临界距离不依赖于应变率和微孔洞之间的初始韧带距离。用微孔洞之间的临界距离来判定微孔洞聚集的发生,虽然物理上比较直观,易于理解,但它仅是微孔洞聚集的起始条件,不能描述微孔洞聚集过程对材料力学性能的影响。

本研究采用轴对称体胞模型,对单孔洞长大动力学行为进行瞬态动力学有限元分析,结合相关的理论分析,揭示动态载荷下延性金属中微孔洞长大的基本规律,由此提出一个基于微孔洞长大惯性机制的动态损伤演化模型,结合逾渗软化函数描述微孔洞聚集行为,从而构建一个新的动态断裂模型,并通过自定义材料模型子程序,把断裂模型嵌入 LS-DYNA 程序中,对无氧铜平板撞击层裂实验进行了数值模

* **收稿日期**:2010-10-18;**修回日期**:2011-01-25
基金项目:国家自然科学基金(11072119);国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院 NSAF 联合基金(10876014);国防基础科研计划(B1520110003)
作者简介:王焕然(1976—),男,硕士,实验师,主要从事材料动态力学响应研究. E-mail:wanghuanran@nbu.edu.cn
通讯作者:王永刚(1976—),男,博士,副教授,主要从事材料动态力学响应研究. E-mail:wangyonggang@nbu.edu.cn

拟研究,计算结果与实验结果符合较好,初步检验了新模型的实用性。

2　轴对称体胞模型

实验已经揭示强动载荷下延性金属中出现的拉伸损伤形式是,大量随机分布的球形微孔洞。因此,在一定假设条件下,可以把含损伤材料离散成大量含孔洞的圆柱体胞的集合体。对于每一个含孔洞的圆柱体胞,在对称载荷条件下,进一步简化为二维轴对称固体单元进行计算分析,1/4 模型如图 1 所示。微孔洞的直径为 50 μm,圆柱体胞的直径和高度相等,均取为 1 mm。

计算边界条件采用在径向和轴向同时施加相同的速度加载曲线 $w(t)$,通过调整速度加载曲线的幅值来改变加载应变速率,如图 2 所示,4 种工况的速度加载曲线对应于不同的宏观工程应变速率,分别为 10 000、5 000、2 500、1 000 s^{-1},与目前层裂实验中可实现的加载应变率基本上是一致的。远场的宏观轴向和径向应力的计算公式为[14]

$$\boldsymbol{\sigma}_z = \frac{1}{L_{z0}}\int_0^{L_{z0}} \boldsymbol{T}_{z\mid z=L_{z0}}\,\mathrm{d}z;\boldsymbol{\sigma}_\rho = \frac{1}{L_{\rho 0}}\int_0^{L_{\rho 0}} \boldsymbol{T}_{\rho\mid \rho=L_{\rho 0}}\,\mathrm{d}\rho \tag{1}$$

式中:$\boldsymbol{T}$ 是单元的应力矢量。宏观平均应力 σ_{m} 可表示为

$$\sigma_{\mathrm{m}} = \frac{1}{3}(\sigma_z + 2\sigma_\rho) \tag{2}$$

计算中,选取的模拟材料为纯铝,在高应变率加载下,采用率无关流体弹塑性本构关系和 Grüneisen 状态方程进行数值分析[15],即

$$\boldsymbol{\sigma}_{ij} = -\boldsymbol{p} + \boldsymbol{s}_{ij} \tag{3}$$

式中:$\boldsymbol{\sigma}_{ij}$ 为应力张量;$\boldsymbol{p}$ 为压力;$\boldsymbol{s}_{ij}$ 为偏应力张量。

