

高加载率下 II 型裂纹试样的动态 应力强度因子及断裂行为*

董新龙^{a, b} 虞吉林^a 胡时胜^a 王 悟^c 王礼立^{a, b}

(a 中国科学技术大学 合肥 230026)

(b 宁波大学力学与材料科学研究中心 宁波 315211)

(c 中物院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室 成都 610003)

摘要 采用 Hopkinson 单压杆技术对单边平行双裂缝试样进行高速剪切加载, 用实测的试样加载面上的载荷 $p(t)$ 结合有限元计算确定其动态应力强度因子。同时还发展了一种用实测的裂尖动态应变, 通过在准静态下标定的裂尖应变与应力强度因子间的关系来确定动态应力强度因子的近似方法。实验结果表明, 对于稳定裂纹在无边界反射应力波干扰的情况下, 两种方法获得的动态应力强度因子吻合得相当好。对 40Cr 钢和 Ti6Al4V 钛合金两种材料的动态 II 型断裂实验结果显示两种完全不同的剪切破坏模式和机理。

关键词 动态应力强度因子 II 型裂纹 绝热剪切

中图分类号 O 347.3

1 前言

随着工程技术的发展, 在力学与材料科学的研究中, 动态断裂问题, 包括裂纹在高应变率下的动态扩展问题一直是受到普遍重视的问题之一^[1]。尤其是近十多年来, 研究者在断裂试样高速加载手段及动态应力强度因子 $K(t)$ 或积分 $J(t)$ 的测试技术等方面, 已提出了多种实验研究方法, 如动光弹, 动焦散及动态应变片法。其中, 利用裂尖渐近场解的直接应变片法, 虽然其所要求的设备易获得并且运用方便, 但由于裂尖周围的应变梯度大, 应变片的尺寸及贴片位置的精度对实验结果影响很大, 妨碍该方法广泛使用。

需要指出的是, 过去的大量研究工作, 主要关注的是 I 型断裂的问题。直到 1988 年, Kalthoff^[2] 等对两种钢材的 II 型裂纹试样进行冲击剪切实验时发现, 随撞击速度或应变率的提高, 破坏模式将发生转变, 即裂纹扩展方向由与原裂纹平面约成 70° 的破坏模式转变为沿接近原裂纹平面扩展且观察到绝热剪切的特征, 这才引起人们对 II 型断裂问题, 以及裂纹与绝热剪切带相互作用问题的密切注意。

我们利用 Hopkinson 压杆技术发展了一套 II 型裂纹试样的冲击高应变率的加载方法, 可以方便而定量地测得加载面上的动载荷, 再结合有限元数值计算方法来确定动态下应力强度因子 $K(t)$ 。与此同时, 又尝试一种动态裂尖应变片法, 利用准静态下标定得到的应变值与应力

* 中物院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室资金资助课题(编号 ZX9403)。

董新龙: 男, 1964年6月生, 博士, 讲师。

1997-06-18收到原稿, 1997-08-08收到修改稿。

强度因子间的关系来确定动态应力强度因子历史 $K_{II}(t)$ 。两种方法各有利弊。实验与有限元方法相结合的第一种方法是当前研究中较常采用的新方法之一, 具有实测物理量少而能获得较多可靠的物理信息量等优点, 但最终结果需经过相当繁复的数值计算才能获得; 反之, 如能事先标定裂尖某点应变 ϵ_{tip} 与应力强度因子 K_{II} 的关系, 直接由测得的应变历史 $\epsilon(t)$ 立即确定 $K_{II}(t)$, 不失为一种简便、实用的方法。我们用这两种方法对 Ti6Al4V 钛合金及 40Cr 钢的 II 型动态断裂进行了研究, 对两种方法作了对比。实验结果还表明, 在高加载率情况下, 两种材料呈现出不同的裂纹扩展模式, 最后对其机理进行了探讨。

