

结构陶瓷蠕变损伤的发展(续)^{*}

Kwai S. Chan Richard A. Page
美国德克萨斯 San Antonio 西南研究所

摘要 结构陶瓷蠕变断裂或因遍及材料内部的晶界孔洞的成核、生长及合并引起, 或因其内部的主要缺陷的生长引起. 本文综述了用小角度中子散射 (SANS) 方法得到的最新实验结果和立体映象应变分析; 并将它们用于回答大量的与上述两种机理有关的关键性问题. 用 SANS 结果及其它相关的研究结果考察了晶界孔洞的成核、生长过程. 演示并讨论了孔洞的随机性. 把蠕变裂纹生长过程描述为直接质量传输过程或损伤区生长过程. 提出了与损伤区生长有关的新立体映象应变分析结果, 并用其说明裂纹生长过程和生长门槛值.

关键词 陶瓷, 蠕变损伤, 蠕变断裂, 晶界孔洞, 孔洞成核

3 局部损伤

3.1 陶瓷蠕变裂纹生长的特征

20 多年来, 许多学者研究了高温下承受持续载荷陶瓷材料中的裂纹生长动力学问题^[71~89]. 早期裂纹生长研究或基于用带有机加工裂缝的双扭试件, 或利用压痕诱导裂纹的试样. 较近的工作主要利用带疲劳预制裂纹的单边切口试样. 这些研究结果被称为承受持续载荷陶瓷材料的慢速裂纹生长或蠕变裂纹生长的响应. 这些裂纹生长数据一般以 $v - K$ 曲线的形式给出, v 为裂纹速度, K 为 I 型裂纹的应力强度因子. 在双对数坐标下, $v - K$ 曲线是 S 形曲线. 它可以分成三个特征区域^[85], 如图 10 所示. 在 K 的低值

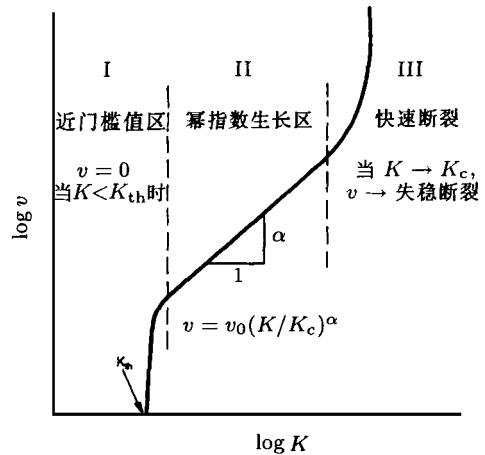


图 10 具有三个特征生长区的陶瓷蠕变裂纹生长曲线示意图. I, 近门槛值区; II, 幂律函数生长区; III, 快速断裂区. 幂律函数生长区的规律为 $v/v_0 = (K/K_c)^\alpha$

* 感谢原文作者 Kwai S. Chan 教授和 The American Ceramic Society 的 W. Paul Holbrook 教授惠见本译文发表.

区域内, 存在生长门槛值 K_{th} , 低于这个门槛值, 裂纹不能扩展; 在 K 的高值区, 当 K 趋近于它的断裂韧性 K_c 时, 裂纹扩展速度随着 K 值增加而迅速增加. 当 K 值处于中间范围时, $v - K$ 遵循下式所示的指数关系^[88]:

$$v = v_0 \left(\frac{K}{K_c} \right)^n \quad (16)$$

式中, v_0 、 n 和 K_c 是材料常数. 目前文献报道的几种陶瓷的 n 值列于表 1.

注意, n 值从最低的 1.88 变到高达 270^[19]. 然而, 大部分陶瓷的 n 值在 1.88 ~ 13 的范围内. n 值的这个范围说明陶瓷慢速裂纹或蠕变裂纹生长过程中遵循着不同的机理. 例如, 高值范围的 (30 ~ 270) 是落在 I 区和 III 区的典型值; 而低值范围的 (1 ~ 13) 则是 II 区行为的特征. 这可能是粘性或弥散流动所致. 有几种机理被认为是 I 区生长门槛值的可能原因. 本文余下部分将综述关于陶瓷中蠕变裂纹损伤与生长的动力学和机理之间关系的知识. 这个综述的重点在 I 区和 II 区的裂纹生长行为, 但不包括 III 区的. 因为 III 区主要是准静态裂纹传播, 它由断裂韧性 K_c 控制.

表 1 几种玻璃 - 陶瓷裂纹生长指数值

材料	温度 (°C)	裂纹生长指数	门槛值	试验技术	参考文献
热压氮化硅 NC132 ⁺	1300	9.94	无	双扭	Quinn 和 Quinn ^[79]
热压氮化硅 (HS130) ⁺	1400	1.88	无	压痕诱导裂纹	Evans 和 Wiederhorn ^[71]
	1200	1.86	无	双扭	
	1250	10.59	无		
		270.00	无		
压力烧结 氮化硅	1100	2.43	~ 0.5 - 1	压痕诱导裂纹	Kawai, Abe 和 Nakayama ^[107]
	1150	11.60			
		2.43			
	1200	13.00			
		2.32			
热压氮化硅 (NC132)	1200	37.00	无	双扭	Tighe ^[75]
	1400	5.82			
热压氮化硅 (NC132)	1300	5.60			Govila ^[78]
	1350	5.60			
	1400	5.25	无	双扭	
氧化铝	1300	2.86	1.5	压痕诱导裂纹	Blumenthal 和 Evans ^[86]
MAS 玻璃陶瓷 (Corning 9606)	750	5.30	~ 0.6	单边裂纹	Chan 和 Page ^[106]

⁺ Norton Company, Worcester, MA.

3.2 蠕变裂纹生长机理

对于晶界含与不含非晶相 (玻璃相) 的陶瓷, 已证实蠕变裂纹有几种生长机理. 这些裂纹生长机理归属于两类: (1) 由弥散或粘性机理引起的蠕变裂纹沿晶界直接扩展^[90~94]; (2) 在位于蠕变裂纹尖端前方损伤过程区中, 通过蠕变孔洞的成核、生长和合并所致的损伤积

3.2.1 蠕变裂纹直接生长机理

在陶瓷中有 3 种可能的蠕变裂纹直接生长机理. 对于单相材料, 表面和晶界面弥散的耦合过程能够导致承受远场应力强度因子 K 的晶界裂纹的直接扩展, 如图 11(a) 所示^[90]. 裂纹生长过程包括由弹性应力场引起的从裂纹表面到其尖端的质量传输. 晶界弥散使原子从裂尖开始传输并沉积在毗邻晶界的界面上. 如果晶界裂纹充满了低粘性的润湿流体, 从裂纹表面到其尖端的质量传输能够通过流体相进行, 如图 11(b) 所示^[94]. 对于含有连续晶界非晶相 (amorphous phase) 的陶瓷, 裂尖非晶相凹弯液面 (图 11(c))^[93] 简单扩展, 这导致了裂纹的直接扩展. 基于弥散、流体传输、非晶相弯液面机理的裂纹直接生长模型是分别由 Chuang^[90], Cao 等^[94]和 Thouless 与 Evans^[93]提出的. 框图 D 概述了这些模型的细节以及与之相应的 $v - K$ 关系. 各种蠕变裂纹生长机理的 $v - K$ 关系示于图 12.

除去几个例外, 一般来说尚无理论与实验的直接比较结果. Lewis 等^[84]对热压 SiAlON 陶瓷的裂纹弥散生长模型和实验数据做了比较. 如图 13 所示, 对于晶界清洁光滑, 只在三晶点含有少量散耦长模型符合得极好. 因为对于空洞成核玻璃液窝的两种 SiAlON 陶瓷, 弥散生来说, 玻璃液窝是亚临界尺寸的. 这个裂纹生长机理已被称为由表面和晶界弥散耦合控制生长模型的一个例子^[83,84]. 尽管还不能提供直接的证据, 但是间接的证据表明, Chuang 的蠕变裂纹弥散机理在这两种陶瓷中是有效的. 图 13 中另一个实验表明对于第三种 SiAlON 陶瓷, 实验结果与理论模型不一致. 这种 SiAlON 陶瓷中三晶点处所含的玻璃液窝大于空洞成核的临界尺寸. 已证实这种陶瓷中裂纹生长机理包含主裂纹前方大的蠕变损伤区内的多个空洞成核和空洞联合. 观察到的这种陶瓷的生长指数为 7, 而 Chuang 模型的渐近值是 12^[90]. Tsai 和 Raj 的损伤区模型的预测结果也示于图 13^[82]. 这个模型及其它

