

断裂分析与断裂 韧性测试研究

中国金属学会第二届断裂学科学术会议文集

中国金属学会 合编
《断裂》编辑部

湖南科学技术出版社

III. 91-53

中国金属学会第二届断裂学科学术会议文集

C. /

断裂分析与断裂 韧性测试研究

中国金属学会 《断裂》编辑部合编

湖南科学技术出版社

断裂分析与断裂韧性测试研究

中国金属学会 合编
《断裂》编辑部

责任编辑：刘孝纯

*

湖南科学技术出版社出版

(长沙市展览馆路14号)

湖南省新华书店发行 湖南省新华印刷二厂印刷

*

1980年7月第1版第1次印刷

字数：452,000 印张：20.375 印数：1—1,600

统一书号：15204·30 定价：3.85元

出版说明

断裂分析与断裂韧性测试研究本文集，是根据中国金属学会第二届断裂学科学术会议上提出的论文选编出版的。会议于1978年10月6~16日在武汉召开。参加会议的有来自全国113个单位的188人，提出学术论文与报告103篇。本文集选编了其中的一部分。

会议期间曾讨论了“金属材料平面应变断裂韧性 K_{Ic} 标准测试方法（草案）”，原则上已通过，准备作为部颁标准试行。该文件将另行发表，未收入此文集中。

参加论文集编审工作的单位有《断裂》编辑部、冶金部钢铁研究院、中国科学院金属研究所，北京钢铁学院、冶金部有色金属研究院、武钢钢研所，上海钢研所和华中工学院等。

序 言

宇航工程和其他部门连续发生许多惊人的灾难性的断裂事故，引起人们的密切注意。因此要求找出一套新的试验方法和分析技术，以解决当金属或结构件出现裂纹或类裂纹时的强度计算问题，确定裂纹损伤容限，正确使用材料和防断设计方法。显然，这是一个十分繁重而且艰巨的任务。

断裂现象和造成断裂的原因是十分复杂的。它不仅涉及结构件的形状、尺寸及其在制造、使用和贮存过程中的外部环境，如温度、介质和载荷条件等，而且还涉及结构件内部裂纹的形状、位置、大小及其所用材料的内部组织和结构等。这是一个与好多学科如连续介质力学、材料科学、数学、物理学和化学等有关的十分复杂的问题。以 Irwin 的线弹性断裂力学为基础发展起来的断裂科学本质上就是上述学科综合的结果。

十多年来，断裂学科在国内外一直受到很大的重视，各国投入了大量的人力物力进行研究，并且接连不断地组织了大规模的学术交流活动，因而，这一学科不论是在基本理论和试验方法，还是在工程的实际应用方面，发展都是十分迅速的。应该说，断裂学科在今天已经初步地形成一个独立的科学分支。当然，要使它达到完善的程度还需要经过一番努力，也需要时间。

近几年来，我国断裂研究开展十分活跃。许多力学工作者、数学工作者、金属物理和材料科学工作者，以及冶金和机械设计

制造的工程师们，结合我国的具体情况在学科的基本理论和试验分析技术等方面作了大量的工作，并且，在石油化学工程、铁路交通、机械制造、动力工程以及航空和宇航工程的应用方面已取得了一定的成绩。这个文集就是近两年来关于这方面研究成果的反映。

由于去年同一时期召开的关于断裂研究的大型学术交流会议有好几个，资料分散，所以这一时期的重要研究成果并未完全包括在这个文集中。虽然如此，这个文集在一定程度上还是可以反映我国这两年来关于断裂研究的基本状况的。

本文集共分七个部分，包括断裂物理与应力分析，断口与断裂微观机制，亚临界裂纹扩展，温度与环境，试验方法，材料以及应用等。当然，各部分互相之间都是有联系的，很难将它们截然分开。

