

高应变率下延性金属中微孔洞贯通行为的数值分析

王永刚, 徐东明

(宁波大学 力学与材料科学研究中心, 浙江 宁波 315211)

摘要: 采用有限元分析方法, 研究了延性金属材料动态拉伸断裂过程中微孔洞之间贯通行为, 讨论了初始孔洞间韧带距离和加载应变速率的影响。通过实时跟踪测量微孔洞长大过程中的形状改变, 定量判断微孔洞开始贯通时刻。计算结果显示微孔洞从独立长大向微孔洞贯通转变开始的临界韧带距离约为 0.5 倍微孔洞实时直径, 其对初始微孔洞间韧带距离和加载应变速率不敏感。从物理机制上看, 微孔洞间贯通行为是通过塑性应变场相互作用实现的, 但孔洞间韧带区域的塑性应变场需要达到一个临界阈值才能驱动微孔洞开始贯通。在材料中微孔洞统计均匀分布的假定条件下, 指出临界孔洞间韧带距离 (ILD_c) 判据和临界孔洞体积分数 (f_c) 判据在物理本质是一致的, 可以相互转换。

关键词: 固体力学; 高应变率; 微孔洞贯通; 延性金属; 数值模拟

中图分类号: O346.1 **文献标志码:** A **文章编号:** 1000-1093(2012)09-1095-06

Simulation of Void Coalescence in Ductile Metals Under High Strain Rate

WANG Yong-gang, XU Dong-ming

(Mechanics and Materials Science Research Center, Ningbo University, Ningbo 315211, Zhejiang, China)

Abstract: The void coalescence and interaction in dynamic tensile fracture of ductile metals were investigated by using axial symmetric finite element analysis. The influences of initial ligament distance between voids and loading strain rate on the void coalescence process were discussed. The start time of void coalescence was estimated quantitatively through correlated shape evolution of the voids. The measurement results show that the critical ligament distance at the start time of coalescence is approximately a half of void diameter, which is independent of initial separation distance between voids and strain rate. In reality, the voids may interact through their plastic fields. However, a critical plastic strain threshold in the ligament zones is needed to drive the void coalescence. Assuming that the voids are uniformly distributed within the damaged material, the critical ligament distance are consistent to the critical porosity in physical essence, and can be transformed each other.

Key words: solid mechanics; high strain rate; void coalescence; ductile metals; finite element calculations

0 引言

延性金属材料在高应变率加载下发生拉伸断裂

主要包括 3 个物理过程: 微孔洞的成核、长大和贯通^[1]。迄今, 人们对于微孔洞的成核和长大规律进行了大量的实验和理论分析工作^[2-4], 但微孔洞相

收稿日期: 2010-12-05

基金项目: 国家自然科学基金项目(11072119 和 11172221); 国防基础科研计划项目(B1520110003)

作者简介: 王永刚(1976—), 男, 副教授, 博士。E-mail: wangyonggang@nbu.edu.cn

互贯通行为的研究工作相对很少。已有学者研究指出微孔洞的贯通在动态拉伸断裂过程中起着很关键的作用^[5],因此,研究微孔洞贯通机理对揭示材料动态拉伸断裂的整个物理过程和本质有重要意义。

Curran 等^[6]基于实验观测结果认为有两类微孔洞贯通机理,即微孔洞之间直接贯穿和微孔洞之间的变形局部化。事实上,微孔洞相互作用是通过它们周围的塑性应变场来实现的。当两个微孔洞之间距离达到一个临界值时,它们周围的塑性应变场发生交接,从而改变微孔洞的长大速率。一些学者曾对微孔洞之间开始贯通临界条件进行了理论研究。Needleman 和 Tvergaard^[7]认为材料内部微孔洞体积分数 f 达到一个临界值 f_c 时微孔洞贯通开始。Brock 和 Sun^[8]研究指出当材料中初始微孔洞体积分数较小时,临界微孔洞体积分数 f_c 对应力三轴度和加载应变率不敏感。而 Pardoen 和 Hutchinson^[9]认为 f_c 依赖于微孔洞初始体积分数、加载应力三轴度及微孔洞形状。Brown 和 Embury^[10]提出了一个微孔洞开始贯通的临界韧带距离 (ILD_c) 准则,指出当微孔洞间韧带长度等于微孔洞的直径时,微孔洞从独立长大开始向贯通转变。Horstemeyer 等^[11]采用微力学有限元计算方法研究准静态加载条件下 304L 不锈钢和 6061T6 铝中两个微孔洞的贯通行为,结果表明:ILD_c 的值依赖于边界条件和材料的特性,约为 2~8 倍微孔洞直径。最近,Seppälä 等^[12-13]采用分子动力学方法对金属铜动态拉伸断裂的微孔洞长大和聚集行为进行了数值模拟,计算结果显示:当 ILD_c 等于 0.5 倍微孔洞直径时,微孔洞周边塑性形变区相遇,微孔洞长大的速率突然增加,最终导致了微孔洞之间发生了直接贯穿。

