

断裂动力学的进展

范天佑
(北京工业学院)

主题词 断裂动力学(动态断裂力学); 线弹性断裂动力学; 弹塑性动态断裂; 细观动态断裂

引言

断裂动力学是断裂力学的一个新的分支,它的最早经典性文献是英国著名物理学家 N.F. Mott^[1] 1948年的论文。但它真正成为一门科学,是最近10多年的事。它的一些最重要的基本概念只是在最近10多年才逐渐建立起来,比较系统的分析方法也是最近形成的,比较有效的实验研究方法建立得更晚,在70年代中后期才出现。这些情况表明它是一门新兴的学科。作为一门新分支,一方面它不够成熟,因而应用还不够广泛。但同时应该看到,它同许多自然现象与工程实践问题相联系,具有重要的理论与实际意义,是一个需要开拓的大有发展前途的领域。最近10来年,它在一些发达国家进展迅速,这从一个侧面反映了它受到的重视。

断裂动力学(fracture dynamics)也称动态断裂力学(dynamic fracture mechanics),它研究惯性效应不能忽略的那些断裂力学问题。这些问题可以分为两大类:①裂纹稳定而外力随时间迅速变化,例如振动、冲击、波动(爆炸波、地震波等);②外力恒定而裂纹发生快速传播。对第一类问题,通常研究裂纹扩展的起始,称为裂纹的动态起始问题;对第二种情形,通常研究裂纹的传播,称为传播裂纹问题或运动裂纹问题。运动裂纹中止了运动,这就是所谓止裂。止裂现象作为裂纹运动过程的一个特殊阶段,近来已不再作为一个单独的问题而是作为传播问题的一部分统一处理,这样比较符合逻辑。

裂纹动态起始问题的数学处理就是求解波动方程(或方程组)的初值——混合边值问题。同断裂静力学相比,计算要复杂得多。

关于裂纹传播-止裂问题,由于边界的一部分即裂纹在运动,一般来说裂纹的运动规律事先并不知道,它依赖于基本方程的解,而这种解又必须靠边界条件才能确定,所以即使这一问题基本方程是线性的,仍成为一个高度非线性的问题。这便是数学物理中所谓运动边界问题。在数学理论中只对抛物型方程的最简单运动边界问题(即所谓 Stefan 问题)有某些研究,而对断裂动力学中遇到的二阶双曲型方程的运动边界问题尚缺乏研究。因此在早期的断裂动力学文献中,研究者对裂纹的运动提出种种简化假定,以便能够进行数学分析。这样做是迫不得已,虽然也曾得到某些积极的结果,但是有些假定往往使问题失去了实际意义。

近来研究者多用数值分析方法研究这类问题,常用的方法是有限差分法与有限元法。对新出现的未知量——运动边界,用动态断裂判据作为问题的补充定解条件(假定动态断裂韧性 K_{ID} 与裂纹传播速度 \dot{a} 的关系 $K_{ID} = K_{ID}(\dot{a})$ 为已知,借以确定裂纹运动规律 $a = a(t)$,估计结构的安全性,这是一类问题;相反,由实验得到裂纹的运动规律 $a = a(t)$,用以确定动态断裂判据中的某些参量,例如 K_{ID} 值,即推断材料的力学性能,这是另一类问题)。这一方法虽然还没有严格的数学理论作指导,但计算结果同实验相比较,已达到某种吻合的程度。

断裂动力学的问题与断裂静力学相比,不仅在数学处理上困难得多,而且在物理上也复杂得多。有些物理现象如不进行仔细观测,而用静力学的类比进行揣测,或者不把时间对测试装置的影响和时间对材料性能本身的影响区分开来,而盲目地进行大量数学计算,尽管所用的数学方法本身是正确的,也只能得到错误的结果。这一问题在物理上的复杂性,使实验研究比断裂静力学要困难得多。如刚才提到,测定材料的动态性能时,时间对这一性能的影响是要测出的,但时间对测量过程的力学装置或电学装置的状态也是会有影响的。事实上,这后一影响比时间对材料本身的影响还显著。如果对这两种不同的效应不能正确处理,很可能导致错误的测量结果。

上面提到的若干概念,在下一节中将给予解释。

§ 1 断裂动力学的基本概念

为了保证能抵抗大规模灾难性裂纹传播,许多重要结构(例如核反应堆压力容器,船体,石油与天然气输送管道)总是由延性、韧性材料制成。对于裂纹生长的初始,线性弹性断裂静力学程序仅仅能对这种问题作出近似的预言。更严格的完全的弹塑性处理将能给出较精确的结果,然而这一方法还没有发展到完全可以接受的程度,即使在相对简单的静力学情形下也是如此。因此在动力学情形下,大范围塑性变形的问题,迄今仅在有限的方面涉及。研究局限在线性弹性范围内的问题中,断裂静力学的基本概念可以推广用于这里。对于弹塑性断裂动力学,我们也将进行少量介绍,它目前尚处于发展的早期阶段。

1. 动态应力强度因子 对于线性弹性均匀(不必是各向同性)介质,在裂纹顶端也存在 $r^{-1/2}$ 阶的奇异性,这一性质不因为载荷快速变动、也不因为裂纹迅速传播而变化,所以动态应力强度因子可以定义为(对 I 型裂纹而言)

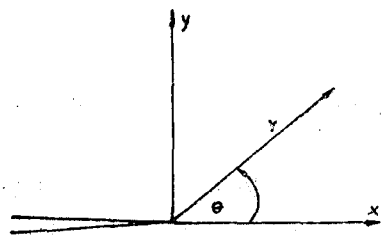


图 1

$$K_I = \lim_{r \rightarrow 0} \sqrt{2\pi r} \sigma_{yy}(r, 0, t) \quad (1.1)$$

裂纹的位置与坐标系如图 1 所示。因为载荷是时间的函数或裂纹处于快速运动状态下,应力分量将是时间的函数,所以应力强度因子也是时间的函数或裂纹传播速度的函数,有时可以记为 $K_I(t)$,或简记为 K_I ,这样它就自然而然地与静态应力强度因子 K_I^s 区别开来,

没有必要在 K_I 或 $K_I(t)$ 上再加其它下标。这里 K_I^s 中的上标 s 表示静态 (static) 的简写。凡是没有在 K_I 或 $K_I(t)$ 上加其它下标的记号,表示它们是计算量;凡是附上其它下标的,例如 K_{Ic} , K_{Ia} , K_{ID} 及 K_{Ia} ,则表示它们是材料常数。作了这一约定之后,可以避免造成计算量与材料常数之间的混淆,可以清除目前一些文章中记号的混乱现象。

