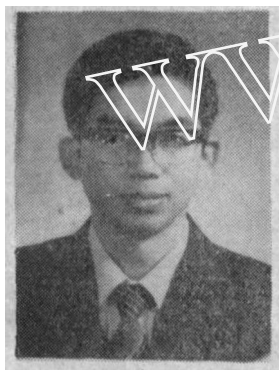


动态断裂理论和实验研究进展

虞吉林

(中国科学技术大学近代力学系,合肥,230026)



虞吉林,1967年毕业于中国科技大学近代力学系,1991年获硕士学位,1985年获博士学位(导师郑哲敏),并在中国科技大学任教。1986年任副教授,1987年获英国皇家奖学金赴利物浦大学从事结构撞击破坏研究。1988年获洪堡基金会研究奖学金,在德国鲁尔大学任客座教授,从事弹塑性动态断裂研究。现任中国科技大学近代力学系副主任,中国力学学会冲击动力学专业组成员。主要研究工作有:弹塑性波传播规律研究,非局部弹塑性理论,动态测试技术等,其中1986年因高阶弱间断弹塑性边界不存在性的证明与他人合作获中国科学院科技进步二等奖。目前主要从事材料和结构在冲击载荷下破坏和失效,包括动态断裂、绝热剪切等方面的理论、数值和实验研究。

摘要 本文介绍和评述了动态断裂力学在理论和实验研究方面的现有进展,特别是近年来对材料非线性和动态效应对裂纹扩展及其稳定性的影响的研究以及实验测试技术的现状和问题的研究,并对今后的研究方向提出了作者的看法。

关键词 动态断裂,裂纹扩展和止裂,动态应力强度因子,断裂韧度测量

1. 引言

断裂力学是研究材料和工程结构中裂纹发展规律的科学。由于它在新兴技术领域中的广泛应用背景,自50年代起断裂力学成为一个独立的研究领域,其准静态理论、特别是线弹性理论已经比较成熟。然而,大多数裂纹扩展现象都是动态的。很多工程实际问题,例如:输油输气管道和压力容器的爆裂、止裂,核电站防护层和管道材料的辐射脆化、热冲击安全,建筑物和结构的抗震,交通、宇航工具的撞击安全等,都涉及材料或结构动态断裂的性能评估和灾害对策问题。因此,动态断裂力学(或称断裂动力学)也在70年代开始得到迅速发展并受到越来越高的重视。

与准静态断裂问题相比,动态断裂问题无论在理论上和实验上都困难得多。由于材料的惯性,载荷是以应力波的形式传播的,而裂纹扩展造成了新的自由面,其扰动也以应力波形式传播,应力波与裂纹的相互作用使问题大大复杂化。一个最简单的例子是,平行于裂纹方向的准静态拉伸载荷并不造成裂端应力集中,而一个拉应力脉冲以同一方向传到裂纹尖端时,由于横向惯性效应,裂端将处于I型受载状态而有可能起裂。另一方面,材料的断裂韧度往往与加载速率有关,加载速率的变化还可能造成裂纹扩展机理的转化。在数学上,扩展裂纹是一个运动边界问题,这种未知的运动边界使问题变得高度非线性。裂纹尖端附近的高应力梯度、载荷的应力波形式以及裂纹的快速扩展,也使得裂纹尖端瞬态力学状态的实验测量变得异常困难。

动态断裂力学研究的主要问题可大致分为两大类,一类是裂纹在动载荷下的起始扩展问题,另一类是扩展裂纹在外载荷下的行为(包括它的稳定性问题)。这两类问题的研究都包括两个方面:一是裂端力学状态的定量描述及其与载荷及裂纹运动的关系,一是具体材料对裂纹扩展的阻力即在给定力学状态下裂纹的扩展规律。后者是问题的物理方面,它又以前者为前提。对于扩展裂纹,这两个方面是相互耦合的,裂纹的扩展过程无法事先知道,而裂纹扩展又反过来影响载荷的传播。我们必须逐步地从每一时刻裂纹的各种可能的运动中,找出当时的真实运动即符合具体材料中裂纹扩展规律的运动。

动态断裂是断裂力学中一个尚未成熟的分支。最近十几年中,已经在这一领域作了大量研究工作,发展了比较可靠的实验技术并积累了丰富的数据。本文将对这一领域在理论和实验研究方面的现有进展作一扼要的介绍。第二节介绍了目前相对比较成熟的线弹性动态断裂理论的一些主要结果;第三节讨论了近几年来在材料非线性和动态效应对裂端场、裂纹扩展及其稳定性的影响方面的研究进展;第四节介绍了动态断裂实验测试技术的现状和问题,最后对今后的研究方向作了评述。