无论是采用 f_c 还是 ILD_c 作为微孔洞贯通开始的准则,人们对微孔洞贯通行为的认识还是比较初步的,存在一些争议。本文拟采用动力学有限元计算模型,对高应变率加载条件下纯铝材料中双孔洞贯通行为进行数值分析,重点讨论初始孔洞间韧带距离和加载应变率对双孔洞贯通行为的影响规律,为合理建立孔洞贯通的理论模型奠定一定的基础,从而进一步揭示延性金属拉伸型断裂的物理机制。

1 计算模型建立

高应变率拉伸载荷下延性金属中出现的损伤主要是大量的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。这里,为了研究孔洞之间的贯通行为,在数值模拟中设定每一个圆柱体胞含有两个大小相同的球形孔洞,二分之一模型见图 1(a) 所示。在对称载荷条件下,我们采用轴对称的二维单元来进行计算分析,有限元模型见图 1(b) 所示。微孔洞的直径 d_0 为 50 μm,圆柱体胞的直径 D 和高度 H 相等,均取为 1 mm。圆柱体胞的直径和高度是球形微孔洞直径的 20 倍。

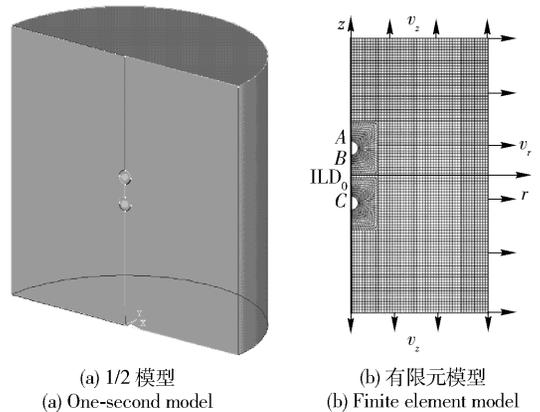


图 1 二分之一体胞模型及轴对称有限元分析模型
Fig. 1 Half of the axisymmetric unit cell and FEM model

计算中,边界条件采用速度边界,如图 1 所示, v_z 、 v_r 分别表示在轴向和径向施加的速度函数。速度从 0 开始经历 0.1 μs 线性增加到恒值,随后保持不变。选取的模拟材料为纯铝,在高应变率加载下,采用考虑塑性硬化的流体弹塑性本构关系和 Grüneisen 状态方程进行数值分析。

$$\sigma_{ij} = -p + s_{ij}, \quad (1)$$

式中: σ_{ij} 为应力张量; p 为压力; s_{ij} 为偏应力张量。

$$\text{当 Von Mises 屈服函数 } \phi = \frac{1}{2} s_{ij} s_{ij} - \frac{\sigma_y^2}{3} \leq 0 \text{ 时,}$$

$$s_{ij} = 2G(\epsilon_{ij} - \epsilon_v); \quad (2)$$

$$\text{当 Von Mises 屈服函数 } \phi = \frac{1}{2} s_{ij} s_{ij} - \frac{\sigma_y^2}{3} > 0 \text{ 时,}$$

$$s_{ij} = \frac{\sigma_y}{s^*} s_{ij}, \quad (3)$$

式中: σ_y 为屈服应力; $s^* = \left(\frac{3}{2} s_{ij} s_{ij}\right)^{1/2}$; 考虑塑性硬化时,

$$\sigma_y = \sigma_0 + E_h \bar{\epsilon}^p, \quad (4)$$

式中: σ_0 为初始屈服应力; $\bar{\epsilon}^p$ 为等效塑性应变; E_h 塑性硬化模量。

在材料处于压缩状态下, Grüneisen 状态方程的压力计算:

$$p = \frac{\rho_0 C^2 \mu \left[1 + \left(1 - \frac{\gamma_0}{2} \right) \mu \right]}{\left[1 - (1 - S_0) \mu \right]^2} + \gamma_0 E, \quad (5)$$