2. 渐近应力场与位移场 这里分两种情形分别介绍。

① 外载荷随时间变化但裂纹是稳定的情形 这种情形的渐近场首先为 Sih & Loeber^[2-4] 所发现, 其形式与静态情形完全一样, 即

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\ \sigma_{yy} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\ \sigma_{xy} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \end{aligned} \right\} \quad (1.2)$$

$$\left. \begin{aligned} u_x &= \frac{K_I}{E} (1+\nu) \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos \frac{\theta}{2} (\kappa - \cos \theta) \\ u_y &= \frac{K_I}{E} (1+\nu) \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin \frac{\theta}{2} (\kappa - \cos \theta) \end{aligned} \right\} \quad (1.3)$$

这里 K_I 为动态应力强度因子, κ 由下式定义:

$$\kappa = \begin{cases} 3 - 4\nu, & \text{对平面应变情形} \\ (3 - \nu)/(1 + \nu), & \text{对平面应力情形} \end{cases} \quad (1.4)$$

② 裂纹以等速传播的情形 这种情形下的渐近场为 Rice^[5], Sih^[6], Chen & Sih^[7], Freund^[8] 以及 Gross^[9] 等先后发现 (实质上仍只是一种稳态扩展的渐近场):

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi}} \frac{1 + \alpha_2^2}{4\alpha_1\alpha_2 - (1 + \alpha_2^2)^2} \left\{ (1 + 2\alpha_1^2 - \alpha_2^2) \frac{\cos \frac{\theta_1}{2}}{\sqrt{r_1}} - \frac{4\alpha_1\alpha_2}{1 + \alpha_2^2} \frac{\cos \frac{\theta_2}{2}}{\sqrt{r_2}} \right\} \\ \sigma_{yy} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi}} \frac{1 + \alpha_2^2}{4\alpha_1\alpha_2 - (1 + \alpha_2^2)^2} \left\{ -(1 + \alpha_2^2) \frac{\cos \frac{\theta_1}{2}}{\sqrt{r_1}} + \frac{4\alpha_1\alpha_2}{1 + \alpha_2^2} \frac{\cos \frac{\theta_2}{2}}{\sqrt{r_2}} \right\} \\ \sigma_{xy} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi}} \frac{1 + \alpha_2^2}{4\alpha_1\alpha_2 - (1 + \alpha_2^2)^2} \left\{ 2\alpha_1 \left(\frac{\sin \frac{\theta_1}{2}}{\sqrt{r_1}} + \frac{\sin \frac{\theta_2}{2}}{\sqrt{r_2}} \right) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (1.5)$$

$$\left. \begin{aligned} u_x &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi}} \frac{4(1+\nu)(1+\alpha_2^2)^2}{E[4\alpha_1\alpha_2 - (1+\alpha_2^2)^2]} \left\{ \sqrt{r_1} \cos \frac{\theta_1}{2} - \sqrt{r_2} \frac{2\alpha_1\alpha_2}{1+\alpha_2^2} \cos \frac{\theta_2}{2} \right\} \\ u_y &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi}} \frac{4(1+\nu)(1+\alpha_2^2)^2}{E[4\alpha_1\alpha_2 - (1+\alpha_2^2)^2]} \left\{ -\alpha_1 \sqrt{r_1} \sin \frac{\theta_1}{2} + \sqrt{r_2} \frac{2\alpha_1\alpha_2}{1+\alpha_2^2} \sin \frac{\theta_2}{2} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \bar{x} &= x - a(t) = r_1 \cos \theta_1 = r_2 \cos \theta_2, \quad \bar{y} = y = (r_1/\alpha_1) \sin \theta_1 = (r_2/\alpha_2) \sin \theta_2 \\ r_1 &= \sqrt{\bar{x}^2 + \alpha_1^2 \bar{y}^2}, \quad r_2 = \sqrt{\bar{x}^2 + \alpha_2^2 \bar{y}^2}, \quad \theta_1 = \lg^{-1}(\alpha_1 \bar{y}/\bar{x}), \quad \theta_2 = \lg^{-1}(\alpha_2 \bar{y}/\bar{x}) \\ \alpha_1 &= 1 - v^2/c_1^2, \quad \alpha_2 = 1 - v^2/c_2^2, \quad v = \dot{a}(t) = da/dt \\ c_1 &= \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}}, \quad c_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1}{2(1+\nu)}} \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

这里 c_1 与 c_2 为弹性膨胀波与剪切波的传播速度, λ , μ , E , ν 与 ρ 为材料常数. 与上述公式相应的坐标系如图 2.

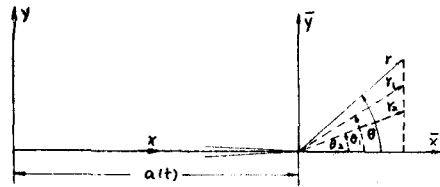


图 2

裂纹以变速传播时, 目前尚未得到裂纹顶端附近的渐近应力场与位移场的一般表达式.

3. 裂纹动态起始判据 设裂纹为稳定, 而外载荷随时间迅速变化. 在这种情况下, 裂纹起始扩展的判据与静态问题类似, 以 K_I 和它的临界值 K_{I_d} 之间的制约关系作为控制性条件. 这里 K_{I_d} 假定为材料动态断裂性能的常数, 它与加载速率 σ 有关 (自然也 与温度 T 有关, 这里设为常温条件, 暂不考虑 T 的影响). 而 K_I 显然与裂纹长度, 外加应力及时间有关, 因此这个判据可表示为

$$K_I(a, \sigma, t) = K_{I_d}(\sigma) \quad (1.8)$$

这里 $K_{I_d}(\sigma)$ 称为裂纹动态起始问题的断裂韧性.

4. 运动裂纹传播与止裂的判据 对运动裂纹的传播问题有类似的判据. 这时材料常数记为 $K_{ID}(a)$, 标志着它是裂纹运动速度 \dot{a} 的函数. 类似于 (1.8) 有

$$K_I(a, \sigma, t) \leq K_{ID}(a) \quad (1.9)$$

这里等式表示裂纹传播条件, 不等式表示止裂条件.

5. 动态裂纹问题的能量释放率 断裂静力学中的应变能释放率及其判据也可以推广到断裂动力学. 现以运动裂纹为例. 与静态的公式相类似, 有

$$G_I(a, \sigma, t) \leq R_I(a) \quad (1.10)$$

对于给定的结构几何形状尺寸、作用载荷与工作温度, 作为等式的 (1.10) 表示裂纹传播条件; 而对于一个正在传播的裂纹, 作为不等式的 (1.10) 则表示止裂条件. 也就是说, 裂纹在时刻 t_a 止裂, 当且仅当 $G_I < R_I$, 对于所有 $t > t_a$ 时. 这样, 裂纹止裂以普通动态裂纹传播的终结而适宜地予以阐明, 而不必作为一个单独的事件来阐述, 因而没有必要引入材料常数 K_{I_d} (称为止裂韧性). 这里附带提一下, 由于历史的原因, 在引用某些文献时, 还会出现参数 K_{I_d} .