2 实验装置及方法

2.1 II 型裂纹试样的动态加载及测试原理

实验在经改装无输出杆的 Hopkinson 装置上完成, 采用类似于 Kalthoff 所用的单边裂纹剪切加载试样, 即试样一侧具有平行双裂纹。加载方法及测试系统的原理见图1, 这套系统包括气枪加载装置、撞击杆, 入射杆和一套瞬态波形记录系统(采样速率 10MHz)。入射杆和撞击杆均由 $\phi 4.5\text{mm}$ 的高强度钢制成, 以保证其在冲击加载过程中保持在弹性状态。裂纹试样的两平行裂纹的间距也恰好为 14.5mm, 并将试样的这一部位紧贴在入射杆末端。当撞击杆撞击到入射杆时产生一入射应力脉冲, 传播到裂纹试样时施加剪切型即 II 型载荷, 同时在入射杆中产生一反射应力脉冲。入射应力脉冲的波长及幅值是由撞击杆的长度及速度控制, 由此可控制试样裂纹的动态起裂和裂纹扩展程度, 直至完全断裂。就试样而言, 只要试样本身自由边界的反射波尚未反射到达裂尖, 则裂纹试样基本上处于面内剪切即纯 II 型加载^[2]。

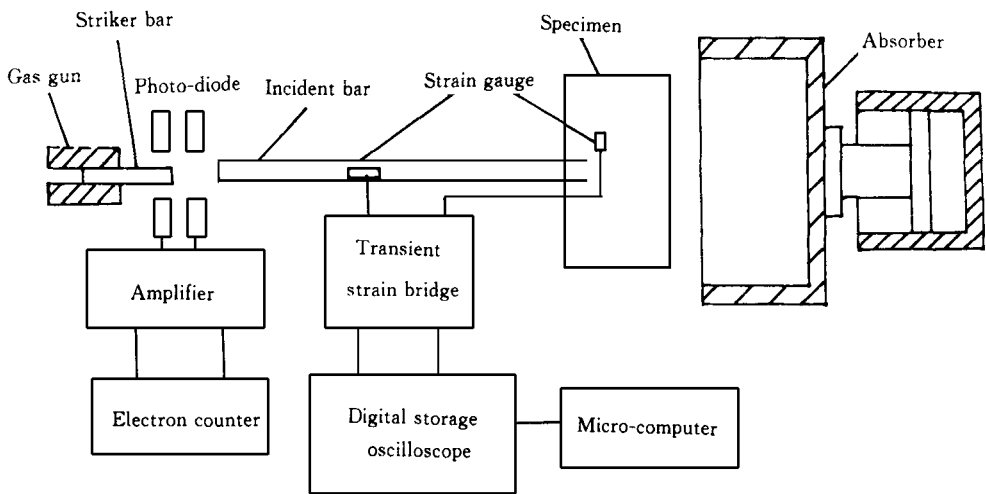


图1 动态实验装置示意图

Fig 1 Schematic diagram of dynamic fracture experiment

与 Kalthoff 的试验不同, 本研究中通过 Hopkinson 压杆装置的入射杆对裂纹试样加载, 既可避免撞击对试样直接加载时的瞬态不均匀接触, 又可直接测量加载载荷。事实上, 当撞击杆撞击入射杆产生的入射压缩波 $\epsilon(t)$ 沿入射杆传播到试样时, 一方面产生透射波 $\epsilon(t)$ 对试样加载, 另一方面又产生反射回入射杆的反射波 $\epsilon(t)$ 。对裂纹试样直接加载的透射波 $\epsilon(t)$ 虽然难以直接测量, 但根据一维波理论可以方便地根据入射波 $\epsilon(t)$ 和反射波 $\epsilon(t)$ 的测量而推得加

载面处的动载荷

$$p(t) = EA [\epsilon(t) + \epsilon(t)] \quad (1)$$

式中: E 为入射杆材料的杨氏模量, A 为入射杆的横截面积。实验中应变脉冲 $\epsilon(t)$, $\epsilon(t)$ 由贴在入射杆上的应变片(图1中应变片1)测得。时间 t 已根据弹性波理论折算到加载面上。

由动态总载荷 $p(t)$, 用有限元方法便可得到相应的 II 型裂纹应力强度因子历史 $K_{II}(t)$ 。

另一方面通过直接测量近裂尖给定位置处应变历史, 如图1中应变片2处的动态应变值, 只要预先得到与 K_{II} 间的关系, 也可得其应力强度因子历史。二种方法的结果进行比较就可为分析动态实验过程中的本质现象和裂纹状态提供定量分析并互为验证。