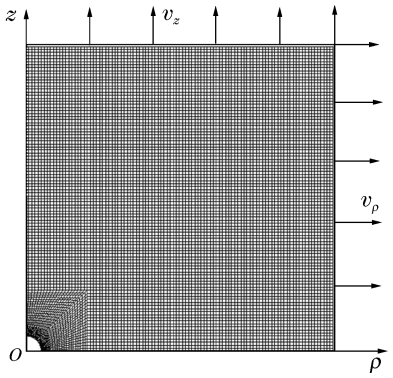


图 1　1/4 轴对称有限元分析模型

Fig. 1　Quarter of the axisymmetric unit cell FEM model

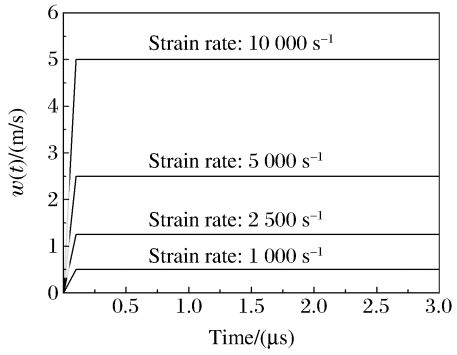


图 2　边界速度函数

Fig. 2　Velocity profiles placed on unit cell boundary

当 von Mises 屈服函数 $\varphi = \frac{1}{2}s_{ij}s_{ij} - \frac{\sigma_{\mathrm{y}}^2}{3} \leqslant 0$ 时

$$s_{ij} = 2G(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_v) \tag{4}$$

当 von Mises 屈服函数 $\varphi = \frac{1}{2}s_{ij}s_{ij} - \frac{\sigma_{\mathrm{y}}^2}{3} > 0$ 时

$$s_{ij} = \frac{\sigma_{\mathrm{y}}}{s^*}s_{ij},\quad s^* = \left(\frac{3}{2}s_{ij}s_{ij}\right)^{1/2} \tag{5}$$

式中:σ_{y} 为屈服应力。

材料处于压缩状态时,Grüneisen 状态方程的压力计算公式为

$$p = \frac{\rho_0 c^2\mu\left[1+\left(1-\frac{\gamma_0}{2}\right)\mu\right]}{[1-(1-s_0)\mu]^2} + \gamma_0 E,\quad \mu = \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \tag{6}$$

式中：ρ_0 是材料的初始密度，c 和 s_0 是冲击波速度和粒子速度关系的拟合参数，γ_0 为 Grüneisen 系数，E 是材料内能。当材料处于拉伸状态下，Grüneisen 状态方程的压力计算公式为

$$p = \rho_0 c^2 \mu + \gamma_0 E \tag{7}$$

计算参数见表 1。

表 1 高纯铝材料本构参数以及状态方程参数

Table 1 Constitutive relation and equation of state parameters of pure aluminum

Material	ρ_0/(g/cm^3)	G/(GPa)	σ_y/(MPa)	c/(m/s)	s_0	γ_0
Aluminum	2.7	26.2	200	5 386	1.34	2.0

3 计算结果与讨论

在轴向速度场与径向速度场相同的条件下，体胞模型中将产生近似静水拉伸载荷条件，与一维应变层裂实验样品中微孔洞所承受的应力状态是一致的。图 3 给出了不同加载应变率下微孔洞相对半径的随时间增长曲线，结果显示：微孔洞总是经历一定的孕育时间后开始缓慢非线性长大，随后进入快速直线增长阶段，加载应变率越大，孕育时间越短，微孔洞半径增长速率越大。图 4 给出了加载应变率为 10^4 s^{-1} 条件下，微孔洞半径增长速率和宏观平均应力随时间变化的对比曲线，发现两者的峰值恰好是对应的，揭示了微孔洞半径增长速率的大小由宏观平均应力场控制。不同应变速率条件下宏观平均应力随时间的变化曲线如图 5 所示，由图 5 可看出，平均应力峰值确实随着加载应变率的增加而明显增大。