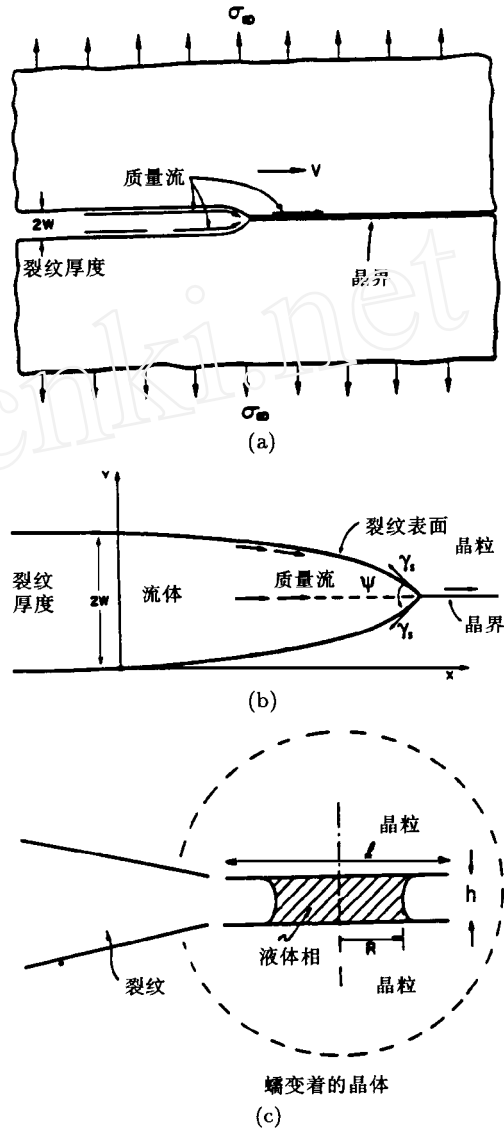


图 11 裂纹直接生长模型: (a) 由表面和晶界弥散耦合过程所致的裂纹直接生长^[90], (b) 由流体传输引起的裂纹直接生长^[94], (c) 沿含有非晶相晶界的粘性生长^[93]

损伤区裂纹生长模型的细节将在下节介绍。图 13 表明了陶瓷中蠕变裂纹生长动力学依赖于控制机理和微观结构。况且，从图 13 中还可看出，对于 SiAlON 陶瓷，损伤区裂纹生长比弥散裂纹生长更有害，因为它在整个 K 值范围内都具有较高的生长速度。这个行为上的差异是裂纹状孔洞的生长率依赖性，或更精确地说，是应力依赖性的直接结果。如框图 D 所指出的弥散生长的蠕变孔洞可以成为裂纹状的或球状的。在高应力区，裂纹状孔洞生长占主要的，而在低应力区，球状（或椭球状）孔洞生长占优势^[101]。既然蠕变裂纹近尖端条件与裂纹形孔洞的近尖端条件相似，那么在这个高 K 值区直接弥散生长过程更加普遍。当 K 值低于弥散阈值时，蠕变裂纹不可能直接扩展；但是，这种蠕变损伤还可在裂纹尖端前方积累，因

框图 D 蠕变裂纹直接扩展模型

Chuang^[90,99]、Vitek^[91]以及 Speight^[92]等几位研究者已经运用弥散生长机制考虑了晶界裂纹的蠕变扩展，这三个蠕变裂纹生长模型都认为裂纹通过弥散直接扩展，但其中所用的假设不同，这三个模型主要区别在于模拟裂纹尖外形方面，这在 Chuang 模型中已完全分析了，而其他两个模型没有涉及。Chuang 的蠕变裂纹弥散生长模型是 Chuang 和 Rice^[100]在裂纹状孔洞沿着晶界或晶界附近的蠕变裂纹的稳态生长。裂纹状孔洞弥散稳态生长是正好与 Hull 和 Rimmer^[56]分析中所考虑的平衡形（equilibrium-shaped）孔洞生长相反的一个极限情况。从平衡形孔洞生长到裂纹状孔洞生长的转变取决于孔洞生长速率。Chuang 等^[101]提出的自相似孔洞生长解指出在准平衡形情况下初始缓慢生长的弥散孔洞解随着传播速度的增加将变为裂纹状孔洞。一般说来，当外加应力、孔洞尺寸和晶界弥散分别比烧结应力、孔洞间距和表面弥散性大时，裂纹状孔洞生长占优势^[101]；在相反的情况下，有利于平衡形孔洞生长。

图 11 (a) 所示的裂纹弥散生长模型^[90]系基于如下假设：晶界裂纹的直接扩展是由表面和晶界弥散的耦合所致。在弹性应力场的作用下，裂纹表面的原子弥散到裂纹尖端。然后，由裂纹尖端通过晶界弥散进行传输并且非均匀地沉淀在附近的弹性晶粒的界面上，以至裂尖前方晶界楔形张开，裂纹以沉淀速率 稳态扩展。总的晶界正应力是由于沿着晶界非均匀质

量沉淀所引起的失配应力场之总和，可用外界应力场所引起的 K 场来描述。Chuang^[90]在解了一组关于裂尖处的化学势连续方程和质量守恒方程后，将因表面和晶界弥散促成的裂纹直接生长 $v-K$ 关系表示为^[90]

$$\frac{K}{K_{\min}} = \frac{1}{2} \left[\frac{u_m}{C_{\min}} \right]^{1/2} + \left(\frac{v_s}{v_{\min}} \right)^{1/2} \quad (17)$$

式中

$$v_{\min} = \frac{8.18 D_s^{4/3}}{T_s^2} \left[\frac{E}{(1 - \nu) D_b b} \right]^3 \quad (18)$$

为最小 K 值 (K_{\min}) 条件下，最低裂纹速度。上式取决于表面弥散系数 D_s ，晶界弥散系数 D_b 和晶界厚度 b 。当 $K < K_{\min}$ 时，蠕变裂纹扩展将不发生。可以预言 K_{\min} 为^[90]

$$K_{\min} = 1.69 \sqrt{\frac{E(2 - \nu)}{1 - \nu} b} \quad (19)$$

式中， b 为晶界能。既然 $K < K_{\min}$ 时 $v \rightarrow 0$ ，所以对这样的裂纹生长机理可以预测其裂生长门檻值 $K_{th} (= K_{\min})$ 。后面将对生长门檻值问题进行更多的讨论。Chuang 的裂纹弥散生长模型所得到的裂纹生长指数 n 并不是常数，而是取决于 v/v_{\min} 。当 $v/v_{\min} = 1$ 时 $n =$ ，而当 $v/v_{\min} \rightarrow$ 时， $n = 12$ 。

续框图 D

Cao 等^[94]分析了通过裂纹生长过程区的原子传输造成的具有玻璃状流体的蠕变裂纹的直接生长情况(图 11 (b)), 概念上讲, 除了介质和质量传输动力学并没有什么不同. 这个裂纹生长机理同弥散机理并没有什么不同. 由于玻璃流体相具有较低的粘性, 它可以增加从裂纹表面到裂纹尖端传输原子的速率, 导致较高的裂纹扩展速率, 降低使用寿命并出现应力腐蚀现象. 对于这个裂纹生长过程所得到的 $v-K$ 关系为

$$K_{min} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{v}{v_{min}} \right)^{1/4} + \left(\frac{v}{v_{min}} \right)^{-1/4} \right] \quad (20)$$

式中,

$$v_{min} = \frac{0.22 E^3 / D_l C_0 \sin(\theta/2) l^2}{(1 - \nu^2) D_v b T} \quad (21)$$

$$K_{min} = \frac{E}{1 - \nu^2} \sin(\theta/2) \quad (22)$$

K_{min} 为临界应力强度水平, 低于它裂纹不扩展. 在方程 (21) 和 (22) 中, D_l 和 C_0 (译者注: 原为 D_0) 分别为液相中传输溶质的弥散系数和其平衡浓度, θ 为二面角.

对于沿晶界含有连续非晶相的材料, Thouless 和 Evans^[93]还提出了另一个裂纹直接生长机理. 如图 11 (c) 所示, 这个生长过程涉及裂纹尖端非晶相初始厚度 h_0 时的弯液面. 弯液面沿着晶界的传播导致裂纹生长, 并且在裂纹表面留下最终厚度为 h_c 的非晶相. 对于这一个特定机理所导出的 $v-K$ 关系为^[93]

$$v = \frac{KD_l}{Td^{3/2}(h_c/h_0 - 1)} \quad (23)$$

因为对包围和约束裂纹尖端的材料做了粘性蠕变假设, 所以方程 (23) 表示了 $v-K$ 之间的线性依赖关系.

为孔洞仍可以以球形的形式成核、生长、合并. 因此, 随着 K 值的减小, 可预料生长机理发生从直接弥散生长到损伤区生长的变化. 因为从裂纹状到球状孔洞生长的转换取决于微观结构, 因而, 正如 SiAlON 陶瓷中观察到的那样, 基于这些损伤过程 (或它们的变种) 的蠕变裂纹生长机理也对微观结构敏感.