2.2 实验-有限元计算结合的方法确定 II 型应力强度因子 $K_{II}(t)$

一旦利用单杆 Hopkinson 技术由实验中得到试样加载面上动态载荷 $p_i(t)$ 后, 关键就在于有限元数值模拟了。研究中, 鉴于裂纹试样的对称性, 取平行双边裂纹试样对称一半进行有限元分析。采用8节点等参元计算裂纹体的应力场及位移场, 用高斯点积分法求解每一单元上的积分值, 从而求出了积分值 $J_{II}(t)$, 再按断裂力学的已知关系, 折算成应力强度因子 $K_{II}(t)$ 。

2.3 由近裂尖应变动态实测标定应力强度因子 $K_{II}(t)$ 的近似方法

断裂力学的重大贡献之一在于揭示了裂尖附近的应力应变场取决于应力强度因子 K , 这不论对于静载还是动载均成立, 而问题在于如何确定不同情况下的应力强度因子^[3]。静态情况下, II 型裂纹应力强度因子一般可以用下式表示

$$K_{II} = \alpha\tau\sqrt{\pi a} \quad (2)$$

式中: a 为裂纹尺寸; τ 为平行于裂纹的剪切力; α 是随受力情况、几何条件、边界条件而变化的修正系数。 α 可以直接参考有关应力强度因子手册或由有限元法、边界配置法等确定。所以对给定形状、尺寸的裂纹体, 只需测得其载荷, 便可比较方便地用(2)式计算应力强度因子。

在动态加载时, 由于动态效应(波的传播及其与裂纹的相互作用等), 不能简单引用静态结果。一方面, 动载荷的精确测量常常是比较困难的。另一方面, 即便测得了动态剪切应力 $\tau(t)$, 只要试样中的应力波效应不允许忽略, 就不能简单地以 $\tau(t)$ 代替(2)式中的 τ 来求 $K_{II}(t)$ 。但这时裂纹尖端的应力应变场仍由 K 统治, 对稳定裂纹, 其应力应变场渐近行为与准静态加载时相同。换句话说, K_{II} 与 τ 的关系对于静载和动载是不同的, 但 K 与裂尖应力应变场的关系则对于静载和动载是一致的, 只要来自试样边界的反射波尚未干扰到裂尖应力应变场。因此可以设想: 在由 K_{II} 所统治的应力应变场的某一给定点处所测得的应力或应变值, 不论是静态或动载, 都对应于同一应力强度因子, 只要动载时的各种反射应力波尚未干扰或叠加在该点的应力应变场上。这样我们可以方便地利用动态测量裂尖某点的应变历史 $\epsilon_p(t)$, 当在测量的时间历程内由试样边界反射的应力波尚未到达该测点时, 根据静态加载下相同位置处标定的应变值 ϵ_p 对 K_{II} 的关系曲线, 来得到动载下的应力强度因子历史 $K_{II}(t)$ 。

注意, 静载下 ϵ_p 及动载下 $\epsilon_p(t)$ 的测量应该在同一裂尖位置处加贴相同的小标距应变片来完成, 这样, 应变片的尺寸对应力强度因子标定不产生影响, 无需进行应变梯度修正, 从而克服了以往直接应变片法的这一缺点。

3 实验过程及结果

3.1 材料及试样

试样材料为40Cr 钢及 Ti6Al4V 钛合金, 其中40Cr 钢经过860 油淬和300 回火热处理。

Ti6Al4V 钛合金具有等轴 $\alpha + \beta$ 两相显微组织。所有试样都用线切割法开裂缝, 裂尖半径为 $\rho = 0.18\text{mm}$ 。试样形状与尺寸如图2所示, 由于Ti6Al4V 原材料尺寸限制, 该材料试样采用嵌套式试样。实验时, 试样半圆侧面涂上黄油, 嵌入相同材料的试样托, 如图2。