由于电子扫描显微镜已经成为断裂研究中的一个必不可少的有力手段，本文集中就有大量的扫描电镜照片，这对于读者将是十分有益的。关于应力腐蚀、动态断裂和低周疲劳的研究也是新近开展起来的，文集中也有这一方面的内容。这次学术会中还提出了一些很好的论文，如中国科学院金属研究所的“几种钢延性断裂过程的动态观察”，西北工业大学的“用多次冲击法测定金属的断裂韧性的研究”等，因为已在有关的杂志中发表，就未再收入本文集。

编 者

一九七九年十月

目 录

第一部分 断裂物理与应力分析

- K_{IC}的物理意义及其影响因素 东北工学院 赖祖涵(3)
- 静载下金属中裂纹的“稳态扩展” 吉林大学 哈宽富(31)
- 高应变区断裂分析的讨论 上海材料研究所 凌树森(60)
- 全复合型能量释放率断裂准则 五二研究所 马德林(75)
- 非线性能量率断裂判据 华中工学院 沈为(86)
- 双梁、双板模型裂纹的能量释放率 湘潭大学 断裂科研组(104)
- 剪应力强度因子断裂准则 华中工学院 赵廷仕(133)

第二部分 断口及断裂微观机制

- 高强钢疲劳断口的扫描电镜观察和裂纹扩展机制的探讨 孙福玉 廖乾初 蓝芬兰 刘才穆 刘学新(147)
- Ti-7Al-4Mo合金裂纹的产生、扩展和断裂 东北工学院金属物理教研室(171)
有色金属研究总院 204 室

- 一种球墨铸铁疲劳断面的定量研究 上海交通大学 高 明 陈世朴 陈雅珍(189)
- 准解理断口的特征长度参数与断裂韧性关系 孙福玉(203)
- 微观结构对17CrMoV钢焊接接头断裂韧性的影响 中国科学院上海冶金研究所(213)
葛庆麟 沈芝霞 姚幼芳 李昌能 陈 源

第三部分 亚临界裂纹扩展

- 表面疲劳裂纹发生和发展的研究 褚武扬 肖纪美 林 实(237)
郑极均 靳东来 王 样
- 901和GH135合金的室温低周疲劳性能测试 中国科学院金属研究所疲劳组(260)
- 30CrMnSiA和30CrMnSiNi2A钢低周疲劳性能 常春城 李广义(278)
- 14MnMoNbB钢疲劳裂纹扩张速率的测定及疲劳寿命 北京钢铁研究院十一室裂纹扩展专题组(295)

第四部分 温度与环境

- 20Cr3MoWV锻件的高温断裂力学特性 北京钢铁学院断裂科研组(307)
南京汽轮电机厂实验室
- 30CrMnSiNi2A钢动态断裂韧性测定 西北工业大学金属材料及热处理教研室(321)
北京钢铁研究院物理室断裂研究组
- 40SiMnCrNiMoV钢在高速撞击下的动态断裂特性 七机部七〇三所 潘光荣(337)

- 热处理制度对30CrMnSiNi2A钢K_{ISCC}值的影响 中国科学院金属研究所断裂组(356)
- 氧化性缓蚀剂对低合金高强钢应力腐蚀破裂的影响 张 瑞(364)

✓ 第五部分 试验方法

- 关于COD测试方法的几个问题 太原重机学院 周则恭(375)
- 开裂的物理图象分析与临界J积分测试的探讨 北京航空学院102教研室力学性能组(391)
- 指数律偏离法及J_{1C}测试中若干问题的讨论 钢铁研究院断裂研究组 庄 稚
冶金部武钢钢研所断裂韧性组 周德余(404)
- da/dN试验数据统计处理的新方法 高镇同 刘文琏 吴鹤华(411)
- K_C测试方法中一些问题的探讨 西北工业大学材料力学教研室断裂力学组(423)
- 用[COD]和R曲线法测定金属材料的平面应力断裂韧性 刘文琏(445)

第六部分 材 料

- TC4热轧棒材平面应变断裂韧度测定 宝鸡有色金属研究所(459)
- 热处理规范对LD10铝合金断裂韧性的影响 国防科技大学 断裂组(472)
- 铸钢断裂韧性研究 北京钢铁学院 褚式扬 肖纪美(488)