2. 线弹性动态断裂理论

(1) 自主裂纹和小范围屈服的概念

断裂过程是一个材料局部的细观失稳过程。真实材料中,裂纹尖端附近总存在一个小的区域,各种与断裂有关的细观过程在这个区域内发生并最后导致新的表面的生成和分离。对不同的材料、不同的外部条件,这些过程有不同的类型,如在多晶金属材料中,可大致分为解理(脆性)断裂和韧性断裂两类。即使对解理断裂,也伴有塑性变形。因此,裂端附近材料的行为总是非线性的。在经典连续体力学范畴用线弹性模型来处理裂纹问题时,必须引入裂纹自主性(autonomy)的假设,即认为:(i)裂端非线性区与物体和加载系统的其它长度尺寸相比非常小;(ii)在这个区域中的力学状态在裂纹扩展时与载荷和几何构形无关。对弹塑性材料,这意味着裂端塑性区为弹性应力场完全包围且其状态仅取决于弹性外场。这就是 Rice 提出的小范围屈服的概念^[1],它是用线弹性理论处理裂纹问题的前提。

(2) 动载荷下裂纹尖端的渐近场和能量释放率

与准静态情况相同,动载荷下线弹性介质中驻定裂纹周围应力场的渐近行为可表为^[2]

$$\sigma_{ij} \sim \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} \Sigma_{ij}(\theta) \quad r \rightarrow 0 \quad (1)$$

且其角分布函数 $\Sigma_{ij}(\theta)$ 也相同。因此,仍可用应力强度因子 K 来刻画这个动态场,其临界值 K_c 可描述材料的动态起裂韧度。裂端状态的另一种度量是能量释放率 \mathcal{G} 即裂纹扩展单位长度时流入裂纹尖端的能量。对于平面应力或平面应变情况,有^[2]

$$\mathcal{G} = \mathcal{K}^2/E' \quad (2)$$

其中,

$$E' = \begin{cases} E & \text{平面应力} \\ E/(1-\nu^2) & \text{平面应变} \end{cases}$$

显然,作为材料断裂韧度度量的 K_c 或 \mathcal{G}_c 都与加载速率 \dot{K} 有关,其依赖关系可通过实验测定。

对于扩展裂纹,裂端应力场的渐近解仍具有 $r^{-1/2}$ 奇性,但其角分布函数与裂纹扩展速度 ν 有关,即^[3]

• • •

$$\sigma_{ij} \sim \frac{K(t)}{\sqrt{2\pi r}} \Sigma_{ij}(\theta, \nu) \quad r \rightarrow 0 \quad (3)$$

Nilsson^[3]等证明,上式也适用于非稳态扩展裂纹(但高阶项不同)。因此,仍可用应力强度因子 K 来刻画裂端力学状态。对 I 型裂纹,能量释放率与 K_I 以 Freund-Nilsson 关系^[4,5]相联系,

$$\mathcal{G} = A_1(\nu) K_I^2 / E' \quad (4)$$

其中 $A_1(\nu)$ 为一个单调递增函数。

需要指出的是,动态情况下裂端渐近场是以特征波速从裂端向外传播,逐渐建立起来的。图 1 给出了 I 型裂纹边缘突加均布载荷时的波图。显然,上述渐近解仅对 $r \ll (c - \nu)t$ 的区域成立。

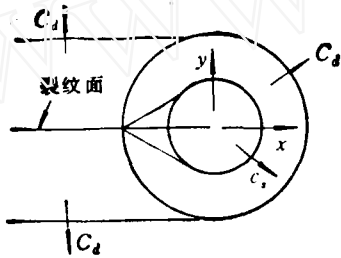


图 1 I 型裂纹突加均布压力时的波图

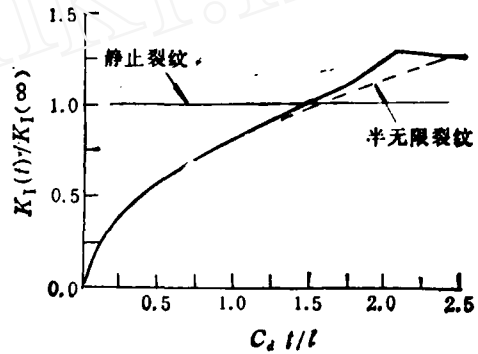


图 2 I 型有限长裂纹突加均布压力时的瞬态应力强度因子

(3) 惯性效应对裂纹起始扩展的影响

考虑到惯性效应,“裂纹面存在”这一信息也与载荷一样,以有限的速度传播。这就是说,裂端对突加动载荷的响应,在初期就像一个从零逐渐增大的裂纹一样。对有限长裂纹,另一端的信息到达以后的发展原则上也可以利用半无限裂纹解根据波传播和反射过程分段用迭加原理求解。长为 l 的裂纹边缘受突加均布压力 σ^* 时瞬态应力强度因子随时间的变化见图 2。可以看到,应力强度因子是逐渐上升的并有一个动态过冲,然后 $K_I(t)$ 将呈衰减振荡并趋于稳态值

$$K_I(\infty) = \sigma^* \sqrt{\pi l / 2}.$$

根据这一结果,短脉冲加载时 K_I 所达到的最大值与脉冲持续时间有关。脉冲持续时间越短,起裂所要求的脉冲幅值越大。对环氧树脂板和一些钢和铝合金板的实验证实了这一点。