3.2 静态断裂试验

静态断裂试验在 NSTRON 电液伺服材料试验机上进行, 加载速率为 $0.5\text{mm}/\text{min}$, 图3为实验原理示意图, 应力强度因子由下式确定^[4]

$$K = \sigma a^{1/2} \quad (3)$$

式中: a 为裂纹长度, σ 为加载面上的平均应力。

试验中同时还利用裂尖应变片测得裂尖贴片点处应变值 ϵ_{tp} , 由此可获得II型应力强度因子 K_{II} 与 ϵ_{tp} 间的实验标定关系曲线, 如图4所示。该曲线可供动态试验中由动测 $\epsilon_{tp}(t)$ 来标定的动态应力强度因子 $K_{II}(t)$ 之用, 需要说明的是: 在动态加载情况下, 由于材料本身的应变率相关性, 随加载率的提高, 动态断裂韧性 $K_{II,d}$ 有可能超出准静态标定中测得的最大 $K_{II,c}$ 值, 即超出标定曲线范围。不过实验和计算都发现在线弹性或小范围屈服情况下 K_{II} 与 ϵ_{tp} 间存在较好的线性关系, 所以如材料仍满足小范围屈服条件, 遇到这种情况时不妨用其外推线对 $K_{II}(t)$ 进行标定, 作为一级近似。