式中： $\mu = \frac{p}{\rho_0} - 1$ ； ρ_0 为材料的初始密度； C 和 S_0 为冲击波速度和粒子速度关系的拟合参数； γ_0 为 Grüneisen 系数； E 为材料内能。

当材料处于拉伸状态下，

$$p = \rho_0 C^2 \mu + \gamma_0 E. \quad (6)$$

计算参数见表 1.

表 1 纯铝的本构和状态方程参数

Tab.1 Constitutive and equation of state parameters for pure aluminium

材料	ρ_0 /(g·cm ⁻³)	σ_0 /MPa	G /GPa	ε_h /MPa	C /(m·s ⁻¹)	S_0	γ_0
纯铝	2.7	200	26.2	200	5 386	1.34	2.0

2 计算结果讨论

在轴向速度场和径向速度场相同条件下，图 2 显示轴对称体胞模型边界单元上宏观轴向应力和径向应力几乎完全相等，应力开始时基本呈线性增加，随后由于微孔洞长大的影响，出现非线性增长，很快达到极值点，随后快速下降。由此可见，体胞模型中微孔洞承受的是一个准静水拉伸载荷条件，这与一维应变层裂实验中样品中微孔洞所承受了应力状态基本一致。因此，后续的有关微孔洞之间贯通行为的研究结果可以直接应用于层裂实验的理论分析和数值模拟中。另外，在准静水拉伸载荷下，图 3 显示不同时刻两个微孔洞周围的塑性应变场的演化云图。图 3(a) 显示两个微孔洞各自形成几乎均匀的球对称塑性应变场，微孔洞呈现相互独立球形快速长大，而随着微孔洞不断长大，两个微孔洞之间韧带区域塑性应变场相互交叠，如图 3(b) 所示，当此区域的应变场达到一个临界值时，两个微孔洞即发生贯通行为，直至直接贯穿，如图 3(c) 和图 3(d) 所示。

图 3 给出了微孔洞贯通行为的一些定性描述，为了定量讨论微孔洞之间的贯通行为，这里采用模拟计算中实时跟踪微孔洞长大过程中形状改变来判断，即通过比较图 1 中标识的微孔洞上顶点 A 和下顶点 B 的轴向位移。如果微孔洞处于独立长大阶段，A 点和 B 点轴向位移是一致的，如果 A 和 B 点轴向位移发生明显的改变，表明微孔洞之间韧带区域塑性应变场交叠改变了 B 点的轴向位移增长速率，

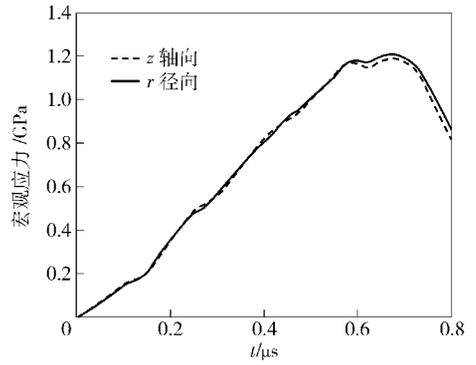


图 2 宏观轴向应力和径向应力的比较

Fig.2 Comparison of global axial stress and radial stress

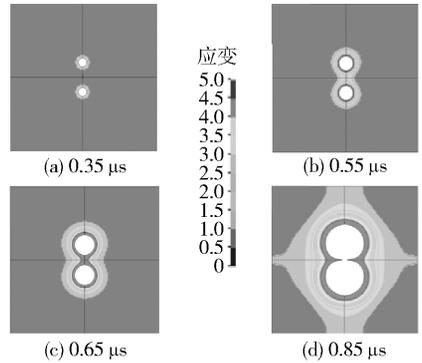


图 3 不同时刻微孔洞周围等效塑性应变云图

Fig.3 Effective plastic strain contours around void

此时刻即可判断微孔洞贯通开始，所对应的图 1 中标识的 B 点和 C 点之间距离即为微孔洞开始贯通的临界韧带距离 (ILD_0)。下面首先讨论初始孔洞间韧带距离 ILD_0 对微孔洞贯通动力学行为的影响。