(4) 扩展裂纹的应力强度因子和裂纹运动方程

从外载荷和各种可能的裂纹扩展历史来确定裂端应力强度因子历史 $K(t)$, 在数学上有很大困难,迄今为止仅得到少数理论解。

一个典型的例子是所谓 Broberg 问题^[6]。这是一个在外加恒定均匀拉伸载荷下裂纹由初始长度为零向两侧匀速扩展的自模拟问题,其裂端应力强度因子与裂纹扩展速度的关系如图 3 所示。

裂纹在 λ 射恒定应力波脉冲 I 型载荷作用下,经一个延迟时间 τ 开始恒速扩展的更一般问题是 Freund^[4]作出的。利用积分变换和 Viener-Hopf 技术,他证明 K_I 与 τ 无关,可表为

$$K_I(t, \nu) = k(\nu) K_I(t, 0) \quad (5)$$

其中 $k(\nu)$ 是一个普适函数而 $K_I(t, 0)$ 为相同载荷在一个具有当前长度的驻定裂纹上产生的应力强度因子。

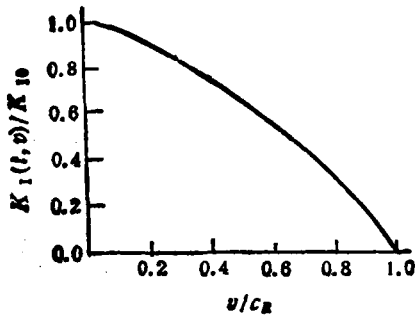


图3 Broberg 问题的应力强度因子 K_I 为长为 $2v\tau$ 的驻定裂纹 K_I 值

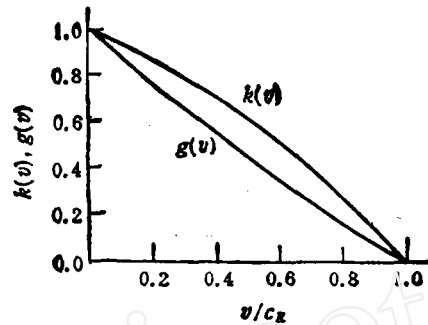


图4 函数 $k(v)$ 和 $g(v)$, $\nu = 0.3$

对非恒速扩展裂纹问题, 自模拟或积分变换方法都无法应用。Freund^[6] 基于 Green 方法中基本解的概念, 首先研究了一个恒速扩展并突然停止的裂纹问题, 并提出了一个间接的方法得到了恒定载荷下 I 型非稳态扩展裂纹的解。这一方法后来被推广到其它载荷情况^[6]。这些研究表明, 对于一般的 I 型载荷条件下以任意速率扩展的裂纹, 有

$$K_I(x, l, t) = k(l)K_I(x, l, 0) \quad (6)$$

其中 l 为当前裂纹长度, $K_I(x, l, 0)$ 为外载荷在长为 l 的驻定裂纹上产生的应力强度因子。原则上, 任何复杂的 I 型载荷扩展裂纹问题都可利用迭加原理分解为无限体中半无限扩展裂纹问题。因此, 可以认为上式所反映的性质对 I 型扩展裂纹是普遍适用的。

如以 Γ 表示裂纹扩展单位长度所需提供给裂端的能量, 则有 $\mathcal{G} = \Gamma$ 。于是, 从式(4)和(6)可得裂纹运动方程

$$\frac{E' \Gamma}{K_I(x, l, 0)^2} = A_1(l)k(l)^2 = g(l) \approx 1 - \frac{l}{c_R} \quad (7)$$

$k(l)$ 和 $g(l)$ 与 l/c_R 的关系如图 4 所示。只要 Γ 已知, 我们便可通过上式从各种可能运动中确定裂纹的真实运动。

如果 Γ 为常数或仅与 l 有关, 则(7)式是关于裂纹长度 l 的一阶常微分方程。由(6)式和(7)式可得下述结论: (1)理想弹性介质中 I 型裂纹极限扩展速度是 Rayleigh 波速 c_R ; (2)裂纹无惯性, 裂纹扩展速度可以突变; (3)当 l 突变时, K_I 也发生突变, 产生的应力和速度间断以特征波速从裂端向外扩展。裂纹扩展速度的突变现象也已为一些实验证实^[7]。