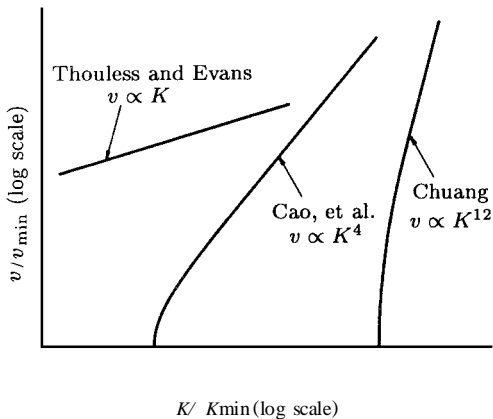


图 12 Chuang^[90], Cao 等^[94]和 Thouless 和 Evans^[93]的裂纹直接生长模型的 $v-K$ 关系比较

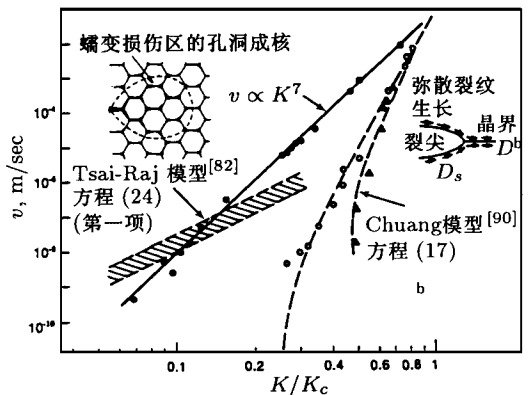


图 13 三种热压 SiAlON 陶瓷蠕变生长速率的实测值和计算值的比较^[84]

3.2.2 损伤积累引起的蠕变裂纹的非连续生长

如图 14 所示, 损伤区裂纹生长的基本机理包含在等待期间 t_w (period) 中裂尖前方的损

伤过程区的形成^[85]。在蠕变裂纹生长期间，相关的损伤过程包括裂尖前方的晶界孔洞的成核、生长和合并。合并起来的孔洞可能直接与主裂纹尖端相连，或者形成晶面微裂纹，这取决于孔洞化的晶界相对于主裂纹尖端的接近度。在这两种情况下，当主裂纹与合并了的孔洞或微裂纹连接时，裂纹扩展（ a ）断续地发生。这个间歇性来源于花费在引起损伤过程区断裂的等待时间。

从机理上讲，发生在蠕变裂纹前方的孔洞化过程与整体材料中观察到的类似。该过程包括根据弥散或粘性机理（这取决于是否含有晶界非晶相）沿着晶界的蠕变孔洞的成核、生长和合并^[102]。如框图 E 总结的那样，已经对涉及孔洞成核、生长和合并的损伤区裂纹生长机理的几种变化进行了观察与建模。

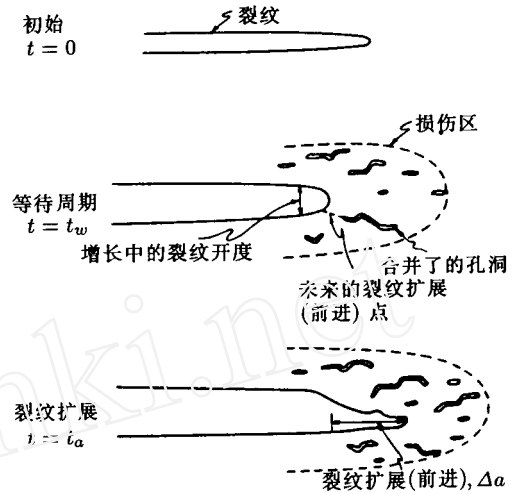


图 14 根据损伤区生长机理^[86]的裂纹扩展示意图

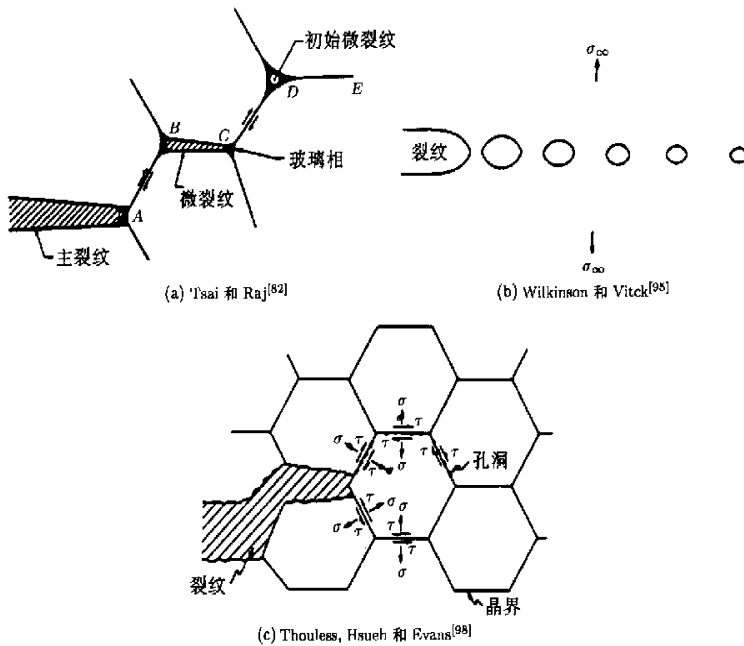


图 15 损伤区蠕变裂纹生长模型

对于含与不含晶界非晶相的陶瓷材料，提出了基于由三晶结合部（三晶点）孔洞成核引起的蠕变孔洞的早期模型^[8,82]（如图 15 (a)）。然后三晶点孔洞穿晶界生长，导致晶粒界面孔洞或微裂纹^[8,82,97]。这些模型的特殊例子是 Tsai 和 Raj 模型^[82]。最近的研究^[20~26,104]揭示三

晶点孔洞成核和生长过程的模型是过于简化了。在含或不含晶界玻璃相的许多陶瓷中，孔洞成核发生在双晶结合部^[20~26, 104]。这些孔洞常常具有相同的尺寸和间距^[20~22, 25, 26, 104]。一旦成核，孔洞可能生长，也可能不生长。在生长的情况下，孔洞由正常生长和交连过程形成合并；在不生长情况下，则由沿未孔洞化的晶界新的孔洞连续成核形成合并。基于裂纹尖端前方一排孔洞的生长和合并的损伤区生长模型包括 Wilkinson 和 Vitek 模型^[95]（如图 15 (b)），与 Raj 和 Baik^[96]，Thouless，Hsueh 和 Evans^[98]的模型（图 15 (c)）。框图 E 中对损伤区裂纹生长模型进行了概述，而相应的 $v - K$ 关系的比较示于图 16。

最近的工作^[105, 106]揭示承受远方拉伸载荷的铝硅酸镁（magnesium aluminosilicate, MAS）玻璃陶瓷（Corning 9606, Corning, Inc., Corning, NY）中蠕变裂纹生长期间两晶交界处上多孔洞机理起作用。与其它陶瓷（如热压氧化铝，氮化硅，SiAlON）类似，MAS 玻璃陶瓷的 $v - K$ 曲线也出现门槛值 K_{th} ，低于这个值蠕变裂纹不扩展；高于这个值，蠕变裂纹生长速率根据方程 (16) 随着 K 值增加而增加，式中，对于 750 °C， $\sigma_{\infty} = 5.3$ （见表 1）。在这种材料中，蠕变裂纹按照连续或间歇的方式生长；前者与裂纹长度随时间的连续增长有关，而后者，则与间歇止裂和等待周期有关，在等待周期中，近尖端区域的蠕变损伤积累优先于裂纹生长。与这个观察相一致，MAS 玻璃陶瓷中确认出两种不同类型的孔洞缺陷：(1) 严重孔洞化区内的小窝（图 17 (a)）；(2) 包含有排列成线的一排孔洞的微裂纹（图 17 (a), (b)）^[105]。在这两种情况下，位于小窝或微裂纹中的蠕变孔洞一般均具有接近相等的尺寸、间距和形状。在整个微观结构中，微裂纹和严重孔洞化区都不是均匀分布的。一个区域中出现了严重的孔洞化，而在其邻近区域中则没有发现孔洞，这是相当常见的现象。MAS 玻璃陶瓷中蠕变裂纹显示出的间歇性行为就是蠕变孔洞和微观裂纹不均匀分布的结果。当蠕变裂纹传播到严重孔洞化区时，裂纹扩展就变得比较容易和连续的。相反当裂纹扩展到非损伤区时，就要导致暂时的止裂直到蠕变孔洞能够成核、生长和合并。这样便导致了等待周期和裂纹不连续生长过程的出现。