用公式 (1.10), 线性弹性断裂静力学向动力学情形的推广, 能以这样一个观点来阐述, 即它说明结构物贡献给裂纹传播的驱动力与来自材料的断裂性质——抗力之间一对矛盾运动. 材料性质表示裂纹顶端流动的能量耗散与裂纹扩展相伴随的断裂过程. 而驱动力包括三种不同的贡献. 对单位面积的裂纹扩展这三个分量的净变化, 称为动态能量释放率, 或等价地称为裂纹扩展的驱动力, 其形式为

$$G_I = \frac{1}{b} \left\{ \frac{dW}{da} - \frac{dU}{da} - \frac{dT}{da} \right\} = \frac{1}{b\dot{a}} \left\{ \frac{dW}{dt} - \frac{dU}{dt} - \frac{dT}{dt} \right\} \quad (1.11)$$

其中 U 是应变能, T 是动能, W 是外力对结构做的功, a 是裂纹长度, b 是在裂纹顶端处试

样(板)的厚度。于是对于一个快速传播或止裂裂纹的 G_I 的计算, 存在两点超出静力学情形所需要的推广。第一, 存在动能的贡献; 第二, 有关的量必须从完全的动力学分析得到, 即惯性力明显地包含在结构的运动方程中。

虽然方程 (1.11) 明显地表示一个总体量, 它必须对整个结构积分计算得到, 但 G_I 总可以局限于裂纹顶端的量表示, 因为动态能量释放率与动态应力强度因子能通过 Nilsson-Freund 公式^[10,8]相联系。对于平面应变情形有

$$G_I = [(1-\nu^2)/E] A(\dot{a}) K_I^2 \quad (1.12)$$

其中 $A(\dot{a})$ 是一个与几何形状、尺寸无关的量

$$A(\dot{a}) = \frac{(\dot{a}/c_2)^2 (1 - \dot{a}^2/c_1^2)^{\frac{1}{2}}}{(1-\nu)[4(1 - \dot{a}^2/c_1^2)^{\frac{1}{2}} (1 - \dot{a}^2/c_2^2)^{\frac{1}{2}} - (2 - \dot{a}^2/c_2^2)^2]} \quad (1.13)$$

注意 $\dot{a} \rightarrow 0$ 时, $A(\dot{a}) \rightarrow 1$; 而 $\dot{a} \rightarrow c_R$ 时, $A(\dot{a}) \rightarrow \infty$; 这里 c_R 是材料的 Rayleigh 表面波传播速度。

判据 (1.9) 的优点在于存在静态情形的类似, 这允许某些极限情形, 这些情形对精确性的检查是方便的, 或者对于其它目的, 例如解释光弹性实验结果, 是方便的。判据 (1.10) 的优点是材料参数 R_I 具有明显的直观解释, 同对 G_I 能用 (1.12) 求得。显然这两个判据是等价的, 由于有 (1.12), 材料性质参数 K_{ID} 与 R_I 也存在如下类似关系:

$$K_{ID} = \{ER_I / (1-\nu^2) A(\dot{a})\}^{\frac{1}{2}} \quad (1.14)$$

6. 大范围屈服情形下动态裂纹问题的判据 在大范围屈服情形下, 判据 (1.8), (1.9) 与 (1.10) 都没有意义, 于是有人设法使用 J 积分判据。事实上, J 积分的路径无关性, 在动态情形下一般不能严格成立, 这使它的应用范围受到很大限制。也有人指出, 若积分回路尽可能地趋近于裂纹顶端, J 的路径无关性仍近似的满足。近来, 研究者提出了对 J 的定义的修改, 以便适于动态断裂问题。这些内容我们在后面还要讨论。

§2 断裂动力学的分析方法

我们分别就裂纹的动态起始问题和裂纹传播与止裂问题介绍断裂动力学的分析方法。

1. 裂纹的动态起始问题 最早研究稳定裂纹对冲击载荷和对弹性波响应问题的是西德学者 Maue^[11,12]。他分别研究了半无限长平面裂纹, 在入射弹性波作用下和单位阶跃函数冲击载荷作用下的应力场与位移场的计算。他先用积分变换, 把裂纹问题化成变换域 (S 平面) 上的函数方程, 进而用复变函数方法求解。这种函数论的解法现在称为 Wiener-Hopf 方法^[13]。可以得到解的分析表达式, 不过这种表达式是一个十分复杂的复积分, 一般不可能化成初等形式。在断裂力学出现之后, 从 Maue 解, 得到相应的应力强度因子。对于单位阶跃函数冲击载荷, I 型应力强度因子为

$$K_I = 2\sqrt{2/\pi} \kappa (c_R/c_2) \sigma_0 \sqrt{c_2 t} \quad (2.1)$$

$$\kappa = c_2/c_1 \quad (2.2)$$

对于 II, III 型裂纹问题, 有类似的 K_{II} , K_{III} 。在半无限长的平面裂纹受到入射弹性波为纵波 (即膨胀波, 或称为 P 波) 作用时, 应力强度因子为

$$K_I = -\frac{\mu P}{\pi \alpha_1^2} \frac{(1 + \cos \gamma_1)^{1/2}}{[(\alpha_R/\alpha_1) + \cos \gamma_1] F_+(\alpha_1 \cos \gamma_1)} \sqrt{k_1} \exp[-i(\omega t - \pi/4)] \quad (2.3)$$

其中

$$P = -(\sigma \alpha_2^2 / \mu)(1 - 2\kappa^2 \cos^2 \gamma_1) \quad (2.4)$$

$$\alpha_1 = \omega / c_1, \quad \alpha_2 = \omega / c_2, \quad \alpha_F = \omega / c_R \quad (2.5)$$

$$\lambda_1 = 2\pi / \alpha_1 = 2\pi c_1 / \omega, \quad T = 2\pi / \omega, \quad c_1 T = \lambda_1 \quad (2.6)$$

γ_1 是纵波的入射角, ω 是波的频率. 函数 $F_{\pm}(s)$ 为

$$F_{\pm}(s) = \text{cXP} \left\{ \frac{1}{\pi} \int_{a_1}^{a_2} \text{tg}^{-1} \left[\frac{4z^2 [(z^2 - \alpha_1^2)(z^2 - \alpha_2^2)]^{1/2}}{(2z^2 - \alpha_2^2)^2} \right] \frac{dz}{z \mp s} \right\} \quad (2.7)$$

应力强度因子的表达式 (2.1) 形式很简单, 但是当 $t \rightarrow \infty$ 时, $K_I \rightarrow \infty$, 因而这个解在这种情形下就失去了意义. 从通常的意义上考虑, 当 $t \rightarrow \infty$ 时, 阶跃函数冲击载荷的解应趋于载荷终值为 σ_0 (阶跃载荷的幅值) 的静力学解, 但是由 (2.1) 是不可能得到这种结果的. 从应力强度因子的表达式 (2.3) 可见, 对于波动问题, 即使是半无限长的二维裂纹, 在最简单的简谐波作用下, K_I (以及 K_{II} , K_{III}) 的形式都极其复杂.