3. 非线性对动态断裂的影响

(1) 裂端非线性动态渐近场

受应力强度因子 K 在刻划弹性裂端场的成功的启发, 非线性材料的裂端渐近场一直是一个研究热点。这类问题常常遇到数学上的巨大困难。迄今为止, 对于弹性-理想塑性材料、线性硬化材料、幂硬化材料和粘塑性材料中的驻定或定常扩展裂纹, 已经得到了一些理论解。然而, 有些结果相互矛盾。而且, 所有这些结果都表明这类渐近解的有效范围要比塑性区尺寸小几个量级。对于小范围屈服情况, 它比实际的断裂过程区还要小。因此, 这些理论解对小范围屈服情况看来只有学术上的意义, 并不能实际应用。关于这一问题的详细评述可见文献[8]。

(2) 动态 J 积分和能量释放率

J 积分的路径无关性使它在断裂静力学中获得广泛应用。形变理论下幂硬化材料中裂端 HRR 奇性场解表明了积分可以作为裂端渐近场强度的一个度量。因此, 不少研究者试图将这一

概念推广到动态情况(动载荷或扩展裂纹)以及三维、大应变、热-力耦合的情况,并提出了各种回路或回路-区域积分。最近, Moran 和 Shih^[9] 从动量平衡条件出发对各种形式的裂端积分给出了统一的处理。这里我们仅讨论二维小应变理论的情况。

当没有体积力且裂纹面无作用力时,能量释放率可一般地表示为

$$\mathcal{G} = \lim_{r \rightarrow 0} \int_{\Gamma} [(W + T)\delta_{ij} - \sigma_{ij}u_{i,j}]n_j ds \quad (8)$$

其中 W 为应力功密度, T 为动能密度。显然,仅当上式中被积函数具有 r^{-1} 奇性时, \mathcal{G} 为非零的有限值。由于裂端附近的场量很难用数值计算方法精确确定, (8) 式很难直接应用。除非对于稳态扩展裂纹,此时上述积分与路径无关,可沿任一条围绕裂纹尖端的路径进行。这一结论是从平衡方程直接得到的,对任意的材料响应都成立。

对弹性材料或遵循形变理论的弹塑性材料(无卸载时)中的驻定裂纹, (8) 式简化为一个与路径无关的回路-区域积分

$$\mathcal{G} = J = \int_{\Gamma} (U\delta_{ij} - \sigma_{ij}u_{i,j})n_j ds + \int_A \rho \dot{u}_i u_{i,j} dA \quad (9)$$

其中 U 为应变能密度, A 为回路 Γ 所包围的面积。上式也被称为动态 J 积分。可以证明,对线弹性材料中的扩展裂纹,当裂纹扩展速度较小时,上式也近似成立。

对于最一般的非线性、非稳态情况, (8) 式虽然也可以表示为一个回路-区域积分

$$\begin{aligned} \mathcal{G} = & \int_{\Gamma} [(W + T)\delta_{ij} - \sigma_{ij}u_{i,j}]n_j ds \\ & - \int_A [W_{,i} - \sigma_{ij}u_{i,j,i} + \rho \dot{u}_{i,j} \dot{u}_i - \rho \dot{u}_i u_{i,j}] dA \end{aligned} \quad (10)$$

但由于 W 一般依赖于质点所经历的变形历史,上式右边的区域积分变得非常复杂。另一方面,由于不可避免的卸载,式(9)在原则上不能用于非线性材料中的扩展裂纹问题。因此, J 积分在裂纹动态扩展问题上的适用性,至今仍是一个争论焦点。最近, Guin 和 Stevens^[10] 从系统 Gibbs 自由能的变化出发,指出非线性弹性在原则上不能用来模拟塑性变形。一些人认为,用单参数不足以描述裂端状态,但目前尚未找到更合适的方法。

顺便指出,某些非线性裂端渐近场解所对应的能量释放率为零。因此,无法用能量释放率来确定裂端奇异性强度。

(3) 材料非线性和裂纹动态扩展阻力

材料非线性对裂纹的动态扩展行为有重要影响。在小范围屈服,线弹性理论范畴内,这种影响可归结为裂纹动态扩展阻力即断裂韧度对加载速率、裂纹扩展速度、温度等参数的依赖性。材料动态断裂韧度值主要有:驻定裂纹在动载下的起始扩展韧度 K_{Ic} , 裂纹动态扩展时的断裂韧度 K_{IcD} , 止裂韧度 K_{Ic0} 等。