MAS 玻璃陶瓷中蠕变裂纹显示出的间歇性行为就是蠕变孔洞和微观裂纹不均匀分布的结果。当蠕变裂纹传播到严重孔洞化区时，裂纹扩展就变得比较容易和连续的。相反当裂纹扩展到非损伤区时，就要导致暂时的止裂直到蠕变孔洞能够成核、生长和合并。这样便导致了等待周期和裂纹不连续生长过程的出现。

在孔洞化小窝内孔洞具有相近的尺寸、形状和间距，这暗示了在 MAS 玻璃陶瓷中蠕变孔洞化过程可能依据两个机理：其一是所有蠕变孔洞同时成核，然后以相等的速率生长，直至合并；第二个机理是这样孔洞化过程，这个过程包括孔洞的成核，由于周围未孔洞化区域的限制使它不能生长超过临界尺寸（人们认为这个机理似乎更合理）。在这种情况下，孔洞化由局部区域的孔洞的连续成核主导，直到孔洞足够接近导致合并，这造成了孔洞小

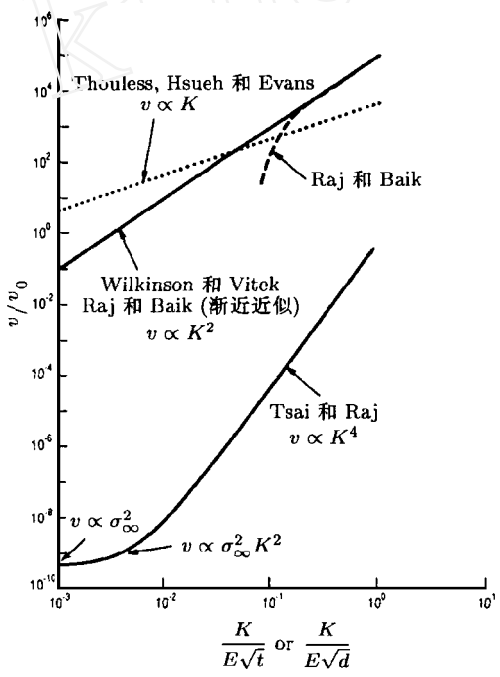


图 16 Tsai 和 Raj^[82]，Raj 和 Baik^[96]，Wilkinson 和 Vitek^[95]，以及 Thouless，Hsueh 和 Evans^[98]的损伤区裂纹生长模型的比较

窝. 孔洞成核又受到随机的晶界滑移和可以资用的潜在的成核点的控制^[69,102], 而这两个因素又受到晶界微观结构控制. 在 Lucalox 和 AD999 氧化铝^[20,21]中, 已经观察到了这样的孔洞化过程以及未生长超过临界尺寸的孔洞. 由于孔洞化过程的随机特性, 正如所观察到的那样, 它很可能导致孔洞窝和微裂纹的不均匀分布. 另一方面, 已有报道, 在象热压 SiAlON 和氮化硅陶瓷中孔洞主要在三晶点处玻璃态窝中成核^[83,84]. 于是, 跨过两晶界面的三晶点孔洞

框图 E 损伤区裂纹生长模型

Tsai 和 Raj (TR)^[82]的蠕变裂纹生长模型适合于三晶界点的孔洞成核及随后跨过含有非晶相的两晶结合部的三晶点孔洞生长, 以形成晶面微裂纹. 后来, 通过处理与裂纹共面位于裂尖前方的一组线性排列的微纹的生长 (图 15 (a)) 来对蠕变裂纹生长建模. 近裂尖处的应力场和晶界滑移有助于微裂纹的生长. 这种分析结果为

$$\frac{v_0, TR}{v_0} = \frac{0.04}{1} \left[\frac{K}{E\sqrt{d}} \right]^4 + \frac{0.26}{1} \left[\frac{K}{E\sqrt{d}} \right]^2 \text{其它} \frac{0.42}{E} \quad (24)$$

其中, 第一项与 K 控制的小规模蠕变和损伤的发展相对应; 后两项与大规模的损伤相对应. 蠕变裂纹生长速率取决于 K 水平和外场应力参数 v_0 是数值分析得到的常数^[12]. 在 (24) 式中

$$v_0, TR = \frac{3 \times 10^4 h_0^3 E}{d^2} \quad (25)$$

是参考裂纹速度. 这个模型的 $v-K$ 关系示于图 16.

许多蠕变裂纹生长模型均基于有限断裂过程是直接位于裂纹前方的一排孔洞的生长和连接, 如图 15 (b) 所示. Wil Kinson 和 Vitek (WV)^[95]最近总结了这些模型, 基于这个机理还提出了一个蠕变裂纹生长的一般理论 (如图 15 (b) 所示), 这个一般理论把先前的模型作为特殊情况包括在内. 在一般理论中与裂尖相距 $2ml$ 的第 m 个洞上的正应力 σ_n 为^[95]

$$\sigma_n = \left[\frac{A}{2ml} \right]^n \quad (26)$$

式中 A 是应力幅值参数, 它的值决于裂纹长度

和外加载荷, $2l$ 是孔洞平均间距. 局部正应力由与其相关的裂尖应力场决定, 并且假定它不受裂尖前方过程区中蠕变孔洞的干扰. 这个局部正应力被作为蠕变孔洞弥散生长的驱动力. 第 m 个孔洞的生长速度由下式控制^[95]:

$$v_m = \mathcal{Q}_1(R_m, l) (\sigma_n)^s \quad (27)$$

式中, R_m 是第 m 个孔洞的半长度, s 是个正常数, $\mathcal{Q}_1(R_m, l)$ 是孔洞尺寸、孔洞间距和其它一些材料参数 (如弥散性) 的函数. 对于线弹性或粘性材料中弥散控制的孔洞生长, 根据一般理论当孔洞总数为 M 时的 $v-K$ 关系为^[95]: 对于平衡形椭圆孔洞

$$v = KM^{1/2} l^{-3} \quad (28)$$

对于损伤过程区中的裂纹状孔洞

$$v = K^{1.5} M^{1/4} l^{-9/4} \quad (29)$$

在这两种情况下, 还是假设蠕变孔洞的成核与孔洞的生长是同时的. 假设当蠕变孔洞达到其临界尺寸 l_c 时, 近尖孔洞与主裂尖连接. 在将总孔洞数 M 与孔洞成核临界应力 σ_c 联系起来之后, 椭圆形孔洞 n_s 的 $v-K$ 关系为

$$\frac{v}{v_0, WV} = \frac{36 E \sigma_c}{g(\theta) \left[\frac{K}{E\sqrt{l}} \right]^2} \text{ 而是} (0)$$

并且

$$v_0, WV = \frac{8 E \sigma_c D_b}{T l^2} \quad (31)$$

v_0, WV 是参考速度, $g(\theta)$ 是二面角 θ 的函数, 图 16 中的实线是在 $\theta = 70^\circ$, $\sigma_c / E = 6.5 \times 10^{-5}$ 情况下根据 WV 模型所预言的 $v-K$ 关系.

续框图 E

Raj 和 Rai (RB)^[96]的蠕变裂纹生长模型考虑了由于裂尖前方蠕变孔洞存在所引起的应力松弛. 这样的模型导致一个生长门槛值 K_{th} (低于 K_{th} 蠕变裂纹停止生长) 的存在, 以及在 $K > K_{th}$ 时的 $v \sim K^2$ 的裂纹生长关系如图 16 虚线所示. 在高 K 水平下 RB 曲线的渐近线由下式给出^[96]

$$v_{0, RB} = 8.8 \times 10^4 \left(\frac{K}{E\sqrt{l}} \right)^2 \quad (32)$$

并且, 对于晶界弥散控制裂纹生长

$$v_{0, RB} = \frac{8 E D_b}{T l^2} \quad (33)$$

对于体积弥散控制裂纹生长

$$v_{0, RB} = \frac{8 E D_v}{T l^2} \quad (34)$$

因此, WV 模型和 RB 模型^[95, 96]在 $K > K_{th}$ 区域给出了等效的弥散控制裂纹生长的 $v \sim K$ 关系 (图 16).