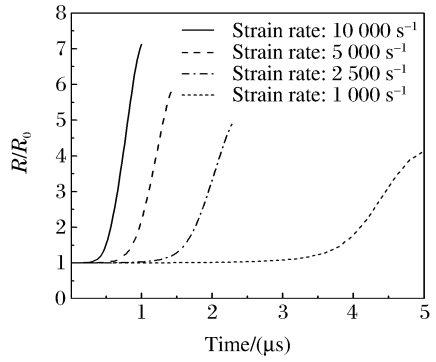


图 3 相对的微孔洞半径增长时程曲线

Fig. 3 Relative void radius growth versus time

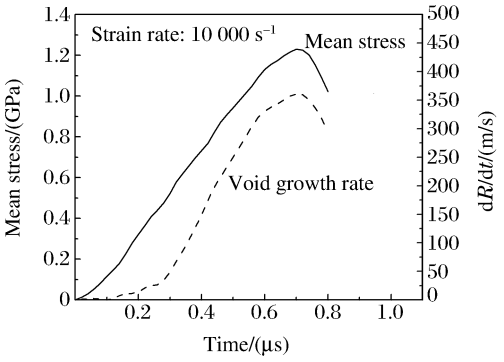


图 4 微孔洞半径增长率和宏观平均应力时程曲线对比

Fig. 4 Comparison of void growth rate and global mean stress

关于微孔洞半径增长速率与宏观平均应力场之间的函数关系，目前还没有一个得到公认的结果。1952 年，Poritsky [16] 分析了静水拉伸载荷下无限线性粘性介质中球形孔洞增长行为，得到了一个比较完备、具有代表性的结果

$$\frac{\mathrm{d}^2 R}{\mathrm{d}t^2} + \frac{3}{2R}\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \frac{4\eta}{\rho R^2}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t} + \frac{2\gamma}{\rho R^2} = \frac{\sigma_\mathrm{m} - \sigma_\mathrm{g}}{\rho R} \tag{8}$$

式中：ρ 是材料的密度，η 是材料的粘性，γ 是材料的表面能密度，σ_m 是平均拉伸应力，σ_g 是微孔洞长大的阈值。对于微孔洞稳定增长阶段，数值结果发现 $\mathrm{d}R/\mathrm{d}t$ 可近似为常数，因此(8)式中左边第一项可以忽略，左边随后 3 项分别代表惯性、粘性及表面能对

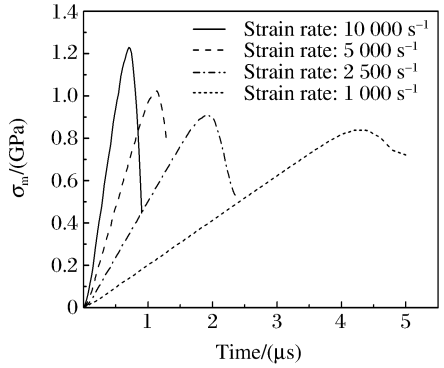


图 5 不同应变速率下宏观平均应力随时间的变化曲线

Fig. 5 Global mean stress profiles at different strain rates

微孔洞长大的影响。把表面能项移至等式右边,得到

$$\frac{3}{2R}\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2+\frac{4\eta}{\rho R^2}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}=\frac{1}{\rho R}\left[(\sigma_\mathrm{m}-\sigma_\mathrm{g})-\frac{2\gamma}{R}\right] \tag{9}$$

在通常的强动载荷下,例如平板撞击层裂实验或者爆炸载荷层裂实验,(9)式右边($\sigma_\mathrm{m}-\sigma_\mathrm{g}$)在吉帕量级,而对于金属材料而言,典型的表面能密度 γ 约取 1 J/m^2,比较分析,易知表面能密度仅仅对微孔洞半径在纳米尺度时才需要考虑其对长大的影响。Huo 等人[17]的理论分析研究结果也显示,当微孔洞的尺寸大于 100 nm 时,表面能对微孔洞长大的影响可以忽略。另外,已有研究结果表明[1]:铝材料中微孔洞直径在 0.1～10 μm 范围内时,微孔洞长大主要是由材料的粘性控制。然而,对层裂实验回收样品剖面进行显微观测,发现铝材料内部的微孔洞尺寸绝大多数处于几十微米至几百微米范围内[18]。于是(9)式右边表面能密度和粘性的影响都可以略去。因此,(9)式可以简化为

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}=\sqrt{\frac{2}{3}}\sqrt{\frac{(\sigma_\mathrm{m}-\sigma_\mathrm{g})}{\rho}} \tag{10}$$