热处理对18MnMoNb钢断裂韧性的影响

.....一机部通用机械研究所断裂韧性课题组(503)

15MnB低碳马氏体钢断裂韧性的测定

.....首钢钢研所 杨连福 于 耀 孙维纲(515)

几种工模具钢的断裂韧性分析及其最佳热处理工艺

的探讨.....华中工学院金相教研室金属强度科研组(朱孝谦执笔)(529)

第七部分 应 用

汽轮机裂纹叶轮的断裂安全分析

中国科学院金属研究所断裂组
.....东北电力局技术改进局金属室(559)
阜新发电厂金属室

✓ 多孔高压气体管道材料的断裂韧性测定、断口观察

与安全寿命分析

北京钢铁研究院 陈完禧 鲁肇俊 刘未生(576)
国营长安机器厂 杨守仁 缪虎生
徐裕兴 方明才

柴油机稀土球墨铸铁曲轴的断裂力学分析

沈为 赵廷仕 高大兴 蒋松山(614)
丘小云 萧永谦 刘敦康 严崇镇

烧结机台车热应变疲劳寿命的断裂力学计算及其提高

寿命的若干措施.....中南矿冶学院 黎振兹(634)

第一部分

断裂物理与应力分析



K_{1C} 的物理意义及其影响因素

东北工学院 赖祖涵

摘要 用宏观和微观相结合的观点，阐述并讨论断裂韧性 K_{1C} 的物理意义及其影响因素，着重分析脆性断裂和小范围屈服条件下的断裂韧性。同时，用简单的近似方法计算裂纹扩展的有效表面能密度，讨论 K_{1C} 与材料基本性能之间的关系。

一、引言

本文企图从微观和宏观相结合的观点讨论平面应变断裂韧性 K_{1C} 的物理意义及其影响因素，共分六个问题。首先评述脆性断裂（弹性断裂）的 K_{1C} ，然后阐述小范围屈服条件下的 K_{1C} 。这六个问题是：

- (1) 晶体解理断裂 K_{1C} 与表面能密度的关系。 $K_1 = K_{1C}$ 判据的必要性和充分性。
- (2) 裂纹扩展的点阵模型。
- (3) Barrenblatt 模型中 K_{1C} 的物理意义。
- (4) 小范围屈服。裂纹尖端钝化及小范围塑性区形成的位错机制。
- (5) 材料中夹杂物和基体的流变性能、硬化率对 K_{1C} 的影响。
- (6) K_{1C} 与材料基本性能之间的关系。

二、晶体解理断裂的 K_{1C} 与表面能密度的关系

$K_1 = K_{1C}$ 判据的必要性和充分性

Griffith (1920) 最早提出裂纹体的脆性断裂强度，用的是能

量平衡方法。Doremus^[1] 曾指出Griffith 方程是裂纹扩展的必要条件，但非充分条件。

我们可以证明 $K_1 = K_{1c}$ 这个判据在本质上既是裂纹扩展的必要条件，在一定条件下也是充分条件。

已经在文献^[2]中证明：当裂纹扩展了 δa 后，有

$$-\frac{1}{2\delta a} \int_0^{\delta a} (T_i^{(a)} \cdot u_i^{(b)}) dx = \Gamma \quad (1)$$

见图1。其中， Γ 为表面能密度；(a) 为裂纹扩展前的状态；(b) 为裂纹扩展后的状态，设边界条件没有变； $T_i^{(a)}$ 是新断裂面（长为 δa ，厚度为 1）上在状态(a)时穿过 δa 的内应力，以 $2\delta a$ 为边界，配合着围绕尖端的边界 S_0 构成小面积 A_0 的封闭回路， $T_i^{(a)}$ 朝着边界上向外法线方向； $u_i^{(b)}$ 是新断裂面上任意一点在(b) 状态的位移。