波动问题中的 K_{II} 与 K_{III} 是在 SV 波 (即横波的铅垂分量) 与 SH 波 (即横波的水平分量) 作用下的应力强度因子, 它们可以由确定 (2.3) 的类似方法得到, 形式上也类似. 值得指出的是, 半无限长裂纹对 SH 波的散射问题最早从数学上解答的是德国著名物理学家 A. Sommerfeld^[14] (他当时是针对半无限屏对电磁波的散射问题解答的, 这一问题与上述裂纹问题在数学上类同).

除了上述极个别的情形之外, 裂纹对瞬态载荷的响应问题不可能得到准确分析解.

Sih 及其合作者^[15] 最先计算无限平面中的有限尺寸裂纹在瞬态载荷作用下的响应问题, 大都是联合使用 Laplace 变换与 Fourier 交换, 把裂纹边值问题归结为求解对偶积分方程. 由于它们的核很复杂, 不可能直接解出, 进一步把它们化成 Fredholm 第二类积分方程, 用数值方法求解, 这样就完成了在 Laplace 变换域中的解. 再由 Laplace 变换的数值反演, 计算出时间域上的解, 因而这种解只能是数值结果. 在求无限平面、半无限平面和无限长条以及无限空间和半无限空间中的有限尺寸的裂纹动态起始问题中, 这一套解法是一个最重要的基本分析工具.

以上这些方法有很大的局限性, 载荷和几何因素复杂点, 就很难发挥其效力, 因此用数值方法作为分析工具显得十分重要. 最重要的分析方法是有限元法与有限差分法, 同时也有研究者在尝试使用边界积分方程法.

Aberson 等^[16-18] 用有限元法计算动态应力强度因子, 这种方法就是普通所谓的结构瞬态响应的有限元法, 不过 Aberson 等加进了裂纹单元. 此种单元具有 8 个结点, 因而具有 16 个平面位移自由度. 他们利用断裂静力学中的裂纹顶端的 Williams 级数展开式的前 13 项再加上 3 个刚体位移进行计算. 高阶的裂纹单元联结由通常的应变三角单元, 用来表示带裂纹结构. 这种变形模型也用于质量矩阵. 但是不考虑阻尼矩阵. 对于一个裂纹单元, 具有了刚度矩阵和质量矩阵这两者, 带裂纹结构受冲击载荷作用的问题通常能予以分析. 最有意义的是, 由于有奇异单元, K_I 可以直接计算出来.

Agres^[19] 使用的有限元法中, 裂纹顶端的网格以 8 结点等参数四边形来构造, 这个构造方式自动生成裂纹顶端的 $r^{-1/2}$ 阶的应力奇异性. 在裂纹顶端的每个单元的结点是独特的, 并且没有与裂纹方向无关的运动. 应力强度因子用计算包围最接近裂纹顶端的结点的回路的

J 积分值来确定, 然后由关系式 (对于平面应变情形)

$$K_I = [JE/(1-\nu^2)]^{1/2}$$

换算得到 K_I 。 J 积分的路径无关性在动力学情形下不能严格成立, 然而若回路尽可能地趋近于裂纹顶端, 则 J 与路径无关可以近似地得到满足。

Wilkins, Chen 等^[20,21] 用有限差分法解二维与三维断裂动力学问题。他们的程序 (HEMP) 还能考虑大变形与塑性, 但计算应力强度因子只能用外推法, 这不可避免地要带来某种误差。Peuer & Gross^[22] 用有限差分法计算 K_I , 大部分结果与其它数值方法及实验结果符合得很好。

范天佑与 Hahn^[23,24] 第一次用边界积分方程——边界元法计算动态应力强度因子, 所得到的 K_I 与实验结果定性一致。这一方法的优点是计算工作量小, 但它首先要使用 Laplace 交换, 在求 Laplace 变换的数值反演时, 存在人们所熟知的某些数学上的困难, 这些问题正在进一步研究之中。

2. 裂纹传播与止裂问题 运动裂纹问题的第一个分析解是印度女科学家 F.Y.Yoffé^[25] 用积分变换与对偶积分方程方法作出的。为了计算的简化, 她也利用了复变函数的技巧。她假定裂纹长度在运动过程中保持不变 (这相当于假定裂纹前端开裂, 其后端立即闭合), 但在自然界和工程中这种情形罕见。不过由于作了这种限制, 所以数学分析较简单, 相应得到的应力强度因子为

$$K_I = \sigma_0 \sqrt{\pi a} / (4\alpha_1 \alpha_2 - (1 + \alpha_2^2)) \quad (2.8)$$

$$\alpha_1 = [1 - (\dot{a}/c_1)^2]^{-1/2}, \quad \alpha_2 = [1 - (\dot{a}/c_2)^2]^{-1/2} \quad (2.9)$$

其中 \dot{a} 为裂纹运动速度。显然 K_I 与裂纹运动速度 \dot{a} 有关。

Craggs^[26] 研究过半无限长裂纹, 裂纹面上作用集中力, 此力与裂纹端点以同样的速度运动。这种模型也过于简化, 但可以用复变函数方法得到十分简单的分析解。

以上两个问题由于对裂纹的运动方式所加的限制过于特殊, 因而实际意义不大, 但它们的解提供了裂纹前缘位移场与应力场的有价值的定性的结论。

1960 年瑞典著名的力学家 K. B. Broberg^[27] 给出了运动裂纹的另一个解, 他假定在无限平面中有一个初始长度为零的裂纹突然生成, 然后以速度 $\dot{a} = \text{常数}$ (亦即 $a = \dot{a}t$) 向两端传播, 在无限远处受 $\sigma_y^{(\infty)} = \sigma_0$ 的作用。他用积分变换和奇异积分方程的方法求得了问题的精确解, 计算极其繁冗。动态应力强度因子为

$$K_I = F(\alpha_1, \alpha_2) \sigma_0 \sqrt{\pi a} \quad (2.10)$$

$$F(\alpha_1, \alpha_2) = \alpha_1 \{ [1 + \alpha_2^2]^2 - 4\alpha_1^2 \alpha_2^2 \} K(\alpha_1) - 4\alpha_1^2 (1 - \alpha_2^2) K(\alpha_2) - [4\alpha_1^2 + (1 + \alpha_2^2)^2] E(\alpha_1) + 8\alpha_1^2 E(\alpha_2) \}^{-1} \quad (2.11)$$