2.1 ILD_0 的影响

在加载应变率 10^4 s^{-1} 条件下，考察不同初始微孔洞间韧带距离对孔洞贯通动力学行为的影响，选择 ILD_0/d_0 为 2、3、4 和 5，即 ILD_0 分别为 $100 \mu\text{m}$ 、 $150 \mu\text{m}$ 、 $200 \mu\text{m}$ 、 $250 \mu\text{m}$ (上面图 2 和图 3 的数据对应的 $ILD_0/d_0 = 3$)。图 4(a) ~ 图 4(d) 左边纵轴给出了不同 ILD_0/d_0 条件下实时的微孔洞间韧带距离 ILD 与实时微孔洞直径 d 之比随时间演化过程，而其右边纵轴同时给出了 A 点和 B 点的轴向位移时程。这里需要说明一下，为什么没有直接来讨论临界 ILD ，而是讨论它与实时微孔洞直径 d 之比，这主要是因为微孔洞贯通是通过微孔洞周围的塑性应变场来实现的，而微孔洞的直径直接影响着其周围的塑性应变场。对比 A 点和 B 点的轴向位移时程，发现：微孔洞贯通开始前 A 点和 B 点轴向位移是相同的，两个微孔洞之间没有发生相互作用，微孔洞处于独立

长大阶段,随着微孔洞不断长大,它们周围的塑性应变场发生相互影响,导致随后 A 点和 B 点轴向位移明显发生偏离,利用此点恰好可以判断微孔洞开始贯通时刻,因此,这里的计算结果也检验了上面提出的通过微孔洞形状改变来判断微孔洞贯通开始的有效性。而从 ILD/d 的时程曲线上来看,在 $0.3 \mu\text{s}$ 之前, ILD/d 减小速率缓慢,此阶段微孔洞基本还处于弹性变形阶段,随后进入微孔洞独立快速长大阶段,这时 ILD/d 迅速减小,紧接着微孔洞间发生贯通行为,导致 ILD/d 减小速率再次变缓,最后慢慢趋于 0,即微孔洞发生了直接贯穿,如上面图 3(d) 所示。对比图 4(a) ~ 图 4(d),由 A 点和 B 点轴向位移明显发生偏离点容易确定微孔洞间贯通开始的临界韧带距离,在图中用黑点标识,结果显示:微孔洞从独立长大向微孔洞贯通转变开始的临界韧带距离约为 0.5 倍 ($ILD_c = 0.5 \pm 0.1d$) 的微孔洞直径,并且它对初始的 ILD_0/d_0 不敏感。

临界韧带距离作为微孔洞贯通开始的准则,比较直观,但相对缺乏物理本质的认识和提炼。分子动力学研究成果^[12-13]已经在微观层次上揭示微孔洞间韧带区域位错密度迅速增长导致微孔洞发生贯通。位错运动宏观上对应于塑性应变,因此为了进一步理解微孔洞贯通动力学行为,图 5 给出了不同 ILD_0/d_0 条件下微孔洞间韧带距离中点处典型单元的等效塑性应变时程曲线。利用微孔洞开始贯通的时间对应条件,可以在图 5 中找出微孔洞贯通时刻所对应的塑性应变,图中用黑点标识,结果显示:临界塑性应变阈值约为 0.5,随着 ILD_0/d_0 增大,临界塑性应变阈值缓慢减小。