(i) 温度和加载速率对 K_{Ic} 的影响

Costin^[11] 对一种冷轧结构钢的实验表明,对低温解理型断裂,高加载速率下材料变脆。相反,对高温纤维型断裂,高加载速率使材料韧度提高。这一现象可定性用地用材料的应变率硬化效应来解释。解理断裂属于应力控制机理,高速加载时达到临界应力所需应力功密度较小,材料变脆。相反,纤维型断裂属应变控制机理,高速加载时达到临界应变需要更大的应力功密度,材料韧度提高。当然,实际的物理机理要复杂得多。遗憾的是,迄今尚未有恰当考虑加载速率影响的裂纹失稳的定量模型。

(ii) 非线性对裂纹动态扩展的影响

裂纹尖端附近的塑性变形在裂纹扩展方向的后方留下一个残余塑性应变的尾迹。由于 K 主导区无法包括这个尾迹区,用线弹性理论根据(4)式计算得到的 \mathcal{G} 并不等于裂纹尖端的能量释放率 \mathcal{G}_{tip} 。可以证明^[12],

$$\mathcal{G} = \mathcal{G}_{tip} + \frac{1}{\nu} \int_A \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}^p dA + \int_{-h}^h U^* dx_2 \quad (11)$$

其中 A 为整个当前塑性区, U^* 为远方尾迹区中的残余应变能密度, h 为尾迹区半高,其物理意义是明显的。因此,如仍用外场的 K 或 \mathcal{G} 等参数来描述裂端状态,必须考虑裂端材料非线性和裂纹扩展速度的影响。根据外场参数与裂端参数的非线性关系,已经建立了一些理论模型。

对弹性-理想塑性材料中韧性扩展裂纹的理论分析表明^[13],由于惯性效应,动态断裂韧度 K_D 将随裂纹扩展速度的增大而显著提高。另一方面,对弹性-粘塑性材料中的解理扩展裂纹, $\mathcal{G}/\mathcal{G}_{tip}$ 随 ν 的增大呈U字型变化趋势^[14]。这是因为,当 ν 很大时,惯性阻力起主要作用;而当 ν 很小时,塑性变形有足够的时间得以积累,塑性区的能耗散率增大。大量文献报道了各种具体材料的 K_D 对裂纹扩展速度和温度的依赖性的实验研究结果,一个最新的例子见文献[14]。

(4) 裂纹扩展的稳定性

式(7)预言裂纹扩展速度可以突变,在实验研究和一些工程实际问题中,也已发现了各种失稳现象,如止裂、分叉以及伴随裂纹扩展机理转化的速度突变等。

(i) 扩展裂纹的止裂和韧脆转变

止裂作为一种灾害对策,具有重要的工程实际意义。因此,止裂现象和机理及其与材料性能的关系一直受到普遍关注。最早的基于材料非线性的扩展裂纹稳定性理论模型是 Freund 和 Hutchinson^[15]作出的。对于钢材,由于应变率硬化效应,在高于韧脆转变温度时也可能发生解理裂纹扩展。根据解理扩展和韧性扩展的 $K_D(\nu)$ 曲线,当外载荷减小时,解理止裂是突然发生的,止裂后有可能向韧性扩展转变。另一方面,当载荷增大时,裂纹也可能从韧性扩展突然转变为解理扩展。但在低温时,裂纹只能以解理形式扩展或止裂。对这一问题的理论分析可见文献[15]。这些结果与实验很好吻合。一个典型的实验结果见文献[16]。

(ii) 高速扩展裂纹的分叉

实验表明,裂纹分叉是由于主裂纹前方微裂隙相互作用形成的微分叉在高速时失稳造成的,分叉角明显依赖于与裂纹平行方向的远场应力 σ_{∞} 。目前,已经提出了一些考虑这种裂端细观非线性行为的准则并取得了一定的成功,有关文献可从文献[15]找到。

4. 动态断裂实验技术

实验研究在动态断裂研究中占有极其重要的位置。一方面,材料的断裂韧度只有通过实验来测定,各种非线性理论也要用实验来检验。另一方面,由于动态断裂实验的高难度,实验技术的改进成为动态断裂研究进展的关键。

落锤(摆锤),Hopkinson 杆和氢气炮是常规的动态加载手段。此外,在宽板扩展裂纹试验中,还常利用电磁斥力获得裂纹边缘的突加均布载荷,如见文献[7]。动态断裂实验中待测量众多,如动态应力强度因子及断裂韧度 $K_I(\dot{K}, T)$, $K_D(\nu, T)$ 和 K_{II} ,裂纹扩展速度 ν ,动载荷等等,测量方法也五花八门,这里只能列举一些主要方法。