Thouless, Hsueh 和 Evans (THE)^[98]分析了在粘弹性、单相材料训的蠕变裂纹生长. 损伤区由一排与裂纹共面, 埋入线性粘性基体中的孔洞化的晶粒组成 (图 15 (c)). 在这个模型中, 晶界孔洞的生长受粘性基体约束. 通过联

解孔洞生长率和裂尖应力场. 可以得到裂纹生长率. 对于大的损伤过程区, 这个模型给出 $v \sim K$ 之间的线性关系^[87, 88, 98, 103]

$$\frac{v}{v_{0, THB}} = \mathcal{Q}_2(h_0/h_c, d, A_{1,f}) f(z) \frac{K}{E\sqrt{d}} \quad (35)$$

其中

$$v_{0, THB} = \frac{Ed}{T} \quad (36)$$

式中, $\mathcal{Q}_2(h_0/h_c, d, A_{1,f})$ 是非晶界相初始、最终厚度 h_0, h_c , 晶粒尺寸 d , 以及孔洞合并处裂尖前方第一个晶粒的孔洞化面积 $A_{1,f}$ 的函数; $f(z)$ 是取决于过程区中孔洞化晶界数目 z 的函数.

Thouless 和 Evans (TE)^[93]还得到了含有晶界非晶相的陶瓷材料的蠕变裂纹生长的 $v \sim K$ 线性关系. 在约束和无约情况下, 研究了从单一晶界到多晶面范围的损伤区尺寸, 总的结果为^[87, 88, 93, 103]

$$\frac{v}{v_{0, TE}} = \mathcal{Q}_3(h_0/h_c, d) \frac{K}{E\sqrt{d}} \quad (37)$$

式中, $\mathcal{Q}_3(h_0/h_c, d)$ 是 h_0/h_c 和 d 的函数. $v_{0, TH}$ 也由 (23) 给出. 方程 (24) 亦可用框图 D 中方程 (23) 的形式表示.

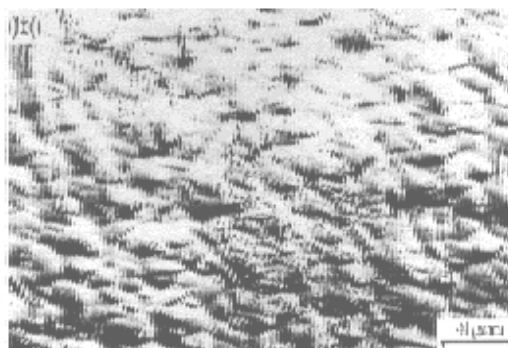
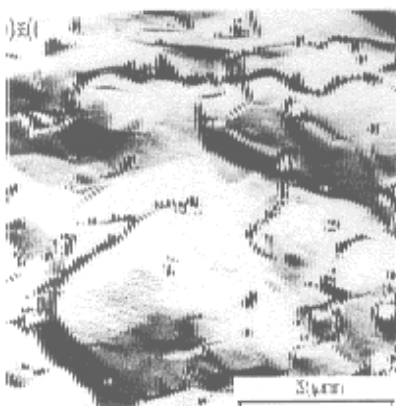


图 17 (a) 透射电镜复模的照片, 表示 MAS 玻璃陶瓷中蠕变裂纹生长期间所观测到的一排具有相等间距和尺寸孔洞^[105]; (b) 透射电镜复模照片, 表示被相对未孔洞化区包围的蠕变孔洞窝^[105]

的生长决定了这些孔洞化过程的动理学。这个孔洞化行为的差异可能与微观结构的差异有关。

蠕变裂纹尖端前方的蠕变损伤程度还随着微观结构而变化。在单相氧化铝^[86]中，蠕变裂纹通过前面小范围内晶界上孔洞的生长、合并而传播。相反，在具有三晶点玻璃态小窝的热压 SiAlON 陶瓷中，已经观察到大的过程区的存在^[84]。根据最近的关于孔洞和微裂纹密度的测量结果，在 MAS 玻璃陶瓷中观察到的近裂尖损伤区也相当大^[105,106]。

图 18 显示了 MAS 陶瓷中蠕变裂纹生长期间大的损伤过程区的存在。示于图 18 的结果包括孔洞化区的面积比 $A_{CR}(r)$ ；单个孔洞化区域中的孔洞密度 $D_{CR}(r)$ 和平均孔洞密度 $D(r)$ 。 $A_{CR}(r)$ 、 $D(r)$ 均随着离开裂尖的距离 r 增加而减小。另一方面， $D_{CR}(r)$ 对 r 的依赖性却不明显。对于这种情况， $D_{CR}(r)$ 与 r 也相对独立；而在另一些条件下， $D_{CR}(r)$ 却适度地依赖于 r 。局部孔洞密度由下式确定^[106]

$$D(r) = A_{CR}(r) D_{CR}(r) \tag{38}$$

式中， $A_{CR}(r)$ 是在距裂尖为 r 的取样面积内量取，而 $D_{CR}(r)$ 则在单个孔洞化区域中量取。裂尖前方扩大的损伤过程区的形成提出了一些与陶瓷材料（一般说来）和 MAS 玻璃陶瓷材料（特别说来）的蠕变裂纹生长动理学相关的问题。这些问题包括：(1) 裂纹生长门槛值的起因；(2) 与蠕变裂纹生长相关的准则；(3) 裂纹尾迹区中微裂纹的愈合；(4) 裂纹生长的驱动力。这些内容放在后续几节中讨论。

3.3 蠕变裂纹生长门槛值的起因

已经报道了氧化铝^[86]，碳化硅^[77]，氮化硅^[107]，SiAlON^[83,84] 和 MAS 玻璃陶瓷^[89,105,106] 的蠕变裂纹生长门槛值。在所有情况下，对源于大的预存在缺陷（如疲劳预制裂纹，压痕诱导裂纹）的蠕变裂纹均已观察到它们的生长门槛值。人们提出的解释这些陶瓷中生长门槛值存在的可能机理随着蠕变裂纹的生长机理变化而变化。如先前所讨论的，Chuang 提出的裂纹弥散生长的模型预言了生长门槛值的存在^[90]。Chuang 的分析指出弥散过程中释放的能量大部分来自于正应力在打开晶界以容纳弥散来的材料的过程中所做的功。这个过程所需的最小功便导致了 K 的门槛值 K_{th} 的存在。低于 K_{th} 则裂纹状孔洞的弥散生长不可能发生。在 SiAlON 陶瓷中观察到的门槛值已被归因于弥散生长机理。

对于包含过程区的蠕变裂纹生长，Chuang^[90] 描述的弥散生长的门槛值是不适用的。不是裂纹状孔洞的生长，而是裂尖前方过程区内蠕变损伤的发展，即蠕变孔洞的成核是导致出现生长门槛值的控制过程。在单相氧化铝中，观察到明显生长门槛值与损伤区和裂尖钝化的同时存在^[86]。与 MAS 玻璃陶瓷类似，在这个特别的材料中的裂纹扩展是间歇的。在损伤水平（损伤是由单个的和合并了的孔洞所组成）达到临界水平之前，蠕变裂纹将保持稳定和钝

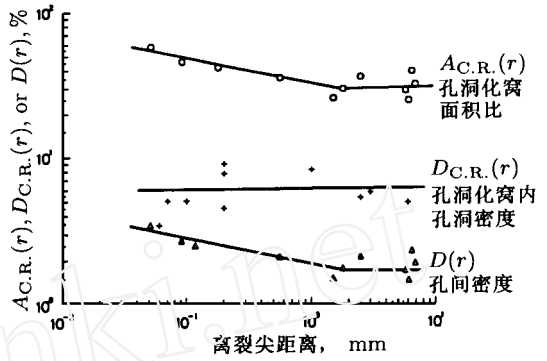


图 18 $K = 0.95 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$, $T = 750 \text{ }^\circ\text{C}$ 时 MAS 玻璃陶瓷中蠕变裂纹的 $A_{CR}(r)$ 、 $D_{CR}(r)$ 和 $D(r)$ 分布^[106]

化. 当 K 低于某个水平时, 将由于裂尖锐化使蠕变裂纹止裂. 这个 K 值水平被称为钝化门槛值^[86]. 在 K 值低于钝化门槛值时, 氧化铝中的损伤从(裂纹)前方向侧面转移. 蠕变损伤继续在裂纹尖端前方区域中积累, 这导致了损伤诱导微裂纹并合并成孔洞^[86], 它们最终与主裂纹相连导致最终失效. 因此, 钝化门槛值是一个表观值, 不能把它看成是蠕变裂纹不能生长, 不发生失效的 K 的门槛值.