这里 K 与 E 为第一类与第二类完全椭圆积分, α_1 与 α_2 的意义与 (2.9) 相同。

Baker^[28] 稍后研究了受均匀拉伸的无限平面中有一个半无限长的裂纹突然发生并且以常速度 \dot{a} 传播。这一问题可以化成如下等价的问题: 在无限远处不受载荷, 而在裂纹面作用一对相等而相反的阶跃载荷, 裂纹以等速传播。可见这一问题与前面介绍的 Maue 问题有类似之处, 所不同者, 这里裂纹以等速运动。在使用如下伽里略变换

$$x = X - \dot{a}t, \quad y = y, \quad z = z, \quad t = t$$

之后,这一问题在坐标系 (x, y, z, t) 中可以用和 Maue 问题完全类似的方法 (即积分变换与 Wiener-Hopf 方法) 求解, 当然计算仍然十分冗长。其应力强度因子是

$$K_I = \frac{2\sqrt{2\kappa[(c_R/c_2) - a/c_2]} \sqrt{\pi\sigma_0\sqrt{c_2t}}}{\pi[1 - (a/c_1)]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.12)$$

与公式 (2.1) 一样, 它不存在相应的静力学极限情形。

Черепанов (Cherepanov) [29] 提出用所谓泛函不变解去解以上问题。从表面上看, 其计算似乎简短, 但并未见到他用这种方法得到什么新的结果, 而且其方法不是构造性的, 要用它去发现新的解极其困难, 所以这一方法至今没有得到多少应用。

Freund [30], Костров (Kostrov) [31] 以及 Tsai [32] 等试图求解变速运动的裂纹问题。目前只限于半无限长裂纹有个别结果, 其解法仍然是积分变换与 Wiener-Hopf 方法, 计算都十分复杂。

以上这些分析解法的效能十分有限, 因而比较有效的仍然是数值方法。用数值方法分析裂纹传播与止裂问题时不需要对裂纹的运动预先作出各种“强制性”的限定, 因而能较真实地模拟裂纹运动的实际情况。

如在引言中所指出, 对传播裂纹与止裂问题, 可以用两类不同的途径去研究。其一是, 给定材料性质, 例如关系式 $K_{ID} = K_{ID}(a)$ 已由实验方法得到, 计算裂纹传播过程 $a = a(t)$ 和确定止裂点。另一途径是, 由实验测得裂纹-时间关系 $a = a(t)$, 然后计算断裂判据中的临界值, 例如 K_{ID} 。Kanninen [33] 称第一种问题为“应用相”问题, 第二种问题为“生成相”问题。关于这两个名称, 我们的理解是, 前一途径可用于解决结构安全性的实践问题, 而第二种途径帮助人们获得有关材料性质的参数。这两点都是从物理上去理解的。从数学上考虑, 因为运动裂纹问题是一个运动边界问题, 与一般的裂纹问题相比, 多了一个新的未知量, 即边界的一部分在随时间而变动并且其变动规律一般是未知的。若给定了条件 $K_{ID} = K_{ID}(a)$ 再和其它定解条件 (初值与边值条件) 相配合, 就能确定变动的边界 $a = a(t)$ 以及应力场和位移场。相反, 若给定关系式 $a = a(t)$ (由实验得到), 则变动边界的运动规律为已知, 初值-边值问题可以求解。以上两种不同途径给出的实验规律, 相当于分别对运动边界问题给出了补充定解条件。

生成相问题数值计算中有一个弊端, 即裂纹运动速度的直接实验确定是不可能的, 它只能由曲线 $a = a(t)$ 用数值微分的方法得到。

Kobayashi 等 [34] 用动态有限元法与动态光弹法对传播裂纹问题进行了许多研究。他们研究的目的是希望借助计算与实验的比较去确定动态断裂韧性。他们在裂纹传播的路线上逐点计算与测量, 而未计及各点处裂纹速度的作用。Kanninen 指出, 他们虽然取得了某些进展, 但未能考虑裂纹速度对材料性质的效应, 这是一个明显的问题。

前面提到的 Aberson 等 [16-18] 的有限元法也计算过传播裂纹问题。用有限元法计算传播裂纹问题的还有 Keegstra 等 [35] 以及 Yagawa 等 [36]。这些方法存在某些根本的问题, 特别是在穿过裂纹平面上的那些有限单元的结点突然松弛时, 没有做功。因此, 在这种模型中裂纹顶端能量的计算有显著误差。可见裂纹顶端结点松弛的恰当处理是有限元法计算传播裂纹问题的一个重要技巧。

Kanninen 等^[37]提出过一个方法,明确地认为裂纹速度与断裂判据有关。他们假定在时刻 t_0 ,裂纹前进了一个增量。如果下一个增量发生在任一紧接着的时刻 t ,那么裂纹速度为 $\Delta a/(t-t_0)$,其中 Δa 为裂纹长度的增量。这一程序的本质是比较在每一时间步长中裂纹驱动力与裂纹扩展阻力的真实值。这一方法的精度取决于裂纹顶端的精确位置。

Kanninen^[38]及其合作者长期以来用有限差分法计算裂纹快速传播与止裂问题,所得计算结果与实验结果定性而且定量地一致。他认为有限差分法在这类问题中比有限元法更有效,其根本原因是,与裂纹顶端结点松弛有关的能量的计算在有限差分模型中没有困难。适当选择网格形式,用位于包围裂纹顶端的离散点处的已知位移场,能得到应变能释放率 $G_I(a,\sigma,t)$ 的适当精度的结果。这样可以换算得到 $K_I(a,\sigma,t)$ 。有限差分法也有它的缺点。缺点之一是,难以得到初始条件的适当表达。再一个困难是, G_I 与有限差分网格有关。同时这种直接计算 K_I (或 K_{II},K_{III})效果差,因为它不能提供裂纹顶端特殊单元的精度。

有限差分法近来有许多发展,如[39—41]等等。计算结果相当好。对这些复杂问题的详细计算,而且与实验结果吻合得如此之好,显然是任何分析解法所不可能达到的。

除了用大规模数值模拟方法对结构与试样进行计算之外,用简化模型与数值方法相结合,可以大大减少计算工作量,并且能收到很好的效果,例如 Kanninen^[38]以及唐照千、沈亚鹏^[42]把矩形带裂纹试样简化成两根悬臂梁(称为 DCB 试样,即双悬臂试样),把二维问题当一维问题处理,计算结果同试验符合得很好。