(1) 动态应力强度因子的测量

早期的工作常套用准静态公式即利用载荷和加载点位移直接计算裂端应力强度因子。然而,研究表明,即使对很小的试件,动态效应也不可忽略。目前使用较广且公认比较可靠的测量方法

是光弹法和焦散法。

光弹法早已为大家所熟悉。根据光弹条纹可从裂端附近应力场外推得到 K 值,目前多采用多点最小二乘拟合以提高精度。但透射光弹只适合于透明的模型材料。不透明材料虽可用光弹贴片法,但其灵敏度与惯性影响的矛盾难以克服。

焦散法是一种特别适合于动态断裂的新方法。由于裂端的变形,平行光透射或反射后会形成一个阴影区,其直径 D 与应力强度因子 K 及位置参数有关,可以证明 $K \propto D^{3/2}$ 。因此,通过对记录的焦散线直径的简单测量即可得到 K 值。这一方法由于数据处理简单而得到广泛应用,是目前用于不透明工程材料的主要方法。近年来,由于镜面转移、双焦记录、单透镜多火花相机等技术的发展,这一方法已可方便地用于各种金属材料 and 陶瓷材料,并能直接记录裂纹位置。

近年来还发展了另两种光测方法,一种叫相干光梯度仪^[17](Coherent Gradient Sensor),一种叫应力强度因子示踪法^[18](SIF Tracer)。前者可直接得到全场离面应变梯度条纹。后者与焦散法类似,是利用均匀入射光经试件反射或透射后在焦平面上的散布。理论分析表明偏转后的光强 $I \propto K^{3/2}$,可用光电管连续测量。

这些光学方法都是直接测量裂纹尖端附近的 K 主导场,为了避免裂端塑性、三维效应的影响,一般要求信息取自距裂端 $1/2$ 厚度以外的区域。除了 SIFT 方法外,上述方法都需要采用高速摄影机,因此不大适合于作为常规试验手段。

美国试验和材料学会 (ASTM) 曾在 1981 年提出一个用仪器化的预裂 Charpy 试件冲击试验测量金属材料动态起裂韧度 K_{Ic} 的建议 (ASTM E 24.03.03)。但这一方法要引用准静态假定,对此存在较大争议,至今尚未成为正式标准。一些研究者致力于对这一方法加以动态修正。另外, Kalthoff 提出了一个所谓冲击响应曲线法。该方法基于线弹性理论下具有相同几何形状和裂纹长度的钢材试件对同一试验机的响应在裂纹扩展前都相同这一事实,对仪器一次标定后,以后只要测量起裂时间即可确定被测材料的 K_{Ic} 值。

(2) 止裂韧度的测量

ASTM 在 1988 年发表了一个测量钢材止裂韧度的试验标准 (ASTM E1221)。该标准采用楔加载的紧凑拉伸止裂试件,由止裂时的长度按准静态公式计算 K_{Ic} 。但焦散实验研究表明,仅当裂纹扩展长度很短时,准静态计算值才接近于动态值。

(3) 裂端弹塑性场和 J 积分的测量

Rosakis 等曾对幂硬化材料 HRR 奇性场所造成的焦散线形状进行了理论研究。但是,与实验结果比较,看来这一尝试不很成功。其原因是由于裂端的三维效应, HRR 奇性主导区域非常小或实际上并不存在。最近,他们报告了用准静态的焦散线直径 D 和 J 积分的关系曲线作为标定曲线测定韧性材料动态 J 积分的实验和数值研究^[19]。对所用的三点弯曲试件,他们认为该法直至裂纹起始扩展前都很准确。但是,作者和 Kalthoff 对尺寸小得多的预裂 Charpy 试件所作的类似实验和数值研究表明,这一方法仅当从试件边界反射的卸载扰动未到达裂尖时有效。看来,卸载影响和 J 积分的适用性,对动态断裂研究是一个无法回避的问题。

(4) 起裂点和裂纹扩展速度的测量

除了用裂纹栅片或直接高速摄影外,有很多方法也可测量裂纹长度的变化。例如,对导电材料,可利用其电阻变化或趋肤效应,也有在非导电材料上覆盖导电薄膜的。对透明材料,可利用开裂前后透光率的变化用光电法得到连续的记录。如果仅需要探测起裂时刻,磁感应法也常用于钢试件。直接根据载荷的变化来确定起裂点时必须特别小心,因为常常从裂端到测量点有一定的时间延迟,还有塑性影响。

必须指出,以上方法测到的都是裂纹长度,由此计算裂纹扩展速度常会带来较大的误差,特别是这些方法很难准确判断速度的突变。目前尚无直接测量裂纹扩展速度的好方法。

从动态断裂实验研究的现状看,尽管在测试技术上已取得一些进展,已经积累了大量数据,但所得结果很不完善,不同的研究者对同一类问题所得的结论并不完全一致。这里动态断裂理论本身并不完善、基本规律尚未搞清固然是一个原因,但更重要的还是实验测量数据的可靠性问题。对于扩展裂纹,其扩展速度的测量精度问题尤为突出。