2.2 加载应变速率的影响

通过改变边界速度函数,可以调整加载应变速率。这里以 $ILD_0/d_0 = 3$ 模型为例,讨论加载应变速率对微孔洞贯通行为的影响。图 6 给出了不同加载应变速率下 ILD/d 时程曲线和 A 和 B 点轴向位移时程曲线,结果显示:随着加载应变速率增大,微孔洞长大速率提高,微孔洞间贯通时间提前,但对微孔洞间开始贯通临界韧带距离没有影响,还保持在 0.5 倍微孔洞直径。图 7 给出了不同加载应变速率条件下微孔洞间韧带距离中点处典型单元的等效塑性应变时程曲线,结果也同样显示微孔洞开始贯通的临界塑性应变阈值为 0.5,图中黑点标识。图 8 给出了不同应变速率条件下体胞模型边界单元上的宏观平均应力随时间的变化曲线,从中可见:随着加载应变速率增大,在微孔洞开始贯通时宏观平均应

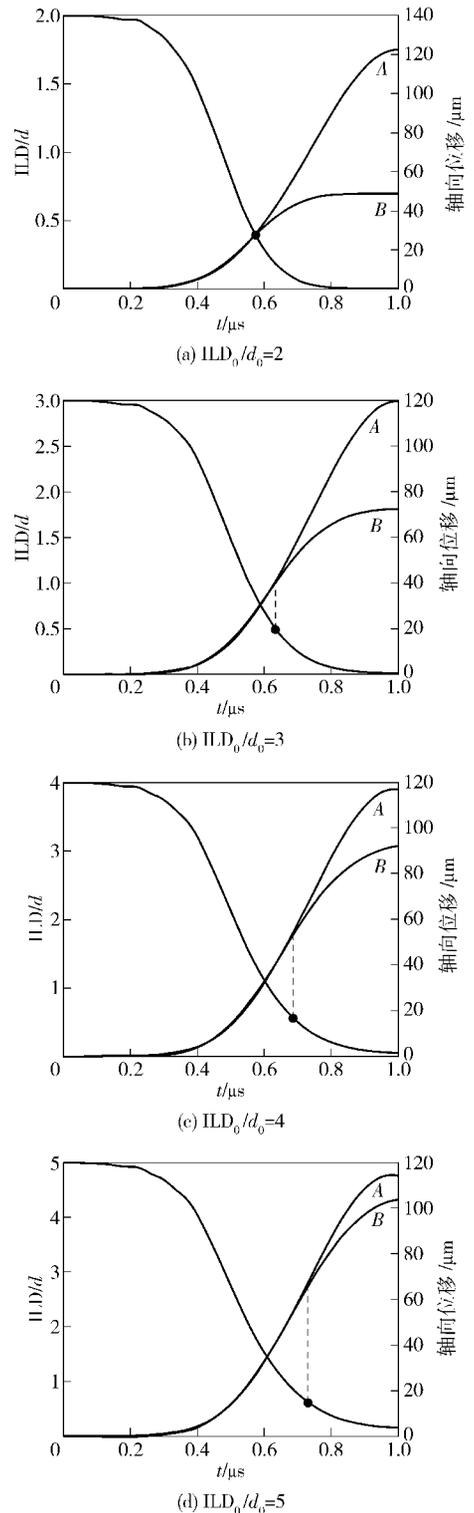


图 4 ILD/d 演化时程曲线及 A 点和 B 点轴向位移时程曲线

Fig. 4 Evolution of ILD/d profiles and A and B points' axial displacement profiles

力(黑点标识处)在增大,不对应于应力峰值,也就是说微孔洞间贯通开始后,宏观平均应力场还在增大,材料仍然可以继续承载。以前有很多学者为了

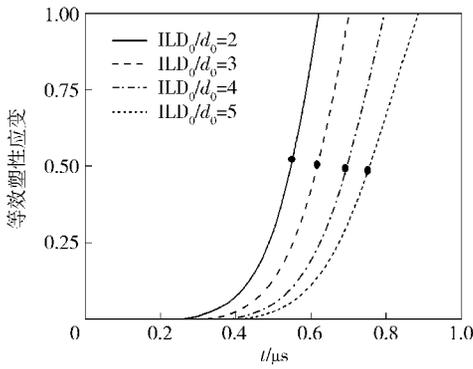


图5 微孔洞间韧带中心处典型单元的等效塑性应变时程

Fig. 5 Effective plastic strain profiles of representative element in the center of intervoid ligament distance