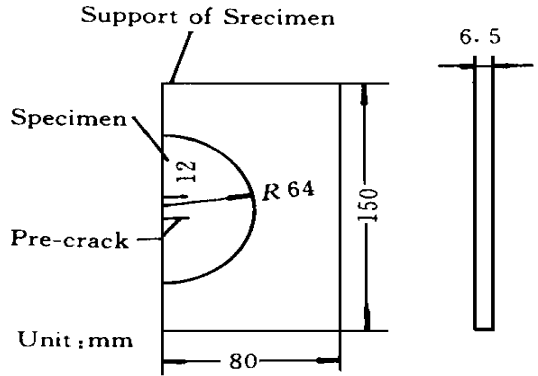


图2 嵌套式试样

Fig 2 Configuration and dimension of combination specimen

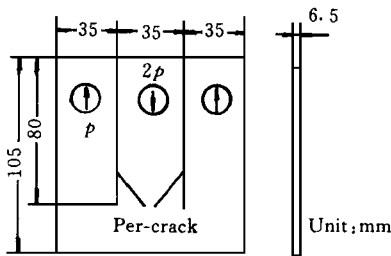


图3 静态实验示意图

Fig 3 Schematic diagram of static fracture experiment

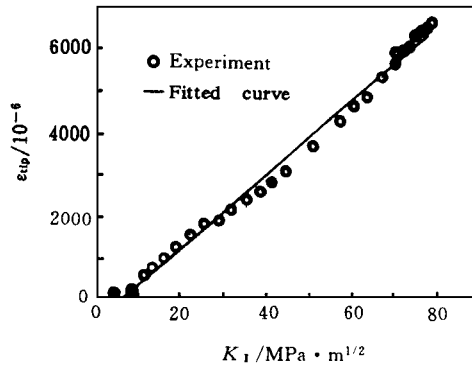


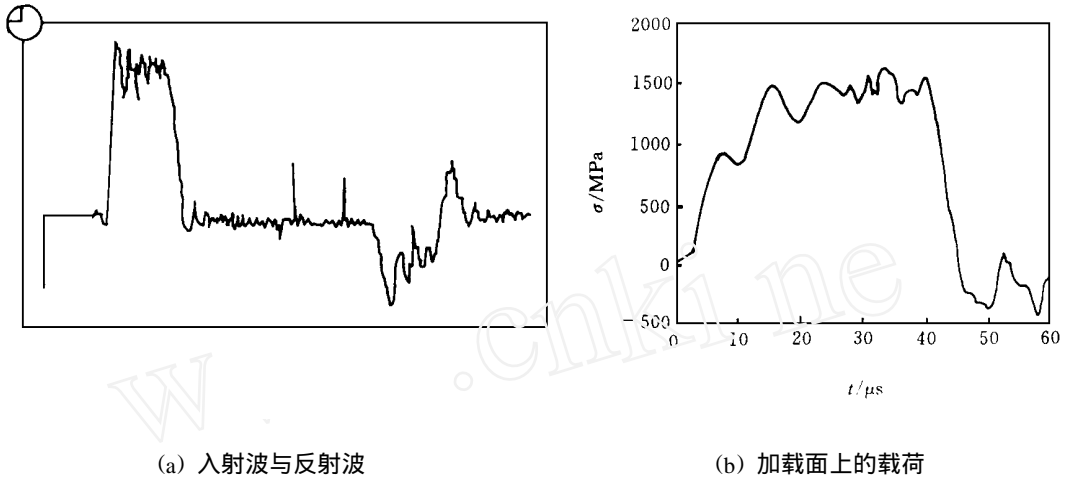
图4 静态下 $K_{II} \sim \epsilon_{tp}$ 关系曲线

Fig 4 Relation of $K_{II} \sim \epsilon_{tp}$ in static fracture for Ti6Al4V alloy

3.3 II型动态断裂试验及结果

对40Cr 钢及 Ti6Al4V 钛合金试样在单杆Hopkinson 压杆装置上进行了II型冲击加载试验。图5(a)、图5(b)为典型的Ti6Al4V 试件入射波和反射波波形, 以及通过(1)式得到的加在裂纹试样上相应的动载荷。图6为由实测动载荷(图5(a))经有限元法计算得到的II型应力强度因子历史 $K_{II}(t)$; 同一图上还给出了由裂尖应变片动态测量值 $\epsilon_{tp}(t)$ 经标定曲线(图4)得到的 $K_{II}(t)$, 可见两者符合较好, 尤其在响应的初期吻合得很好。至于两者在后期的分离, 主要由以

下方面原因引起: 首先我们在有限元计算时近似地采用了双线性弹塑性本构关系, 而实际材料是一种率相关的弹粘塑性本构关系^[5]; 其次, 计算是针对理想裂纹(裂尖半径为零)进行的, 而实验中实际采用的是 $\rho = 0.18\text{mm}$ 的缺口试样; 再者, 在实验中由于原始材料尺寸的限制, 采用了嵌套试样, 这样波在界面上即便是微弱的反射, 一旦传到测点也可能引起结果的偏离。



(a) Typical incident wave and reflect wave (b) Dynamic loading applied on specimen

图5 典型的波形及载荷(Ti6Al4V)