Chan 和 Page^[106]最近通过一系列蠕变裂纹生长实验检查了 MAS 玻璃陶瓷中导致出现生长门槛值的裂尖锐化和损伤积累共存过程; 在这些实验中测量了近尖端的裂纹张开位移和损伤特性参数. 在 775 °C 时测得 MAS 玻璃陶瓷的 $K_{th} \approx 0.6 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ ($\pm 0.03 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$). 在 $K = 0.59 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ 时, MAS 玻璃陶瓷蠕变裂纹近尖端区域中发生了严重的孔洞化, 但不含有明显的微裂纹, 如图 19 (a) 所示. 然而, 在 $K = 0.5 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ 的后续蠕变中这些近

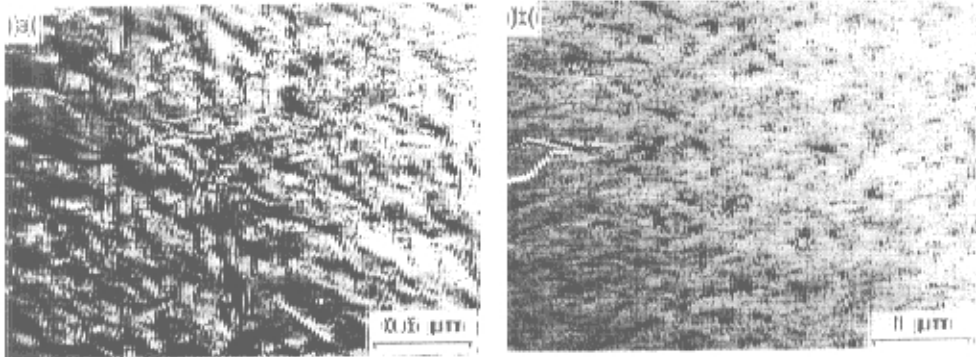


图 19 在 K 值低于、高于生长门槛值时, 耐高温玻璃陶瓷中近裂尖孔洞化过程的比较^[106]:
(a) $K \geq K_{th}$ 时, 蠕变孔洞的形成 (b) $K < K_{th}$ 时, 蠕变孔洞因闭合而消除

尖端蠕变孔洞闭合了. 图 19 (b) 示出了 $K = 0.5 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ 时蠕变裂纹近尖端区域, 它表明所有先前观察到的近尖端的孔洞均已消失. 这个观察结果说明了玻璃陶瓷的生长门槛值源于蠕变孔洞的闭合和从开裂的试样中, 包括裂尖区域, 消除蠕变损伤. 这个观察结果与预测的裂尖应力松弛和孔洞闭合将导致裂纹生长速度急剧下降并形成门槛值(低于这个门槛值将不发生孔洞成核和蠕变裂纹生长)的先前模型^[108]一致.

生长门槛值(低于这个值持续载荷作用下的裂纹将不传播, 即静态疲劳极限)的其他可能机理包括对化学键破坏和化学腐蚀的抵抗力. Chuang^[109]综述了这些机理并与弥散门槛值机理作了比较, 这些机理一般导致低的 K_{th} 值. 化学键破坏机理只有当弥散、钝化、孔洞成核机理不存在时才是重要的. 上述三个机理中, 任何一个起作用时均将导出较高的 K_{th} 值, 因为外载荷要在裂尖附近花费额外的能量. 应力腐蚀门槛值的存在只有陶瓷在高温下应用时才是重要的, 正如 Cao 等指出的那样^[94], 但是这个问题超出了本文的范围.

3.4 蠕变裂纹生长准则

在裂纹弥散生长中, 裂纹扩展是因从裂纹表面到晶界的质量传输所致. 这个质量传输是由裂尖应力场驱动, 通过表面和晶界弥散耦合机理完成的. 失效过程既不需要达到临界损伤水平, 也不是由裂纹生长准则控制的. 相反, 在许多陶瓷中由于蠕变裂纹生长的间歇性, 裂纹尖端前方过程区中损伤积累引起的蠕变裂纹的生长可能受临界损伤准则控制.

关于蠕变裂纹生长的一个贴切的问题是建立控制微裂纹或蠕变孔洞与主裂纹的连结（这将导致裂纹增长扩展）的合适的准则。已提出几个裂纹生长准则并用于建立 $v - K$ 关系。它们包括基于近裂尖临界应变值^[116]，裂尖张开位移^[96]，临界孔洞长度^[95]以及其它蠕变损伤测量（如微裂纹密度^[105,106]，孔洞密度^[105,106]）基础上的准则。

最近，Chan 和 Page^[105,106]对损伤区裂纹扩展相关的准则有了较深的理解。对于 MAS 玻璃陶瓷，他们定量地表征了 K 值高于、低于生长门槛值情况下近裂尖区蠕变应变和孔洞化损伤的分布。近裂尖累积蠕变的测量是用基于机械观察的立体映象技术得到的（machine - vision - based stereomagingtechnique）^[111,112]。图 20 是关于非生长和生长蠕变裂纹应变测量的比较的一些例子。图 20 表明，在蠕变 230、min 以后稳态裂纹的累积有效蠕变应变 ϵ_{eff} 约为 0.8% ($\epsilon_{eff} = \frac{2}{3} \epsilon_{ij} \epsilon_{ij}$ ， ϵ_{ij} 是蠕变应变张量)。在 $t = 230\text{min}$ 观察到的应变的不寻常的分布是由于近尖端区非均匀孔洞化引起的，高的应变与严重的孔洞化区相对应。蠕变应变随着时间逐渐增加。蠕变 375min 后，裂纹开始传播，此时的裂纹尖端区域的累积蠕变应变近似达到 2%。这些结果表明，MAS 玻璃陶瓷中的蠕变裂纹生长遵循临界累积应变准则。接着指出这个临界值与 K 值水平和蠕变时间无关^[105]。

此外，在 K 值低于 K_{th} 条件下测量 MAS 玻璃陶瓷中蠕变裂纹的近尖端应变结果表明：由于裂尖锐化，蠕变应变不停地积累，甚至在裂纹传播停止后亦是如此。这些结果清楚地表明蠕变裂纹近裂尖蠕变应变的积累并不是蠕变裂纹生长的充分条件。否则，在 $K \leq K_{th}$ 条件下，当蠕变应变和裂纹张开位移不断地积累时，不引起裂纹扩展的钝化门槛值就不应当存在。因此，损伤区生长的陶瓷中，蠕变裂纹生长的更合适的失效准则可能是基于孔洞或微裂纹密度临界值的准则。人们还研究了在几种 K 值水平下，作为离裂尖距离的函数的微裂纹密度的空间分布^[106]。在 $K > K_{th}$ 条件下，微观裂纹高度集中在裂尖前方，蠕变裂纹的生长速率比较快。在 $K \leq K_{th}$ 条件下，蠕变裂纹以有限的生长速度传播，即使这样，在试样表面上没有任何明显的微观裂纹。这些结果的含意是 MAS 玻璃陶瓷中蠕变裂纹生长可能并不是由是否在近裂尖处达到临界微裂纹密度来控制，因为在主裂尖附近不存在微观裂纹的情况下，蠕变裂纹还能扩展。

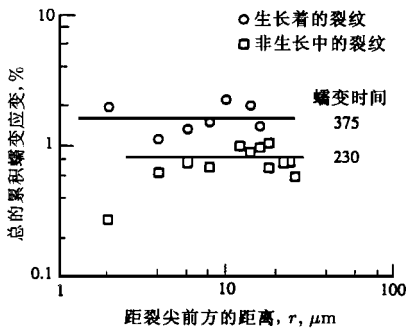


图 20 $K = 0.95 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$, $T = 750^\circ\text{C}$ 传播和非传播条件下蠕变裂纹的总累积蠕变应变的比较。立体映象应变测量的最大误差小于 $\pm 0.2\%$ ^[105]

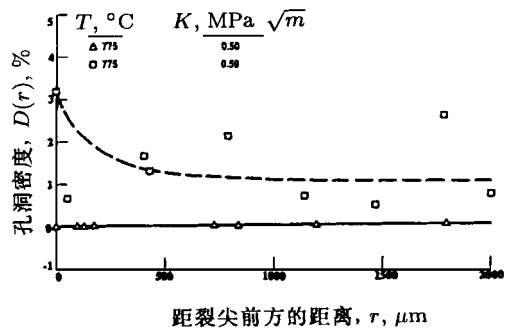


图 21 $K = 0.59 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ ($= K_{th}$) 和 $K = 0.50 < K_{th}$ 情况下 MAS 玻璃陶瓷中孔洞密度分布的比较^[106]

在 $750\text{ }^{\circ}\text{C} \sim 775\text{ }^{\circ}\text{C}$ 范围内, 三种不同 K 值水平下 MAS 玻璃陶瓷的 $D(r)$ 的定量测量值示于图 21^[106]. 在 $K = 0.95\text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ 和 $K = 0.59\text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ 下, $D(r)$ 随离裂尖距离增加而减小; 在 $K = 0.5\text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ 时的实验结果 (用在 $0.59\text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ 时事先孔洞化过的试件得到) 指出所有预先存在的蠕变孔洞全部闭合. 这暗示这种材料中的生长阈值来源于由蠕变孔洞的闭合导致的蠕变损伤的消除, 即前面提的“固结”或闭合阈值. 近尖端的蠕变应变和孔洞分布的比较表明: 在高蠕变应变区和高孔洞密度区之间几乎存在一一对应的关系. 这个发现指出: 蠕变孔洞化促进了近尖端的蠕变应变. 用在 $K = 0.59\text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ 下得到的同样试件在 TEM (透射电镜) 下进行详尽的观察, 发现蠕变损伤仅以蠕变孔洞的形式出现, 而在试样表面没有观察到任何明显的微裂纹. 既然蠕变裂纹是在 $K = 0.59\text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ 下生长的, 这个观察暗示蠕变裂纹生长可能受临界孔洞密度控制^[106].