§3 断裂动力学的实验研究

这里也分别就裂纹动态起始问题和裂纹传播与止裂问题进行介绍。

1. 裂纹动态起始问题 如引言中所指出,对于动态加载问题,断裂韧性用 $K_{I_d} = K_{I_d}(\sigma)$ 表示,它与普通缓慢加载下测得的静态断裂韧性值 K_{I_c} 有显著的不同。典型地, K_{I_d} 值随加载速度由缓慢加载(1 Ksi in^{1/2}/sec)到冲击加载(10⁵ Ksi in^{1/2}/sec)而单调下降。这种数据对于冲击加载的设计是有用的,这也常是一个最小值。

测量 K_{I_d} 值最常用的试样是带预制疲劳裂纹的三点弯曲试样,用附着于自由落重物体上的冲锤进行加载。试样和冲锤用仪器装置进行记录,它们都是随时间而变化的。

在相当长的一段时间里,都假定这种试验与静态试验一样,对试验结果的解释也假定用静态条件来作出。进一步假定惯性效应不明显地改变物体的应变状态,甚至连应力强度因子的推算也用静态梁模型得到,只是把载荷换成动态加载下的最大值代替静态载荷。这些就是诸如 Shoemaker & Rolfe^[43], Madison & Irwin^[44]以及 Stahlkopf 等^[45]等人的研究工作。也有用 Charpy V 切口冲击试验,动态撕裂(DT)试验等的。

但进一步的实验研究发现[43—45]的结果是不正确的。

Kalthoff 等^[46]发展起来的焦散法(又称阴影型式法)在断裂动力学的实验研究上产生了重要的影响(关于这一方法我们将另文详细介绍)。用这一方法能够测得动态加载下稳定裂纹与快速传播裂纹的动态应力强度因子。他们研究落重作用下的带裂纹弯曲试样,得到了关于冲击试验十分重要的结论。首先裂纹传播开始的时间,一般不与最大载荷一致;典型地,当载荷开始减小时,应力强度因子仍在增大。第二,试样与支座,冲锤(载荷)与试样之间在短时间内呈现十分复杂的函数关系,与静力学缓慢加载时完全不同,等等。因此[43—45]的简单处理导致错误的结论。所以 Kalthoff 等的结论是, K_{I_d} 的正确确定,必须

进行完全的动力学分析, 惯性力的效应必须予以计算, 整个系统(冲锤, 试样和支座)应完整地予以处理。根据这些物理现象, Stöckl^[47]用有限差分法对冲击弯曲试验作了完全动力学分析, 得到了与实验结果完全一致的计算结果。

除了冲击弯曲试验, Sommer & Soltész^[48]所作的冲击拉伸试验, 也十分有意义。他们用冲击波对矩形裂纹试样加载, 实现了理想的阶跃函数动态载荷作用。然后用光学方法测量试样中的裂纹的张开位移。从公式(1.3)可知, 张开位移 u_v 与应力强度因子 K_I 有线性关系, 因而可以得到应力强度因子。范天佑, Hahn等^[23,24]用动态边界积分方程分析得到了与此实验结果相一致的计算结果。

2. 裂纹传播与止裂问题 Hahn & Kanninen^[49]是裂纹传播问题试验研究的开拓者, 他们阐明动态传播裂纹的 R_I 和 K_{ID} 的值从局部应变、光弹性条纹、裂纹速度和止裂时裂纹长度的测量以及Kalthoff的焦散法而得到, 他们的其它许多研究也反映在[37,38]等文献中。唐照千、沈亚鹏^[50]用他们自己设计的涡流计研究裂纹快速传播, 也到了较好效果。上述测量已经得出关于动态断裂阻力的两个定性的特征: ①在裂纹速度为零或较小时, 阻力有一个最小值; ②在裂纹速度小于Rayleigh波速时, 观察到的阻力值有一个迅速的增大, 为什么会这一迅速增大, 原因尚未查明。

为了从实验中测出 $a = a(\dot{a})$ 关系, 如前面所述, 必须给出 $K_{ID} = K_{ID}(\dot{a})$ 关系, 而这个关系依赖实验确定。最简单的作法是在某一应力强度因子 K_I 下, 令 $K_{ID} = K_{IC}$, 即 K_{ID} 不随 \dot{a} 变化。这一作法过于粗糙。另一作法是, 在某一 K_I 下, 测量 K_{ID} 随 $v = \dot{a}$ 的平均值 \bar{v} 的关系, 例如令 $K_{ID}/K_{IC} = \alpha_0 + \alpha_1(\bar{v}/c_0) + \alpha_2(\bar{v}/c_0)^2 + \dots$, 其中 $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2$ 为无量纲常数, 待定, c_0 为某特征速度(例如 c_1 或 c_2)。还有一种简单的作法是测量裂纹止裂长度与相应的应力强度因子值 K_a , 令 $K_{ID} = \sqrt{K_I K_a}$, 这实际上也认为在整个裂纹传播过程中 K_{ID} 为常数, 但代表一个平均值。这一作法也缺乏充分的理论依据。似乎第二种作法比较接近真实情形一些。

得到了 $K_{ID} = K_{ID}(\dot{a})$ 的完整的曲线之后, 就可以分析裂纹快速传播与止裂的全过程。

Kanninen等认为他们的实验结果表明裂纹传播速度明显地表现为常数, 但[50]指出这不符合事实, 尤其在裂纹起始阶段和止裂阶段, \dot{a} 不可能是常数。

对于这个问题, Keegstra等^[35]的有限元分析与A.S.Kobayashi等^[34]以及T.Kobayashi & Dally^[51]的动态光弹实验和Kalthoff等^[52]的焦散法实验都表明 \dot{a} 并非常数, 但在相当宽的一个范围内, \dot{a} 近似地呈现为一个常数。从文献上看, 焦散法受到相当大的重视, 许多数值分析结果都以焦散法测量的结果作为比较的依据。但焦散法作为一种光学方法也有缺点, 即它不能从不反光的材料中得到结果。同时此方法是依据裂纹作等速传播的公式为理论基础的, 而实测结果发现在裂纹起始与止裂阶段 \dot{a} 并非常数。笔者就此问题同此方法的创始人Kalthoff博士及Beinert博士讨论过, 但目前尚难以圆满解决。

§4 断裂动力学的某些展望与评论

由于篇幅的限制, 以上讨论仅限于线性弹性断裂动力学的有关内容, 这也是目前断裂动力学相对成熟的可供实践部门应用的部分。即使在线性弹性范围内, 许多内容, 例如裂纹分叉问题, 复合型裂纹问题, 温度的效应等, 我们均未涉及。

从见到的资料可以看出, 它已用于核反应堆压力容器的强度与安全性分析^[53], 用于材

料性能的研究^[33,54]，用于船舰以及天然气输送管道的强度分析^[55,56]，等等。产业部门结构重大断裂事故时有发生，事后进行的分析表明，原因之一是设计时没有对结构可能包含的裂纹以及可能遇到的恶劣工作状况进行估计，这种恶劣的工作状况之一，就是高速率的加载。在读到的有关报告中提到了这种高速率加载，但仍沿用断裂静力学的原理与方法进行分析，以致计算结果与实测结果相差悬殊，同时也不可能给出合理的解释。笔者认为这类问题应该用断裂动力学的原理与方法去分析。在工程设计中应该逐步推广使用断裂动力学的方法，以确保结构的安全。