5. 结 语

作为断裂力学的一个重要分支,动态断裂所包含的内容特别广泛,本文仅涉及它的一些基本方面,读者可以从大量的文献和会议录中得到更进一步的信息。众多的资料中,值得推荐的是 Freund^[26]最近出版的专著《动态断裂力学》,该书对动态断裂理论作了系统和详细的介绍并包括了 700 多篇参考文献。

如前所述,动态断裂力学的研究至今尚未成熟,大量的研究工作有待开展。

(1) 裂端非线性对裂纹扩展的影响仍将是一个有待深入而且是具有挑战性的热门课题。目前除了已有的几个基于粘塑性的模型外,尚未见到直接考虑包含孔洞或微裂隙发展等细观损伤过程的模型,对于裂纹扩展中止裂、分叉、韧脆转变等瞬态过程的细节及机理更缺乏了解。

(2) 弹塑性材料动态裂端场的刻划特别是卸载造成的裂端闭合对裂端场的影响仍是一个极待解决的理论难点。

(3) 应力波与裂纹的相互作用的理论和实验研究由于其重要的工程实际意义而将继续受到重视。

(4) 材料动态断裂韧度的常规测试方法需要继续改进和完善。

(5) 各种新型工程材料如高韧度钢、复合材料、陶瓷材料等动态断裂韧度的测量技术已提到议事日程。

(6) 动态断裂与其它动态破坏模式如绝热剪切和层裂等的联系和相互转换已引起注意。

裂纹扩展是一个非常复杂的物理过程。只有通过力学与材料科学相结合,理论和实验相结合的途径,动态断裂力学才有可能取得进一步的进展。这里需要特别强调的是,非常仔细的、关键性的、能够直接揭示细观机理的实验将是取得重大进展的主要突破口。

致谢 本文根据作者在中国科学院非线性连续介质力学开放实验室的学术报告写成。对开放实验室主任郑哲敏教授的热情邀请,作者表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] Rice, J. R., Mathematical analysis in the mechanics of fracture, *Fracture*, Vol. 2, ed. H. Liebowitz, Academic (1968), 191—311.
- [2] Irwin, G. R., Analysis of stresses and strains near the end of a crack traveling a plate, *J. App.Mech.*, 24(1957), 361—364.
- [3] Nilsson, F., A note on the stress singularity at a nonuniformly moving crack tip, *J.Elasticity*, 4(1974), 73—75.
- [4] Freund, L. B., Crack propagation in an elastic solid subjected to general loading, III. Stress wave loading, *J. Mech. Phys. Solids*, 21(1973), 47—61.
- [5] Broberg, K. B., The propagation of a brittle crack, *Archiv fur Fysik*, 18(1960), 159—192.
- [6] Freund, L. B., *J. Mech. Phys. Solids*, 20(1972), 141—152.
- [7] Ravi-Chandar, K. and Knauss, W. G., An experimental investigation into dynamic fracture, I. crack

(下转第 6 页)