3.5 裂纹尾迹区微裂纹的愈合

在 $0 < K < K_{th}$ 情况下, 对孔洞闭合的观察引出了一些有趣的问题, 这包括位于蠕变裂纹尾迹区的微裂纹愈合的可能性. 因为微裂纹的局部应力强度因子随着与主裂纹尖端距离的增加而减小^[113], 当蠕变裂纹传播时, 位于主裂纹后方的微观裂纹应经历一个局部应力强度因子减小的过程. 当主裂纹尾迹区微裂纹的局部 K 值降低到低于 K_{th} 时, 由蠕变孔洞的合并形成的蠕变孔洞和微裂纹如果不是全部的话, 起码应当部分愈合.

Chan 和 Page^[106]最近研究了 MAS 玻璃陶瓷中位于主裂纹尖端后边微裂纹的愈合问题. 如图 22 所示, 蠕变裂纹在生长期间就呈现出活性和惰性两个分支. 连续钝化的主裂纹的活性分支呈现张开位移和向前传播, 而其惰性分支表现为裂纹表面紧紧地闭合. 呈现一个愈合的表观. 在人们感兴趣的期间内, 发现惰性分支的裂纹张开位移和近尖端蠕变应变均为负值, 这说明惰性微裂纹确实愈合了. 此外, 位于主裂纹后方的一些微观裂纹已部分地或全部地愈合. 经定量测量尾迹区中的微裂纹密度也表明, 随着离裂纹尖端的距离增加, 微裂纹密度减小, 而不是保持裂纹尖端的附近区域中的常数^[105,106]. 尾迹区微裂纹密度的这个特殊的分布图是与随着主裂纹离开微裂纹向前方传播, 导致微裂纹的 K 值降至低于 K_{th} 时微裂纹便愈合的观点是一致的.

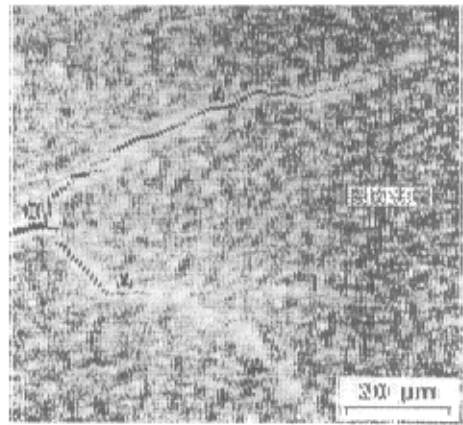


图 22 主裂纹近尖端区的活性 (A) 和惰性 (I) 裂纹^[106]

3.6 蠕变裂纹生长的驱动力

裂纹尖端前方连续介质应力场通常被看作为有缺陷的陶瓷中晶界孔洞化和蠕变裂纹生长的驱动力. 一些不同的断裂力学参数已被用来描述裂尖连续介质应力场以及相关的蠕变裂纹生长速率. 这些参数包括: (1) 为处理小范围蠕变, 表征弹性裂纹应力场的应力强度因子 K ^[90~98; 114~120]; (2) 为处理稳态裂纹生长, 用与时间无关的环路积分参数 C^* ^[95,121~125]; (3) 为处理蠕变裂纹的暂态生长, 用与时间相关的环路积分 $C(t)$ ^[126,127]. 通常假设一个小的蠕变过程区, 并认为晶界孔洞并不明显改变裂尖连续介质应力场. 早期的蠕变裂纹生长

模型一般建立在 K 控制的基础上^[95,114~120]. 后来, 由于蠕变松弛, 孔洞和裂纹生长的对抗效应, 略去裂尖应力随时间的变化, 建立了 C^* 控制的蠕变裂纹生长模型^[91,121~125]. 最近的模型已考虑蠕变裂纹生长中应力随时间的变化, 把 $C(t)$ 积分看作为裂纹生长的驱动力参数^[126,127]. 在小范围蠕变条件下, 在外加载荷作用一个短时间之后, 稳态裂纹前方近裂尖暂态应力场 $\dot{\sigma}_{ij}$, 应变率场 $\dot{\epsilon}_{ij}$ 可用 Riedel 和 Rice (RR) 场^[128]来描述, 即

$$\dot{\sigma}_{ij} = \left[\frac{C(t)}{BI_n r} \right]^{1/(n+1)} \tilde{\sigma}_{ij}(\theta, n) \quad \text{乎存} \quad (39)$$

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \left[\frac{C(t)}{BI_n r} \right]^{n/(n+1)} \tilde{\epsilon}_{ij}(\theta, n) \quad \text{察到} \quad (40)$$

以及第 i 型 ($i = \text{I, II, III}$) 开裂裂尖张开速率 \dot{u}_i 为

$$\dot{u}_i = 2B \left[\frac{C(t)}{BI_n} \right]^{n/(n+1)} r^{1/(n+1)} \tilde{u}_i(\theta, n) \quad \text{蠕变} \quad (41)$$

式中 I_n 是取决于蠕变指数 n 的无量纲常数, r 和 θ 分别是裂尖测得的径向距离和角度, $\tilde{\sigma}_{ij}(\theta, n)$ 和 $\tilde{\epsilon}_{ij}(\theta, n)$ 是归一化函数; B, n 是单轴载荷下关于蠕变应变率 $\dot{\epsilon}$ 本构方程

$$\dot{\epsilon} = \frac{\sigma}{E} + B \sigma^n \quad (42)$$

中的材料常数. 标征 RR 场中应力和应变率幅值的, 依赖于时间的积分 $C(t)$ 由下式给出^[128]

$$C(t) = \left[\frac{n}{n+1} \int_{\Gamma} \dot{\sigma}_{ij} n_j \dot{u}_{i,1} ds \right]^{n+1} \quad \text{不是} \quad \text{尖端} \quad \text{纹} \quad (43)$$

式中 Γ 是一条围绕裂尖逆时针的, 趋于零的小回路; n_1 是指向裂尖前方, 垂直 Γ 沿 x_1 方向的单位外法线; ds 是沿 Γ 的弧长; $\dot{u}_{i,1}$ 是 x_1 方向上的位移梯度对时间的变化率. 对于小范围蠕变, 近裂尖 RR 场被 K 场所包围. 沿近裂尖路径和远方的路径应用方程 (43) 得到短时间蠕变的 $C(t)$ 为^[128]

$$C(t) = \frac{(1 - \nu^2) K^2}{(n+1) E t} \quad (44)$$

并且, 稳态蠕变时的 $C(t) = C^*$.

在稳态阶段计算生长中的蠕变裂纹的裂尖应力应变场的结果与静止裂纹的计算结果明显不同. 先前, Hui 和 Riedel^[129] (HR) 指出, $n < 3$ 材料中的蠕变裂纹近裂尖行为由导致无约束蠕变区 (区中扩展速率随时间增加) 的弹性奇异性决定. 其结果是, 在这些材料中的蠕变裂纹生长不可能达到稳态条件. 另一方面, 在 $n > 3$ 的材料中稳态生长蠕变裂纹的近尖端 HR 应力应变场为^[129,130]

$$\dot{\sigma}_{ij} = \left[\frac{\nu}{EB r} \right]^{1/(n-1)} \tilde{\sigma}_{ij}(\theta, n) \quad \text{孔洞} \quad (45)$$

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{\nu}{E} \left[\frac{\nu}{EB r} \right]^{1/(n-1)} \tilde{\epsilon}_{ij}(\theta, n) \quad (46)$$

式中, ν 是取决于 n 的常数.