线性弹性断裂动力学本身还有许多不完善的地方，例如动态应力强度因子（对裂纹动态起始问题与裂纹传播问题二者而言）的已知结果还比较少，目前已有的结果主要局限于二维裂纹问题，大部分又是针对无限大的含裂纹体计算得到的，而有限尺寸的含裂纹体以及三维裂纹问题的动态应力强度因子很少得到确定。在这方面需要研究强有力的数值分析方法，对一些典型的动态应力强度因子给出精度较高的计算结果。断裂动力学的实验资料，最近几年虽然有些积累，但仍很不充分。我们认为测量各种材料的 $K_{I,d}$ 随 $\dot{\sigma}$ 变化的曲线（或 $K_{I,d}-\dot{\sigma}$ 曲线）从而确定 $K_{I,d}$ 的下限值，是一项基础性的工作，因为这个值对工程设计有重要的参考价值。这个值发生在加载速率不太高的阶段（例如，若以公斤力，毫米和秒为单位，对一般碳钢，发生在 \dot{K} 大约为 $10^3 \text{ kg}(f)/\text{mm}^{3/2}\text{s}$ 附近），因而在测量上不存在原则的困难。在这方面国内若干单位已开展了一些工作^[57]。关于裂纹快速传播的实验研究，我国开展得较少，但也取得一些进展，例如前面提到的唐照千等^[50]发明的涡流计测试方法，设备简单、灵敏度高，具有许多优点值得提倡。焦散法是比较先进的方法（自然也存在缺点），由于它需要多台高速摄影仪同时工作，又耗费大量照相材料，实验费用昂贵，目前在我国难以广泛采用。前面提到过的动态光弹法，实验设备相对比较简单些，其核心部分是多路火花放电照相系统，又称为 Schardin 照相系统，现在我国北京科学仪器厂就能生产，因此用这种方法研究裂纹快速扩展，将会在我国开展起来。

材料在高速冲击载荷作用下，其物理与化学性质发生显著变化，因而它的本构关系是很复杂的，不能仅仅用线性弹性关系去描述。目前对高速率加载下的材料本构关系虽然有许多研究，但断裂动力学尚未同这一领域很好联系起来。这方面有待开展研究。

大部分工程材料，在裂纹动态起始、快速传播与止裂过程中，在裂纹顶端附近都存在大范围塑性变形，所以应进一步开展动态断裂的弹塑性分析。在这方面，近年来国内外的研究者已作了某些研究，例如[58—66]。

弹塑性动态断裂分析要比线性弹性动态断裂分析困难得多，现在还没有人得到这种问题的完整解答。尤其困难的是，目前尚缺乏一个能描述动态加载情形下和裂纹快速传播情形下裂纹顶端的弹塑性状态的适当的参量，因而断裂判据尚未建立起来。一些研究者寄希望于动态 J 积分（现在已经提出了许多不同形式的动态 J 积分）以及其它和能量有关的参量。或许裂纹张开位移是可能的一个参量。这些问题有待进一步研究（尤其是需要进行实验研究）。

以上所介绍的仅仅限于宏观的断裂动力学问题，值得注意的是，以空位或位错的运动与聚合为机理，以统计力学的方法进行研究，近来已有一些工作，例如[67]等。这属于微观断裂动力学的内容。这一研究方法已用于疲劳断裂理论中，并且取得了某些定性的结果^[68]。

致谢 本文的许多资料是笔者在西德工作期间收集的，这些工作得到西德洪堡（AvH）

基金会的资助和 H. G. Hahn 教授的支持。尤其要指出 J. F. Kalthoff 博士的多方面帮助。笔者两次去弗兰荷夫材料力学研究所参观他所领导的断裂动力学实验室，他都提供各种方便，为笔者演示实验，解答问题，并赠送给大量重要资料，其中包括他的专著《快速运动裂纹的传播与止裂》。黄乃建 (N. C. Huang) 教授前不久回国讲学，断裂动力学是他的一个重要讲学内容，他的讲学对本文初稿的修改有一定启发。笔者对以上有关学术机构和科学家的帮助与支持表示衷心的感谢。笔者也感谢研究生马静娴同志对本文工作的许多帮助。

参 考 文 献

- 1 Mott N. F., *Engineering*, **168** (1948) : 13—15.
- 2 Sih G. C., Loeber J. F., *Appl. Math.*, **27** (1969) : 193—213.
- 3 —, —, *J. Acoust. Soc. of Amer.*, **46** (1969) : 711—721.
- 4 —, —, *ibid*, **44** (1968) : 1237—1245.
- 5 Rice J. R., *Fracture*, Vol. II (ed. by H. Liebowitz), Academic Press Inc., New York (1968) : 191—311.
- 6 Sih G. C., *Inelastic Behavior of Solids* (ed. by M. F. Kanninen, et al); McGraw-Hill (1970) : 607—639.
- 7 —, Chen P. E., *Int. J. Eng. Sci.*, **10** (1972) : 537—551.
- 8 Freund L. B., *J. Mech. Phys. Solids*, **20** (1972) : 141—152.
- 9 Gross D., *Beitrage zu den dynamischen Problemen der Bruchmechanik*, Habilitationsschrift, Universität Stuttgart (1975).
- 10 Nilsson F., *Int. J. Fract. Mech.*, **6** (1972) : 403—411.
- 11 Maue A. W., *Zeitschrift für angewandte Math. und Mech.*, **33** (1953) : 1—12.
- 12 —, *ibid*, **34** (1954) : 1—12.
- 13 Noble B., *Methods Based on the Wiener-Hopf Technique*, Pergamon Press, London (1958).
- 14 Sommerfeld A., *Vorlesungen über theoretische Physik*, Bd. IV, Optik, Wiesbaden (1950).
- 15 Sih G. C., et al, *Int. J. Solids and Struct.*, **8** (1972) : 977—993.
- 16 Aberson J. A., et al, *Fast Fracture and Crack Arrest*, ASTM STP 627 (1977) : 123—134.
- 17 —, et al, *Proc. ICF4*, Vol. 3 (ed. by D.M.R. Taplin), Univ. of Waterloo Press, Waterloo, Canada (1977) : 85—89.
- 18 —, et al, *Mechanics of Fracture*, Vol. 4 (ed. by G.C. Sih), Noordhoff International Publishing, Leyden (1977) : 249—294.
- 19 Ayres D. J., *Int. J. Fracture*, **12** (1976) : 567—578.
- 20 Wilkins N.L., *Proc. Conf. on Fracture Mechanics and Technology*, Hong Kong (1977) : 21—25.
- 21 Chen Y. N., Wilkins N. L., *Mechanics of Fracture*, Vol. 4 (ed. by G. C. Sih), Noordhoff International Publishing, Leyden (1977) : 295—345.
- 22 Peuser T., Gross D., *Fracture and Fatigue* (ed. by J. C. Radon), Pergamon Press, Oxford (1980) : 461—473.
- 23 Fan T. Y. (范天佑), Hahn H. G., *Eng. Fracture Mech.*, **21** (1985) : 307—313.
- 24 范天佑, Hahn G. H., Tenhaeff D., Fritzen C. P., *北京工业学院学报*, **3** (1984) : 26—46.
- 25 Yoffe E. Y., *Phil. Mag.*, **42** (1951) : 739—750.
- 26 Cragg J. W., *J. Mech. Phys. Solids*, **8** (1960) : 66—75.
- 27 Broberg K. B., *Arkiv for Fysik*, **18** (1960) : 159—182.
- 28 Baker B. R., *J. Appl. Mech.*, **24** (1962) : 449—454.
- 29 Cherepanov G. P., et al, *Int. J. Eng. Sci.*, **12** (1974) : 665—690.
- 30 Freund L. B., *J. Mech. Phys. Solids*, **20** (1972) : 141—152.
- 31 Kostrov B. V., *Int. J. Fracture*, **11** (1975) : 47—56.
- 32 Tsai Y. M., *Int. J. Solids Struct.*, **9** (1973) : 625—642.
- 33 Kanninen M. F., *Numerical Methods in Fracture Mechanics* (ed. by A. R. Luxmoore, et al), Univ. College Swansea, Swansea (1978) : 612—633.
- 34 Kobayashi A. S., et al, *Fast Fracture and Crack Arrest*, ASTM STP 627 (1977) : 95—108.
- 35 Keegstra P. N. R., et al, *Proc. ICF4*, Vol. 3 (ed. by D. M. R. Taplin), Univ. of Waterloo Press, Waterloo, Canada (1977) : 513—522.