(10)式中含有材料密度物理量,在本质上反映了惯性的影响。在(10)式中,微孔洞长大阈值也是控制微孔洞增长速率的一个非常重要的参数。关于微孔洞长大阈值的讨论比较多,基本上都认为它与材料屈服强度 σ_y 有关。Wu 等人[7]理论分析了微孔洞长大的阈值 σ_g 与材料屈服强度之间的关系如下

$$\sigma_\mathrm{g}=\frac{2}{3}\sigma_\mathrm{y}\left(1+\ln\frac{2}{3\varepsilon_\mathrm{y}}\right) \tag{11}$$

式中:σ_y 是材料的屈服强度,ε_y 为屈服应变。对于铝材料,由(11)式计算得到 σ_g 为 800 MPa。由此利用(10)式可以理论计算宏观平均应力值与微孔洞半径增长速率之间的对应关系。理论计算和仿真数值的微孔洞半径增长速率随着宏观平均应力的变化曲线如图 6 所示,两者之间符合很好,表明惯性在微孔洞稳定增长阶段起到控制作用,其它因素的影响基本可以忽略。

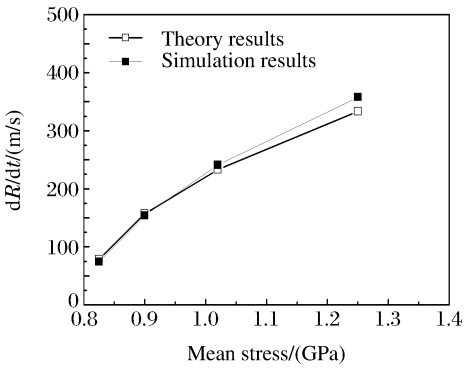


图 6　半径增长率随平均应力的变化

Fig. 6　Void radius growth versus global mean stress

4　断裂模型

下面基于微孔洞长大惯性控制方程(10)式,构建一个新的动态拉伸断裂模型。如前所述,假设受损伤材料由大量的宏观微元(体胞)构成,每个体胞体积为 V,其中微孔洞的体积为 V_v,由此定义损伤度 D 为微孔洞的相对体积,即

$$D(x,t,\sigma)=\frac{V_\mathrm{v}(x,t,\sigma)}{V(x,t,\sigma)} \tag{12}$$

它表征了 t 时刻在位置 x 处材料受损伤的程度,当然,损伤度 D 也是应力 σ 的函数。将(11)式对时间求导,得到

$$\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}V_\mathrm{v}/\mathrm{d}t}{V}-\frac{V_\mathrm{v}}{V^2}\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t} \tag{13}$$

(13)式为损伤度最一般的演化方程。如果把(10)式两边乘 $4\pi R^2$,并结合 $V_\mathrm{v}=4\pi R^3/3$,得到

$$\frac{\mathrm{d}V_\mathrm{v}}{\mathrm{d}t}=4\pi R^2\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}=4\pi R^2\sqrt{\frac{2}{3}}\sqrt{\frac{\sigma_\mathrm{m}-\sigma_\mathrm{g}}{\rho}}=\frac{3V_\mathrm{v}}{R}\sqrt{\frac{2}{3}}\sqrt{\frac{\sigma_\mathrm{m}-\sigma_\mathrm{g}}{\rho}} \tag{14}$$

宏观体胞的体积 V 可以表示为基体体积 V_s 和微孔洞体积 V_v 之和,假定基体体积不可压缩,由 $V=V_\mathrm{s}+V_\mathrm{v}$ 对时间求导,得到

$$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}V_{\mathrm{v}}}{\mathrm{d}t} \tag{15}$$

把(14)式和(15)式代入(13)式,可以得到一个新的损伤度演化方程

$$\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}t}=D(1-D)\sqrt{\frac{6(\sigma_{\mathrm{m}}-\sigma_{\mathrm{g}})}{\rho R^{2}}} \tag{16}$$