参 考 文 献

- [1] 李敏华、王仁, 塑性应力应变关系理论的文献总结, 力学学报, 2(1958), 167—180.
- [2] 曲圣年、殷有泉, 塑性力学的 Drucker 公设和 Ilyushin 公设, 力学学报, 13(1981), 465—473.
- [3] 黄筑平, 有限塑性力学中的本构不等式和正交法则, 力学与实践, 10(1988), 1—14.
- [4] 赵祖武, 塑性本构关系的应变路径理论, 应用数学与力学, 11(1990), 621—630.
- [5] 胡在谦、黄克智、周春田, 金属材料在循环载荷下的本构关系, 力学学报, 21(1989), 705—713.
- [6] 杨卫、程荆, 双轴异相位循环塑性行为, 塑性力学与地球动力学(余同希、王大钧主编), 北京大学出版社(1990), 38—45.
- [7] 陈其业、梁乃刚, 弹塑性介质的一种非线性强化模型, 力学学报, 18(1986), 430—439.
- [8] 连建设、周大军、B. Baudalet. Hill (1979) 屈服准则的展开及在金属薄板成形极限中的应用, 固体力学学报, 12(1991), 133—143.
- [9] 陈早, 现代统一粘塑性理论, 力学进展, 17(1987), 353—363.
- [10] 范镜泓, 内蕴时间塑性理论及其新发展, 力学进展, 15(1985), 273—290, 443—457.
- [11] 刘林娜、范镜泓, 包含相变的非等温内时本构方程及其在 J_{C-13} 钎焊应力分析中的应用, 力学学报, 21 增刊(1989), 62—69.
- [12] 匡震邦, 粘塑性本构理论的近代发展, 力学学报, 21 增刊(1989), 18—30.
沈怀平, 粘塑性材料大变形内时本构方程, 强度与环境, 6(1987), 1—6.
- [13] 黄筑平、段祝平, 有限弹塑性变形中应变及应变率的分解, 力学进展, 20(1990), 24—39.
- [14] 黄筑平, 有限塑性力学中的热—力学公设, 北京大学学报(自然科学版), 27(1991), 317—322.
- [15] 黄克智、程荆, 大变形弹塑性本构理论若干基本问题, 力学学报, 21 增刊(1989), 7—17.
- [16] 王文标、段祝平, 旋率的不变量表示及在有限变形理论中的应用, 力学学报(英文版), 6(1990), 133—140.
- [17] 李国琛, 可膨胀塑性本构方程及其在轴对称试棒韧性断裂分析中的应用, 力学学报, 16(1984), 580—588.
- [18] 王自强, 塑性损伤材料的塑性势和空洞扩展率, 力学学报(英文版), 5(1989), 125—135.
- [19] 王自强、秦嘉亮, 含空洞非线性材料的本构势和空洞扩展率, 固体力学学报, 11(1989), 127—141.
- [20] 王自强, 多晶体塑性变形的宏观滑移理论, 力学学报(英文版), 7(1991), 323—334.
- [21] 梁乃刚、程品三, 多晶金属材料的三维组集式弹塑性本构关系, 力学学报, 22(1990), 680—688.
- [22] 仲政、杨卫、黄克智, 高纯铝大塑性变形的微观实验研究, 力学学报(英文版), 7(1991), 360—368.
- [23] 王志刚、黄克智, 一种描述形状记忆合金拟弹性变形行为的本构关系, 力学学报, 23(1991), 201—210.
- [24] 黄克智、孙庆平、余寿文, 力学学报, 23(1991), 299—308.
- [25] 黄文彬, 用偏应力不变量表示的屈服准则, 力学与实践, 12(1990), 33—35.
- [26] 周光泉、程经毅, 一种基于无屈服概念的粘塑性模型, 应用数学与力学, 10(1989), 323—330.
- [27] 吕桂英、张泽华, 拉压性能不同金属材料的非经典塑性本构理论及实验研究, 力学学报, 21 增刊(1989), 70—77.
- [28] 罗兆庆、王焕仁、解全升, 金属材料在塑性范围纵横向变形规律的实验研究, 实验力学, 2(1987), 81—87.
- [29] 杨桂通、宋育兆, L4 纯铝高速变形时应变率效应的实验研究, 固体力学学报, 7(1986), 130—136.
- [30] 李中华、王永兰、罗景华、匡震邦、邵谭华、周惠久, 23(1987), A103—117.

(上接第 14 页)

- initiation and arrest, *Int. J. Fracture*, 25(1984), 247—262.
- [8] Nilsson, F. and Ståhle, P., *Solid Mechanics Archives*, 13(1988), 193—238.
- [9] Moran, B. and Shih, C. F., *Eng. Fract. Mech.*, 27(1987), 615—642.
- [10] Guio, F. and Stevens, R. N., On the use of the J integral in fracture mechanics, *ECF8, Fracture Behaviour and Design of Materials*(1990), 1010—1016.
- [11] Costin, L. S., *J. Eng. Mat. Tech.*, 101(1979), 258—264.
- [12] Freund, L. B. and Hutchinson, J. W., *J. Mech. Phys. Solids*, 33(1985), 169—191.
- [13] Freund, L. B. and Douglas, A. S., *J. Mech. Phys. Solids*, 30(1982), 59—74.
- [14] Zehnder, A. T. and Rosakis, A. J., *Int. J. Fracture*, 43(1990), 271—285.
- [15] 虞吉林, 裂纹的起始、扩展和分叉, 材料和结构的不稳定性, 朱兆祥主编, 科学出版社(待出版).
- [16] Pugh, C. E. et al., *Int. J. Pres. Ves. & Piping*, 31(1988), 165—185.
- [17] Tippur, H. V., Krishnaswamy, S. and Rosakis, A. J., *Int. J. Fracture*, 48(1991), 193—204.
- [18] Kim, K. S., A stress intensity factor tracer, *J. App. Mech.*, 52(1985), 291—297.
- [19] Zehnder, A. T., Rosakis, A. J. and Krishnaswamy, S., *Int. J. Fracture*, 42(1990), 209—230.
- [20] Freund, L. B., *Dynamic Fracture Mechanics*, Cambridge Univ. Press (1990).