实际上只需考虑沿 y 方向的张开位移。距裂纹原来尖端 O 为 x 处，

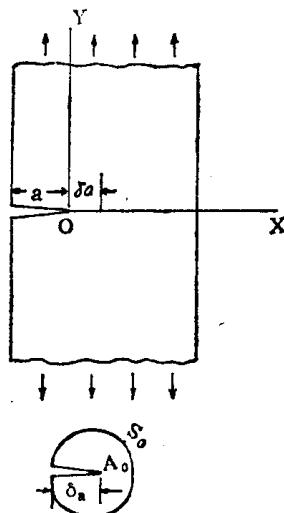


图 1 裂纹扩展的能量条件

$$|T^{(a)}(x)| = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi x}},$$

$$u^{(b)}(x) = v^{(b)}(x) = \frac{2K_1}{\mu} \sqrt{\frac{\delta a - x}{2\pi}} (1 - \nu), \quad x \leq \delta a,$$

K_1 为应力强度因子； μ 为切变模量； ν 为泊松比； $v^{(b)}(x)$ 为裂纹扩展 δa 后距原来尖端为 x ($x \leq \delta a$) 处的张开位移。 $T^{(a)}(x)$ 和 $v^{(b)}(x)$

方向正好相反，故在(1)式中消去负号，得

$$\frac{1}{2\delta a} \int_0^{\delta a} \frac{2K_1^2}{\mu} \sqrt{\frac{\delta a - x}{(2\pi)^2 x}} (1 - \nu) dx = \Gamma$$

上式应用于裂纹扩展， $K_1 = K_{1c}$ ，化简之，并注意到 $E = 2\mu(1 + \nu)$ ， E 为杨氏模量，得

$$K_{1c} = \sqrt{\frac{2E\Gamma}{1 - \nu^2}} \quad (2)$$

(2) 式的右端各量为材料参数，故 K_{1c} 为材料参数。这个参数反映断裂面上原子键破坏消耗于形成单位断裂面的功。

由于 $K_1 = \sqrt{\pi a} \sigma$ ，代入 $K_1 = K_{1c}$ ，便得

$$\sigma = \sqrt{\frac{2E\Gamma}{\pi a(1 - \nu^2)}} \quad (3)$$

这正好是 Griffith 方程。所以，判据 $K_1 = K_{1c}$ 和 Griffith 方程对于脆性断裂是等价的。前者反映裂纹尖端应力的奇异性，后者根据能量平衡，不反映尖端奇异性。

将裂纹体作为一个热力学体系，并设裂纹体是在固定的夹头的作用下，在裂纹扩展时没有外界输入功。裂纹扩展是瞬时的，最好假定裂纹扩展为绝热过程。

用热力学第一定律： $du = \delta q - \delta w = 0$ 。 δq 是吸收的热量， δw 是裂纹对外界的功。 $\delta q = \delta w = 0$ ，内能 U 守恒，但可以改变或部分改变其形式。仍设裂纹体为单位厚度，弹性应变能的释放为：

$$\begin{aligned} \int_a^{a+\delta a} G da &= \int_a^{a+\delta a} \frac{(1 - \nu^2)}{E} K_1^2 da = \frac{(1 - \nu^2)}{E} \int_a^{a+\delta a} \pi a \sigma^2 da \\ &= \frac{(1 - \nu^2)}{E} \pi \sigma^2 a \delta a \end{aligned}$$

其中设 $\sigma(\pm \infty)$ 为不变。

新断裂面表面能增量为 $2\delta a \cdot \Gamma$ 。弹性能释放，一方面转变为新断裂面表面能，另一方面释放为尖端热 δQ （这不是 $\delta q = 0$ ）。 $\delta Q = Tds$, T 是绝对温度， ds 为熵的增量。能量守恒应该写为：

$$Tds - \frac{(1-\nu^2)}{E} K_1^2 \delta a + 2\delta a \cdot \frac{(1-\nu^2)K_{1C}^2}{2E} = 0 \quad (4)$$