式中:R 是体胞或计算单元中实时的微孔洞半径,可由(10)式确定。新的损伤演化模型具有形式简洁、物理本质清晰、计算模型参数少等优点。

损伤演化方程((16)式)是基于单孔洞增长近似导出的,没有涉及微孔洞的成核和微孔洞增长后期的聚集物理过程。对于微孔洞的成核,一般认为它对损伤度的贡献很小,常用初始损伤度进行近似。微孔洞的聚集过程在动态拉伸断裂过程中起着很关键的作用。以往很多学者把微孔洞聚集过程看作瞬时过程,即认为当损伤度增长到某个阈值时,应力突然松弛到零,发生断裂。事实上,微孔洞聚集需要一个过程,尽管这个过程经历的时间很短。最近,我们把微孔洞聚集过程近似看作一个逾渗过程,借鉴有关逾渗理论,提出了一个逾渗软化函数 $F(D)$,用于描述损伤后期由于微孔洞聚集而导致应力场和材料本构特性的快速软化过程,其表达式为[19]

$$F(D)=\begin{cases}1 & D<D_{\mathrm{c}}\\ 1-k(D/D_{\mathrm{c}}-1)^{\beta} & D_{\mathrm{c}}\leqslant D<D_{\mathrm{f}}\\ 0 & D=D_{\mathrm{f}}\end{cases} \tag{17}$$

式中:D_{c} 和 D_{f} 是损伤演化中的两个临界值,其物理意义是:当损伤 D 达到 D_{c} 时,微孔洞开始聚集,损伤演化速率突然变大,材料强度的软化速率也相应地变化,故 D_{c} 定义为微孔洞聚集临界损伤度,用它表征微孔洞之间开始聚集的临界点;D_{f} 则是由于微损伤聚集结束而导致发生灾变式断裂的临界点,可以定义为断裂临界损伤度;β 为逾渗特性相关的材料参数,k 控制着 $F(D)$ 的下降(软化)速率。

由于损伤的存在,必然对材料的宏观力学量造成影响,因此,计算中对损伤材料的本构剪切模量 G 与屈服强度 σ_{y} 分别进行修正[20]

$$p=p_{0}[\rho(1-D),E](1-D)F(D) \tag{18}$$

$$G=G_{0}(1-D)\left(1-\frac{6K_{0}+12G_{0}}{9K_{0}+8G_{0}}D\right)F(D) \tag{19}$$

$$\sigma_{\mathrm{y}}=\sigma_{0}(1-D)F(D) \tag{20}$$

式中:K 为材料的体积模量,下标“0”代表基体材料中的值。

5 动态断裂模型的实用性检验

(9)式、(15)式~(19)式构成了损伤演化及损伤对材料性能影响的完备方程组,把这些方程与材料的本构关系和状态方程进行耦合,可以开展相关的数值模拟工作,对模型的实用性进行检验。最新版本 LS-DYNA 程序为用户提供了程序接口,用户可以根据自己的需要加入自定义本构关系、自定义状态方程和损伤演化方程及断裂判据,并且可以实现损伤、本构关系及状态方程之间的耦合计算。这里选用流体弹塑性本构关系和 Mie-Grüneisen 状态方程,成功地对 LS-DYNA 程序进行了二次开发。以无氧铜平板撞击层裂实验为例[21],采用二维轴对称模型开展数值模拟研究,以期对新构建的损伤演化方程及断裂模型的实用性进行考察。实验条件:1.5 mm 的无氧铜飞片撞击 5.0 mm 的无氧铜样品,撞击速度分别为 300、600、900 m/s。激光速度干涉仪 VISAR 对样品自由面速度时程进行了测量。计算参数见表 2,其中本构和状态方程参数取自文献[18]。这里对损伤断裂模型参数的选取作简要说明:根据 Seaman等人对无氧铜材料平板撞击层裂实验软回收样品的细观统计分析,初始损伤度取 10^{-4}~10^{-5} 比较合理,断裂临界损伤度 D_{f} 取 0.1~0.2。微孔洞之间的聚集过程近似于三维逾渗过程,由逾渗理论知 β 取 0.4。在断裂临界损伤度保持恒定的条件下,通过实测的自由面速度剖面与数值计算得到的自由面速度曲线相比较的方法,确定微孔洞聚集临界损伤度 D_{c} 和参数 k 最优拟合值。

表 2　计算本构和损伤断裂参数[20]

Table 2　Parameters of constitutive relation and damage fracture model[20]