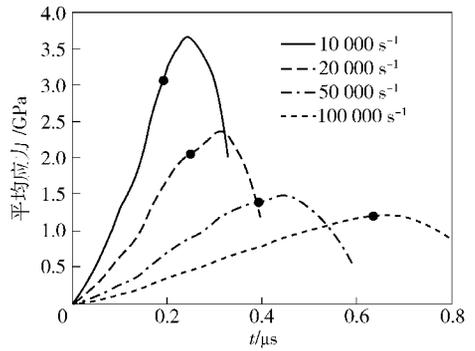


图8 微孔洞间韧带中心处典型单元的等效塑性应变时程

Fig. 8 Effective plastic strain profiles of representative element in the center of intervoid ligament distance

型时必须考虑微孔洞贯通也是需要一段时间的,它不是瞬时事件。

3 关于 ILD_c 和 f_c 的讨论

目前,关于微孔洞开始贯通的准则主要有两种观点,有些学者采用微孔洞间临界韧带距离 ILD_c ,还有些学者常采用临界微孔洞体积分数 f_c . 如果基于微孔洞在材料中统计均匀分布的假定,设用边长为 L 的立方体来代表受损伤材料的一个特征体积,假设有 8 个直径为 d 的微孔洞均匀分布于立方体的 8 个角上,如图 9 所示。每个微孔洞只有八分之一属于此立方体,因此微孔洞开始贯通时的临界微孔洞体积分数:

$$f_c = \frac{\pi d^3}{6L^3} = \frac{\pi d^3}{6(ILD_c + d)^3} \approx \frac{1}{2} \frac{1}{(ILD_c/d + 1)^3} \quad (7)$$

由此可见, ILD_c 和 f_c 是可以相互转换的,在物理本质也是一致的。这里近似假定图 9 中微孔洞两两之间的相互贯通行为是相互独立的,当然这个假定具有一定的合理性,因为微孔洞之间相互贯通是通过塑性应变场交叠来实现的,图 9 中其他 6 个微孔洞由于距离相对比较远,对两个微孔洞之间的塑性应变场的影响相对较弱。因此,在微孔洞两两之间的相互贯通行为是相互独立的假定下,可以通过含两个微孔洞圆柱体胞组合排列形成空间的 8 个微孔洞,同时胞模型中微孔洞间临界韧带距离 ILD_c 在物理本质上可以近似替代含 8 个微孔洞的立方体损伤单元中 ILD_c . 对于纯铝,上述数值模拟得到 ILD_c 为 0.5 倍微孔洞直径,通过(7)式,计算得到的 f_c 约为 0.15. 文献[14]曾对纯铝开展过系列层裂实验研究,基于对回收样品中含有的微孔洞宏观统计分析,获得了微孔洞开始贯通的微孔洞体积分数 f_c 约

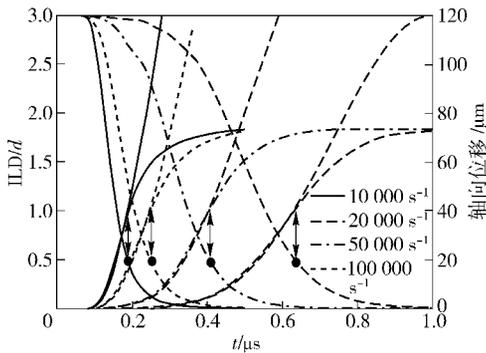


图6 ILD/d 时程曲线和 A 和 B 点轴向位移时程曲线

Fig. 6 Evolution of ILD/d profiles and A and B points' axial displacement profiles

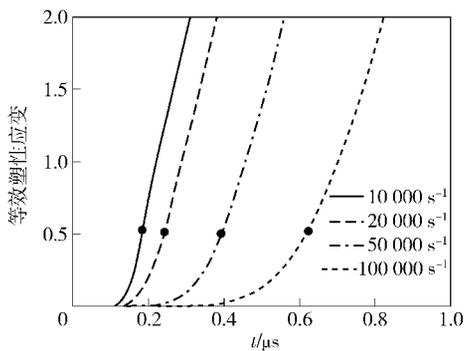


图7 微孔洞间韧带中心处典型单元的等效塑性应变时程

Fig. 7 Effective plastic strain profiles of representative element in the center of intervoid ligament distance