Fig 5 Typical oscillogram and loading for Ti6Al4V specimen

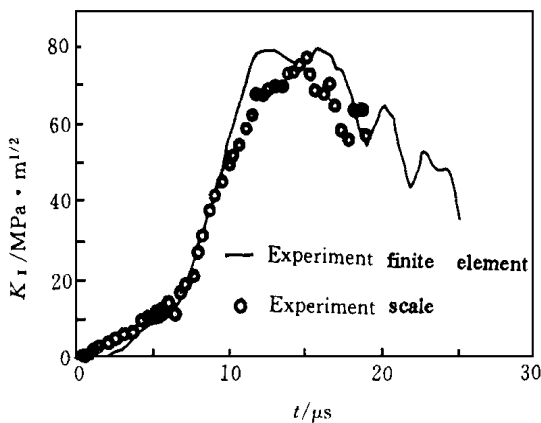


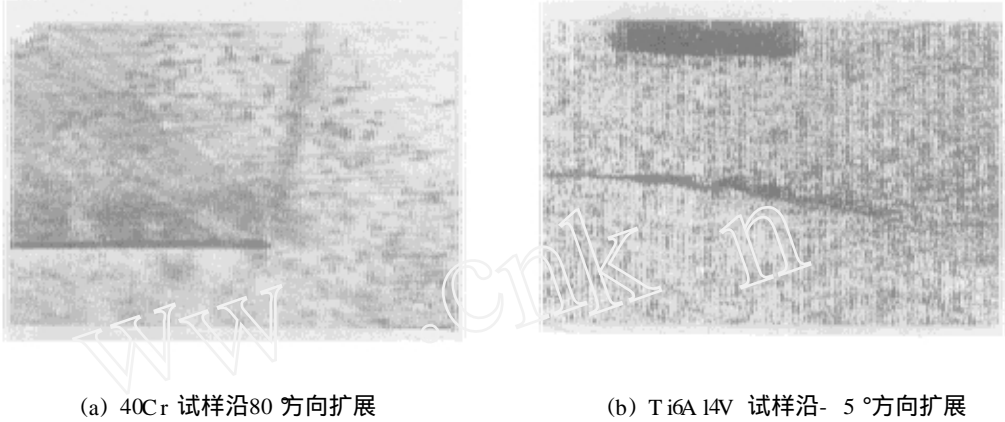
图6 动态应力强度因子历史

Fig 6 Typical stress intensity factor for Ti6Al4V alloy specimen

另外值得一提的是, 有限元计算应力强度因子时是针对尚未起裂或扩展的稳定裂纹, 而应变片标定法实测时, 一旦裂纹起裂, 即便是微小的扩展 ($\Delta a > 0$), 也将导致 K_{II} 的变化, 这时起应力强度因子历史曲线 $K_{II}(t)$ 实际上反映了载荷和裂纹尺寸的同时变化。将这样的实测结果与稳定裂纹有限元法计算结果相比较, 两者明显分离的始点原则上应可用于确定起裂点(将另文讨论)。本文结合裂尖应变片检测起裂点^[6]就可确定试样材料的 II 型动态断裂韧性, 如对于 Ti6Al4V 钛合金试样, 得到 $K = 7.1 \times 10^6 \text{ Pa} \cdot \text{m}^{1/2} / \text{s}$ 时, $K_{IId} = 68 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ 。

实验结果还表明, 在本实验室 Hopkinson 压杆装置的加载率下, 40Cr 和 Ti6Al4V 钛合金呈现出不同的破坏模式, 前者的 II 型裂纹起裂后沿着与裂纹面约成 80 左右方向扩展(如图 7(a) 所示), 而 Ti6Al4V 试样的 II 型裂纹规则沿约 -5 方向扩展, 即沿原裂纹面方向稍偏向受压方向扩展(如图 7(b) 所示), 这与经典断裂力学现有各种准则所预示的扩展方向都不同。用显微镜对平行试样表面剖面作进一步金相分析, 发现 Ti6Al4V 试样裂尖前方有绝热剪切带产生, 这时裂纹实际上沿绝热剪切带扩展, 是一种由裂尖绝热剪切为先导并控制的剪切破坏, 如图 8 所示, 而 40Cr 试样则未观察到绝热剪切带。对于钛合金无裂纹试样的动态力学行为的宏观

-微观相结合的系统研究已经表明^[5], 高应变率下绝热剪切现象可以归结为材料的热软化、应变硬化和应变率硬化三者间竞争失衡所造成的热粘塑性本构失稳, 对 Ti6Al4V 钛合金裂纹体的绝热剪切 II 型扩展分析, 我们发现是率相关的。把 II 型裂纹的断裂力学分析与热粘塑性本构失稳准则相结合, 可以证明其相应的断裂破坏(起裂)准则是同时与应力强度因子 K_{II} 及其时率 $\dot{K}_{II}(t)$ 相关的^[1,7]。



(a) Extension in direction of 80° to pre-crack (b) Extension in direction of - 5° to pre-crack

图7 II型裂纹两种不同的破坏模式

Fig 7 Two different kinds of crack extension model

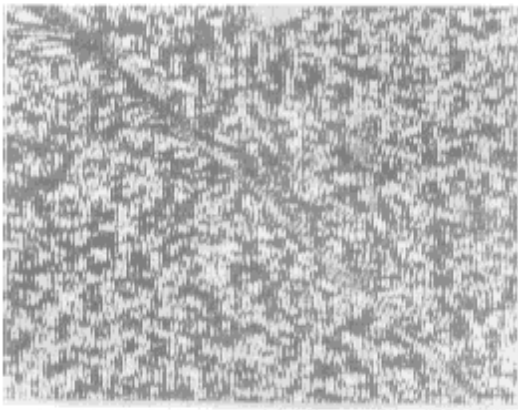


图8 Ti6Al4V 试样裂纹沿绝热剪切带扩展

Fig 8 The Crack extension along adiabatic shearing band for Ti6Al4V specimen

4 结 论

1. 利用 Hopkinson 单压杆技术发展了一套研究 II 型裂纹动态断裂的加载方法, 可以方便而定量地测得加载界面上的脉冲载荷, 再用有限元计算方法确定相应的动态应力强度因子 $K_{II}(t)$ 。