- 36 Yagawa G., et al, Fast Fracture and Crack Arrest, ASTM STP 627 (1977) : 109—122.
- 37 Kanninen M. F., et al, *ibid* (1977) : 19—38.
- 38 —, *Int. J. Fracture*, **10** (1974) : 415—430.
- 39 Shmuely M., *Int. J. Solids and Struct.*, **12** (1976) : 69—79.
- 40 —, Fast Fracture and Crack Arrest, ASTM STP 627 (1977) : 135—141.
- 41 Stockl H., Numerische Simulation von Rissarrestversuchen an Araldit B mit dem Verfahren der Finite Differenzen, Fraunhofer-Institut für Werkstoffmechanik (1982) .
- 42 唐照千、沈亚鹏, 固体力学学报, **1** (1979) : 81—94.
- 43 Shoemaker A. K., Rolfe S. T., *Trans. ASME, J. Bas. Eng.*, **91** (1969) : 512—523.
- 44 Madison R. B., Irwin G. R., *J. Structural Div. ASCE*, **100**, ST7 (1974) : 1331—1349.
- 45 Stahkopf K. E., et al, Crack and Fracture, ASTM STP 601 (1976) : 291—311.
- 46 Kalthoff J. F., Winkler S., Beinert J., *Euromech. Colloquium No. 91 on Dynamic Crack Propagation in Solids* (ed. by M. Sokolowski et al), Warsaw, Polen (1977) .
- 47 Stockl H., Report of Int. Conf. on Dynamic Mechanical Properties and Fracture Dynamic of Eng. Materials, Valtice, CSSR, (June 16—18, 1983) .
- 48 Sommer E., Soltesz U., *Eng. Fracture Mech.*, **2** (1971) : 235—241.
- 49 Hahn G. T., Kanninen M. F., *Proc. ICF4* (1977) : 193—200.
- 50 唐照千、沈亚鹏, 力学学报, **12** (1980) : 192—196.
- 51 Kobayashi T., Dally J.W., Fast Fracture and Crack Arrest, ASTM STP 627 (1977): 257—273.
- 52 Kalthoff J. F., et al, *ibid* (1977) : 161—176.
- 53 Jaeger T. A., et al (eds.), *Trans. 4th Int. Conf. on Struct. Mech. in Reactor Technol.*, Commission of the European Communities, Brussels (1977) .
- 54 Crosley P. B., et al, Fast Fracture and Crack Arrest, ASTM STP 627 (1977) : 203—227.
- 55 Kanazawa T., Machida S., *Proc. ICF4* (1977) : 223—221.
- 56 Kanninen M. F., et al, *J. Pressure Vessel Techn.*, **99** (1977) : 112—121.
- 57 孙燕君、陈育仁, 断裂韧性试验技术 (第十章), 北京航空学院 (1984) .
- 58 Achenbach J. D., Kanninen M. F., et al, *J. Mech. Phys. Solids*, **29** (1981) : 211—223.
- 59 Quyang C. (欧阳翥), TICCM Report 80—12, Univ. of Texas at Austin, USA (1980) .
- 60 —, *Appl. Math. and Mech.*, **3** (1982) : 335—343.
- 61 Gao Y. C. (高玉臣), Nemat-Nasser S., *Mech. of Mater.*, **2** (1983) : 47—55.
- 62 —, —, *ibid*, **2** (1983) : 305—317.
- 63 —, —, *J. Mech. Phys. Solids*, **32** (1984) : 95—106.
- 64 Freund L. S., Hutchinson J. W., *ibid* (to be published) .
- 65 Huang N. C. (黄乃建), Russell S., *Int. J. Fracture* (to be published) .
- 66 Fan Tian-you (范天佑), *Chinese Physics Letters*, **2** (1985) : 153—156.
- 67 邢修三, 物理学报, **29** (1980) : 718—731.
- 68 —, 第2全国疲劳学术会议论文摘要汇编, 上册 (第218篇), 中国力学学会等主办 (1984) .

THE ADVANCE OF FRACTURE DYNAMICS

Fan Tian-you

(Beijing Institute of Technology)

Abstract

This paper makes a survey of a new branch of fracture mechanics—fracture dynamics. It introduces the advance of the branch, and its basic concepts, and gives some reviews about the mathematical analysis methods, including the analytic and numerical methods, and the experimental methods and some results of them. The discussion is mainly limited in the range based upon the assumption of linear elastic material behavior, but it gives also a brief review about the research work of elasto-plastic dynamic fracture and micro-dynamic fracture problems.

Keywords *fracture dynamics (dynamic fracture mechanics); linear elastic fracture dynamics; elasto-plastic dynamic fracture; micro-dynamic fracture*