回避对微孔洞贯通过程的理论描述,常常假定微孔洞贯通开始后材料迅速失去承载能力,这个观点是值得商榷的。以后在建立合理的微孔洞贯通理论模

为 0.11, 与数值分析结果非常接近, 这表明通过数值分析获得微孔洞开始贯通临界韧带距离或临界孔洞体积分数具有一定的合理性。

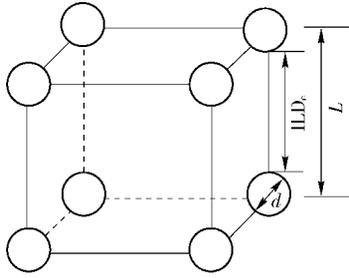


图 9 临界孔洞间韧带距离和临界孔洞体积分数的几何说明

Fig. 9 Geometry relationship between ILD_c and f_c

4 结论

采用 LS-DYNA 动力学有限元程序, 对轴对称胞模型中双孔洞的贯通行为进行了数值分析, 讨论了初始孔洞间韧带距离和加载应变速率的影响, 得到了如下几点认识:

1) 提出了一个微孔洞开始贯通的判断标准, 即通过比较微孔洞上顶点和下顶点的轴向位移曲线的明显偏离来判断微孔洞开始贯通, 数值结果显示该方法具有一定的合理性和有效性。

2) 微孔洞从独立长大向微孔洞贯通转变开始的临界韧带距离约为 0.5 倍微孔洞实时直径, 并且不依赖于初始微孔洞间韧带距离和加载应变速率。

3) 微孔洞间贯通行为是通过塑性应变场相互作用实现的, 数值计算结果显示: 在孔洞间韧带区域的塑性应变场需要达到一个临界阈值才能驱动微孔洞开始贯通, 该临界塑性应变阈值基本保持在 0.5 左右。

4) 微孔洞在材料中统计均匀分布和微孔洞之间的相互贯通行为是相互独立的假定下, 临界孔洞间韧带距离 ILD_c 判据和临界孔洞体积分数判据在物理本质也是一致的, 可以相互转换。

参考文献 (References)

- [1] Antoun T, Seaman L, Curran D R, et al. Spall fracture[M]. Berlin: Springer, 2003.
- [2] Johnson J N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids[J]. Journal of Applied Physics, 1981, 52: 2812 - 2825.
- [3] Molinari A, Wright T W. A physical model for nucleation and early growth of voids in ductile materials under dynamic loading[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2005, 53: 1476 - 1504.
- [4] Chen D, Tan H, Yu Y, et al. A void coalescence-based spall model[J]. International Journal of Impact Engineering, 2006, 32(11): 1752 - 1767.
- [5] Czarnota C, Mercier S, Molinari A. Modeling of nucleation and void growth in dynamic pressure loading, application to spall test in tantalum[J]. International Journal of Fracture, 2006, 141(1 - 2): 177 - 194.
- [6] Curran D R, Seaman L, Shockey D A. Dynamic failure of solids[J]. Physics Reports, 1987, 147: 253 - 388.
- [7] Tvergaard V, Needleman A. Analysis of the cup-cone fracture in a round tensile bar[J]. Acta Metal., 1984, 27: 1 - 15.
- [8] Brock W, Sun D Z, Honig A. Verification of the transferability of micromechanical parameters by cell model calculations with visco-plastic materials[J]. International Journal Plasticity, 1995, 11(8): 971 - 989.
- [9] Pardoen T, Hutchinson J W. An extended model for void growth and coalescence[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2000, 48: 2467 - 2512.
- [10] Brown L M, Embury J D. The initiation and growth of void at second phase particles[C] // Proceedings 3rd International Conference on Strength of Metals and Alloys. London: Institute of Metals, 1973.
- [11] 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]. International Journal Plasticity, 2000, 16: 979 - 1015.
- [12] Seppälä E T, Belak J, Rudd R E. Onset of void coalescence during dynamic fracture of ductile metals[J]. Physics Review Letters, 2004, 93(24): 245503.
- [13] Seppälä E T, Belak J, Rudd R E. Three-dimensional molecular dynamic simulation of void coalescence during dynamic fracture of ductile metals[J]. Physics Review B, 2005, 71: 064112.
- [14] Qi M L, He H L. Simulation of critical behavior on damage evolution[J]. Chinese Physics B, 2010, 19(3): 036201-5.