2. 当裂尖动态应力应变场由动态应力强度因子唯一控制而不受其他应力波效应干扰时, 可通过实测裂尖应变 $\epsilon_{tp}(t)$, 而借助于静载下标定的 $K_{II}-\epsilon_{tp}$ 关系来确定稳定裂纹的动态应力强度因子 $K_{II}(t)$ 。由于其简便易行, 有望获得工程应用。

3. 实验结果表明, 由上述两种方法确定的 $K_{II}(t)$ 吻合得相当好, 两者明显分离的始点在一定条件下可用来近似判定 II 型裂纹的起裂, 可供确定材料的 II 型动态断裂(起裂)韧性。

4. 40Cr 及 Ti6Al4V 两种材料的 II 型裂纹试样, 在高加载率下呈现两种不同的断裂模式和机制, 前者如经典断裂力学已有准则所预示的那样, 裂纹以相对于原裂纹面 $70^\circ \sim 83^\circ$ 的方向起裂扩展。而后者则几乎沿原断裂面方向扩展, 表现为由裂尖绝热剪切为先导和控制的独特模式, 这种裂纹与绝热剪切相互作用的复杂现象是值得引起重视并深入研究的问题^[7]

参 考 文 献

- 1 虞吉林. 裂纹的起始、扩展和分叉, 材料和结构的不稳定性 北京: 科学出版社, 1993. 98~ 108
- 2 Kalthoff J F, W inkler S Failure Mode Transition at High Rates of Shear Loading In: Chen C Y, et al, ed Impact Loading & Dynamic Behaviour of Materials(1). DGM, 1988 185~ 195
- 3 Broek D. Elementary Engineering Fracture Mechanics Martinus Nijhoff Pub1, 1982
- 4 Jones D L, Chrisholm D B. An Investigation of The Edge-sliding Mode in Fracture Mechanics Engineering Fracture Mechanics, 1975, 7(3): 261~ 270
- 5 Wang Lili, Lu Weixian, Hu Shisheng, Tang Zhiping, On Macro-and Micro-Mechanics of High Velocity Deformation and Fracture UTAM Symposium on MMHVDF, Tokyo: 1985, 359~ 406
- 6 Takashi Yokoyama, Keizo Kishida, Motohiro Nakano. Evaluation of Dynamic Fracture Initiation Toughness Using a Novel Impact Bend Test Procedure Journal of the Society of Materials Science, 1990, 39 (447): 1637~ 1643
- 7 Wang L L, Dong X L, Hu S S, Yu J L. A Macro-and Micro-Microscopic Study of Adiabatic shearing Extension of Mode-II Crack at High Loading Rates Journal de Physique, Colloque, C8, 1994, (4): 465~ 470

STRESS INTENSITY FACTOR AND FRACTURE BEHAVIOR FOR MODE II CRACK SPECIMEN UNDER HIGH SHEAR LOADING RATE

Dong Xinlong^{a, b}, Yu Jilin^a, Hu Shisheng^a, Wang Wu^c, Wang Lili^{a, b},

(a *University of Science and Technology of China, Hefei, 230026*)

(b *Ningbo University, Ningbo, 315211*)

(c *Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research,
Institute of Fluid Physics, CAEP, Chengdu, 610003*)

ABSTRACT In this paper, a single Hopkinson pressure bar technique was used to measure dynamic loads applied to a plate specimen with two parallel edge cracks. The dynamic stress intensity factor for the specimen was calculated by means of finite element method, and an approximate method to evaluate the dynamic stress intensity factor is developed, where quasi-static calibration relation between stress intensity factor and strain near crack tip is used to determine the dynamic stress intensity factor. The results show that the two measuring methods are in good agreement for a steady crack when the waves that are reflected at the finite boundaries of the specimen do not affect the crack tip. The different failure modes are observed for Ti6Al4V alloy and 40Cr steel specimens under high loading rate.

KEY WORDS dynamic stress intensity factor, mode-II fracture, adiabatic shear band