当含裂纹的陶瓷受拉伸载荷作用时，裂尖的初始场应当是 K 场。随着近尖端的蠕变的发生，近尖端的弹性应力集中被蠕变、晶界滑移和孔洞所松弛。如果孔洞量小，在短时间蠕变中近尖端是 RR 场^[126,127]。对于 $n > 3$ 的材料，当稳态速度达到后，在裂尖附近， HR 场占主要地位。图 23^[131] 示意地给出呈嵌套状的 HR 、 RR 和 K 场的蠕变裂纹尖端应力分布。

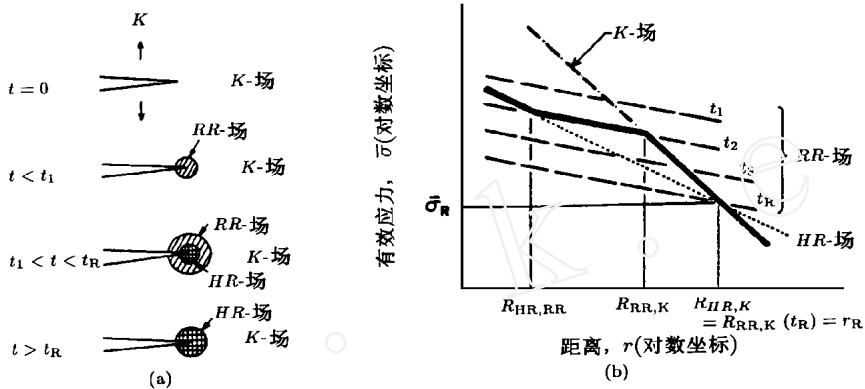


图 23 裂纹从静态位置 ($t = t_1$) 开始生长的小规模蠕变的裂尖端示意图 (a) 弹性 (K)，Riedel - Rice (RR)，Hui - Riedel (HR) 场随时间的演化 (b) 双对数坐标下，根据暂态裂纹生长条件下裂尖奇异应力场的沿革 (machining) 的有效应力对裂纹前方距离的关系图^[126,131]

HR 和 RR 场之间的边界是 $R_{HR,RR}$ ， RR 场和 K 场之间的边界是 $R_{RR,K}$ 。在 t_2 时刻，在 $r < R_{HR,RR}$ 范围中， HR 场占主导地位； $r > R_{RR,K}$ 区域中 K 场为主导。这些区域的尺寸随着时间、远场 K 值和裂纹速度而变化。特别地， RR 场的尺寸随时间减小， $t = t_R$ 时消失，这时的 HR 和 K 场相遇在 $r = R_{HR,K}$ 。

对于静止裂纹，在短时间 (图 23, $t = t_1$) 可预期 RR 场起主导作用。最近对玻璃陶瓷的裂尖测量结果揭示^[89]，对于短蠕变时间，裂纹少量扩展情况下，裂尖应变率和裂纹面张开速率确实呈现 RR 形分布，正如图 24^[106] 所示的裂尖有效蠕变应变率分布情况。然而，测量到的蠕变应变率比根据 RR 场计算的结果大得多^[128]。在裂尖后方给定距离 r 处有效裂纹张开速率 \dot{v}_{eff} 依照 RR 理论所描述的方式随蠕变时间增加而减小，最后达到稳态值^[89]。还观察到裂纹张开位移速率对 r 的相关性有系统性的变化。在稳态情况下， \dot{v}_{eff} 是一个与 r 无关的常数。

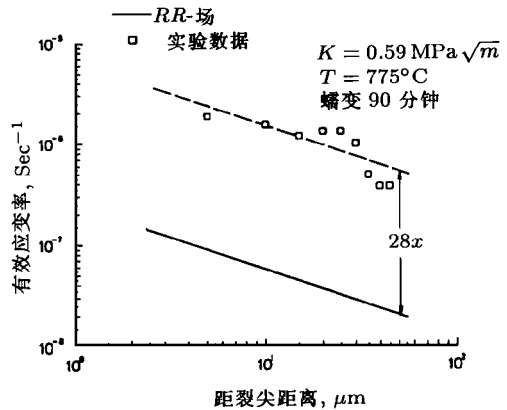


图 24 RR 场裂尖有效应变率观测值与计算值的比较 (它说明实验值是理论值的 28 倍，这个差异是由于蠕变裂纹前方微裂纹的存在引起的^[106])

近裂尖处张开行为的这一变化伴随着裂尖前方局部剪切区的发展，如图 25 所示^[89]。在这局部剪切区内的有效蠕变应变率近似为常数与 r 无关。随着蠕变时间的增加，蠕变损伤在局部剪切区内积累，并且循着剪切区的路径出现了蠕变裂纹的生长，这便导致了曲折的裂

当含裂纹的陶瓷受拉伸载荷作用时，裂尖的初始场应当是 K 场。随着近尖端的蠕变的发生，近尖端的弹性应力集中被蠕变、晶界滑移和孔洞所松弛。如果孔洞量小，在短时间蠕变中近尖端是 RR 场^[126,127]。对于 $n > 3$ 的材料，当稳态速度达到后，在裂尖附近， HR 场占主要地位。图 23^[131] 示意地给出呈嵌套状的 HR 、 RR 和 K 场的蠕变裂纹尖端应力分布。

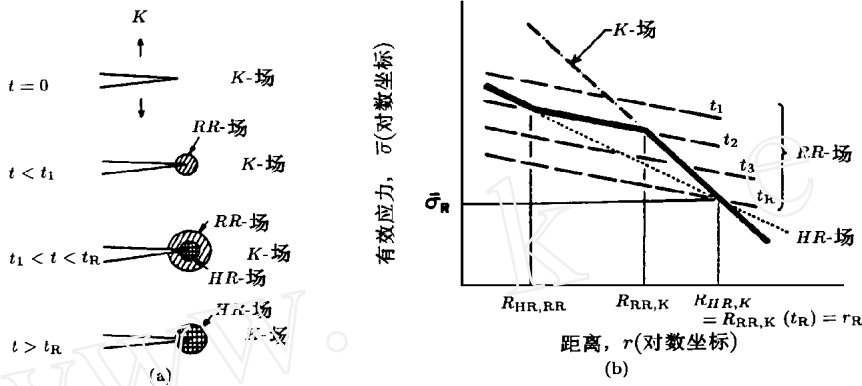


图 23 裂纹从静态位置 ($t = t_1$) 开始生长的小规模蠕变的裂尖场示意图 (a) 弹性 (K)，Riedel - Rice (RR)，Hui - Riedel (HR) 场随时间的演化 (b) 双对数坐标下，根据暂态裂纹生长条件下裂尖奇异应力场的沿革 (machining) 的有效应力对裂纹前方距离的关系图^[126,131]

HR 和 RR 场之间的边界是 $R_{HR,RR}$ ， RR 场和 K 场之间的边界是 $R_{RR,K}$ 。在 t_2 时刻，在 $r < R_{HR,RR}$ 范围中， HR 场占主导地位； $r > R_{RR,K}$ 区域中 K 场为主导。这些区域的尺寸随着时间、远场 K 值和裂纹速度而变化。特别地， RR 场的尺寸随时间减小， $t = t_R$ 时消失，这时的 HR 和 K 场相遇在 $r = R_{HR,K}$ 。

对于静止裂纹，在短时间 (图 23, $t = t_1$) 可预期 RR 场起主导作用。最近对玻璃陶瓷的裂尖测量结果揭示^[89]，对于短蠕变时间，裂纹少量扩展情况下，裂尖应变率和裂纹面张开速率确实呈现 RR 形分布，正如图 24^[106] 所示的裂尖有效蠕变应变率分布情况。然而，测量到的蠕变应变率比根据 RR 场计算的结果大得多^[128]。在裂尖后方给定距离 r 处有效裂纹张开速率 \dot{v}_{eff} 依照 RR 理论所描述的方式随蠕变时间增加而减小，最后达到稳态值^[89]。还观察到裂纹张开位移速率对 r 的相关性有系统性的变化。在稳态情况下， \dot{v}_{eff} 是一个与 r 无关的常数。

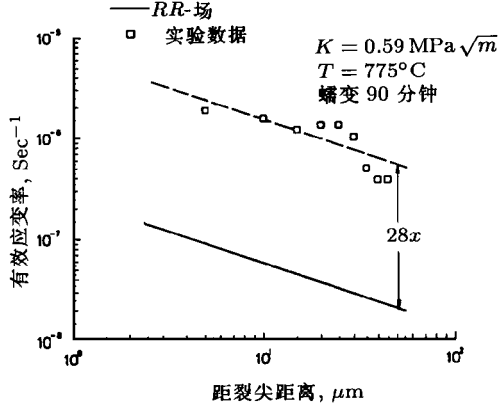


图 24 RR 场裂尖有效应变率观测值与计算值的比较 (它说明实验值是理论值的 28 倍，这个差异是由于蠕变裂纹前方微裂纹的存在引起的^[106])

近裂尖处张开行为的这一变化伴随着裂尖前方局部剪切区的发展，如图 25 所示^[89]。在这局部剪切区内的有效蠕变应变率近似为常数与 r 无关。随着蠕变时间的增加，蠕变损伤在局部剪切区内积累，并且循着剪切区的路径出现了蠕变裂纹的生长，这便导致了曲折的裂