其中用了关系式(2)。

如果在(4)式中略去 Tds 一项，则(4)式变成

$$K_1 = K_{1C} \quad (5)$$

可见， $K_1 = K_{1C}$ 这个判据是在略去尖端温度变化或熵变化的情况下符合于能量原理，成为裂纹扩展的必要条件。

由热力学第二定律，对于孤立系统，

$$ds \geq 0 \quad (6)$$

实际上(4)式的第一项不能略去。因此，当裂纹扩展时，如果 $K_1 < K_{1C}$ ，则由(4)式将得 $ds < 0$ ，违背热力学定律(6)式可知 $K_1 \geq K_{1C}$ 成为裂纹扩展的必要条件。即使裂纹尖端应力强度由于应力集中早已超过理想强度值，还必须 $K_1 \geq K_{1C}$ 。这就是说，裂纹尖端应力达到材料的理想强度，并且 $K_1 = K_{1C}$ ，这两条构成裂纹扩展的必要和充分条件。前者保证裂纹尖端有足够的应力，后者提供所需要的能量。

在椭圆形裂纹的顶端，已经证明^[2]，

$$\lim_{\rho \rightarrow 0} \frac{1}{2} \sigma_{max} \sqrt{\pi \rho} = K_1 \quad (7)$$

见图 2，椭圆顶端的曲率半径 $\rho = b^2/a$, $\sigma_{22} = \sigma(1 + 2\sqrt{a/\rho}) \approx 2\sigma\sqrt{a/\rho}$, σ_{22} 就是顶端的最大应力 σ_{max} 。当 σ_{22} 等于理想强度 σ_{th}

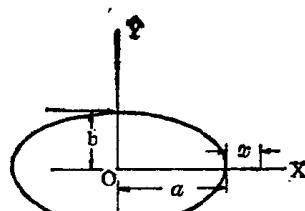


图 2 钝裂纹顶端的应力集中

时，外加应力为

$$\sigma = \frac{\sigma_{th}}{2} \sqrt{\frac{\rho}{a}} \quad (8)$$

当 ρ 足够小时， $\lim_{\rho \rightarrow 0} \frac{1}{2} \sigma_{max} \sqrt{\pi \rho} \approx \frac{1}{2} \sigma_{max} \sqrt{\pi \rho} = K_1$ 把这些关系代入断裂判据： $K_1 = K_{1c}$, $\sigma_{max} = \sigma_{th}$, 并运用(2)式，得

$$\rho_c = \frac{8EG}{\pi(1-\nu^2)\sigma_{th}^2} \quad (9)$$

这个 ρ_c 不依赖于裂纹长度 a 和外载荷，它的物理意义是什么呢？

若 $\rho < \rho_c$, 而且裂纹顶端应力 σ_{22} 达到 σ_{th} , 则由(8)式，得

$$\sigma = \frac{\sigma_{th}}{2} \sqrt{\frac{\rho}{a}} < \frac{\sigma_{th}}{2} \sqrt{\frac{\rho_c}{a}}$$

$$K_1 = \frac{\sigma_{th}}{2} \sqrt{\pi \rho} < \frac{\sigma_{th}}{2} \sqrt{\pi \rho_c} = K_{1c}$$

$$\therefore K_1 < K_{1c}$$

这表明：当裂纹顶端半径 $\rho < \rho_c$, 而且裂纹顶端应力 σ_{22} 虽然达到 σ_{th} , 但仍不能满足裂纹扩展的能量条件，裂纹不能扩展。

若 $\rho \leq \rho_c$, $K_1 \geq K_{1c}$, 则既满足能量条件，又满足尖端最大应力 $\sigma_{max} \geq \sigma_{th}$ 。裂纹顶端半径要在 ρ_c 以下， $K_1 \geq K_{1c}$ 才是裂纹扩展的必要和充分条件。

值得注意的是， ρ_c 和 K_{1c} 都是材料的参数。Gilman^[3] 曾做简单计算，假设原子间力遵守正弦定律，并假设原子间力作用范围为 r_0 ，解理面上的原子和邻近面的原子拉开到原子间力失去作用，这样所计算的理想强度 $\sigma_{th} \approx \sqrt{\frac{EG}{d_0}}$ ，其中 d_0 是解理面间距。表面能密度 $\Gamma = \left(\frac{E}{d_0}\right) \left(\frac{r_0}{\pi}\right)^2$ 。用这些简单结果，则得