Material	ρ_0/(g/cm^3)	c_0/(km/s)	S	G_0/(GPa)	Y_0/(MPa)	γ	D_0	β	k	D_c	D_f
OFHC	8.924	3.91	1.51	48.4	150	1.99	10^{-5}	0.4	2.0	0.05	0.1

按照表 2 给出的计算参数,计算得到的自由面速度与实验结果的对比如图 7 所示,计算结果与实验结果之间的符合程度是令人满意的,初步检验了新损伤断裂模型的实用性。计算得到的不同撞击速度条件下样品损伤分布云图如图 8 所示,图中显示损伤在样品中分布宽度很小,这与飞片厚度相关,也就是与拉伸载荷持续时间相关。随着撞击速度增大,样品中损伤分布范围逐渐增加,这是因为撞击速度大则拉伸载荷幅值大,拉伸应力超过损伤阈值应力的单元增多,与有关实验观察到的撞击速度大、产生的层裂面两侧微孔洞分布广的结果是一致的。

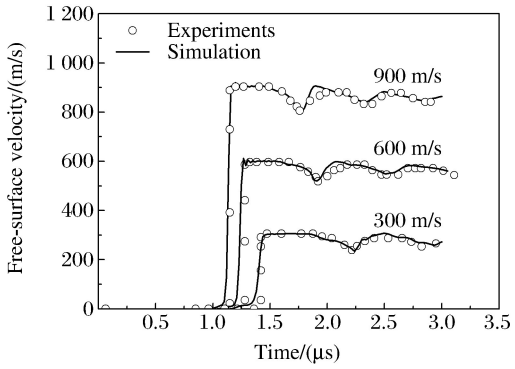


图 7　计算与实验测量获得的自由面速度剖面的比较

Fig. 7　Comparison of calculated and measured free surface velocity profiles

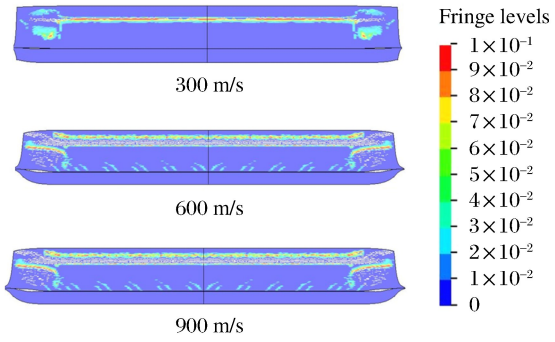


图 8　不同撞击速度下样品中层裂时的损伤分布云图

Fig. 8　Damage distributions in targets under different impact velocities

6　结　论

采用 LS-DYNA 瞬态动力学有限元程序,对含初始球形微孔洞的轴对称体胞模型在不同应变速率加载条件下的动力学行为进行了较详细的研究。研究结果表明:

(1) 在微孔洞稳定增长阶段,惯性对微孔洞的快速增长过程起着关键性作用,其它因素的影响基本可以忽略;

(2) 在忽略材料粘性和表面能密度等因素条件下,微孔洞半径增长率与平均应力的平方根成正比,并由此提出了一个基于微孔洞增长惯性机制的损伤度演化方程;

(3) 采用自定义本构关系和状态方程把构建的损伤断裂模型嵌入 LS-DYNA 有限元程序中,以无氧铜平板撞击层裂实验为例,对新的简化的断裂模型的实用性进行检验,结果令人满意。

References:

[1] Antoun T H, Seaman L, Curran D R, et al. Spall Fracture [M]. New York: Springer, 2003.

[2] Curran D R, Seaman L, Shockey D A. Dynamic failure of solids [J]. Phys Rep, 1987, 147(5&6): 253-388.

[3] Czarnota C, Jacques N, Mercier S, et al. Modeling of dynamic ductile fracture and application to simulation of plate impact tests on tantalum [J]. J Mech Phys Solids, 2008, 56: 1624-1650.

[4] Molinari A, Wright T W. A physical model for nucleation and early growth of voids in ductile materials under dynamic loading [J]. J Mech Phys Solids, 2005, 53: 1476-1504.

[5] Seaman L, Curran D R and Shockey D A. Computational models for ductile and brittle fracture [J]. J Appl Phys, 1976, 47: 4814-4824.

[6] Ortiz M, Molinari A. Effect of strain hardening and rate sensitivity on the dynamic growth of a void in a plastic material [J]. J Appl Mech, 1992, 59: 48-53.
[7] Wu X Y, Ramesh K T, Wright T W. The dynamic growth of a single void in a viscoplatic material under transient hydrostatic loading [J]. J Mech Phys Solids, 2003, 51: 1-26.
[8] Tszeng T C. Quasistatic and dynamic growth of sub-microscale spherical voids [J]. Mech Mater, 2009, 41: 584-598.
[9] Liu B, Qiu X, Huang Y, et al. The size effect on void growth in ductile materials [J]. J Mech Phys Solids, 2003, 51: 1171-1178.
[10] Horstemeyer M F, Matalanis M M, Sieber A M, et al. Micromechanical finite element calculations of temperature and void configuration effects on void growth and coalescence [J]. Int J Plast, 2000, 16: 979-1015.
[11] Wang Y G, He H L, Wang L L, et al. Percolation description for the early stage of void coalescence during dynamic tensile fracture in ductile materials [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2006, 20(2): 127-132. (in Chinese)
王永刚, 贺红亮, 王礼立, 等. 延性材料动态拉伸断裂早期连通过程的逾渗描述 [J]. 高压物理学报, 2006, 20(2): 127-132.
[12] Seppälä E T, Belak J, Rudd R E. Effect of stress triaxiality on void growth in dynamic fracture of metals: A molecular dynamics study [J]. Phys Rev B, 2004, 69: 134101.
[13] Seppälä E T, Belak J, Rudd R E. Onset of void coalescence during dynamic fracture of ductile metals [J]. Phys Rev Lett, 2004, 93: 245503.
[14] Zhang X, Liu Q C, Mai Y W. Numerical study on void growth in rate and temperature dependent solids [J]. Int J Fract, 2006, 142: 119-136.
[15] Hallquist J O. LS-DYNA Theoretical Manual [Z]. California: Livermore Software Technology Corporations, 1998.
[16] Poritsky H. The collapse or growth of a spherical bubble or cavity in a viscous fluid [A]// Sternberg E. Proceedings of the First US National Congress on Applied Mechanics [C]. New York: ASME, 1952: 813-823.
[17] Huo B, Zheng Q S, Huang Y. A note on the effect of surface energy and void size to void growth [J]. Eur J Mech A/Solids, 1999, 18: 987-994.
[18] Qi M L, He H L. Simulation of critical behavior on damage evolution [J]. Chin Phys B, 2010, 19(3): 036201.
[19] Wang Y G, He H L, Wang L L, et al. Time-resolved dynamic tensile spall of pure aluminum under laser irradiation [J]. J Appl Phys, 2006, 100: 033511.
[20] Johnson J N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids [J]. J Appl Phys, 1981, 52(4): 1812-1825.
[21] Minich R W, Cazamias J U, Kumar M, et al. Effect of microstructural length scales on spall behavior of copper [J]. Metall Mater Trans A, 2004, 35A: 2663-2673.

Modeling of Dynamic Tensile Fracture Accounting for Micro-Inertia Effect on Void Growth

WANG Huan-Ran[1], WANG Yong-Gang[1], HE Hong-Liang[2]

(1. *Mechanics and Materials Science Research Center, Ningbo University, Ningbo* 315211, *China*;
2. *National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang* 621900, *China*)

Abstract: Axisymmetric unit cell model calculations are used to study void growth in a material containing a periodic array of spherical voids under different loading rate rates. Numerical results show that: (1) Micro-inertia is found to have a strong stabilizing effect on void growth process; (2) The growth rate of void increases with the square root of mean stress; (3) Accounting for micro-inertia effect on void growth and percolation stress relaxation during the void-coalescence process, a simple dynamic damage evolution model is proposed for elastic-rigid-perfectly plastic materials; (4) By using of the proposed model the spall tests on copper under different impact velocities are simulated, and the numerical predictions are in good agreement with the experimental measurements, verifying the model applicability.

Key words: solid mechanics; void growth; micro-inertia effect; dynamic tensile fracture