

## 金属玻璃的断裂机理与其断裂韧度的关系\*

吴飞飞<sup>1)</sup> 余鹏<sup>1)†</sup> 卞西磊<sup>2)</sup> 谭军<sup>2)</sup> 王建国<sup>2)</sup> 王刚<sup>2)</sup>

1)(光电工程材料重庆市重点实验室, 重庆师范大学物理与电子工程学院, 重庆 401331)

2)(上海大学微结构重点实验室, 上海 200444)

(2013年9月7日收到; 2013年11月12日收到修改稿)

本文选取了三种不同断裂韧度值的金属玻璃  $Zr_{41.25}Ti_{13.75}Ni_{10}Cu_{12.5}Be_{22.5}$ ,  $Ce_{68}Al_{10}Cu_{20}Co_2$  和  $Fe_{41}Co_7Cr_{15}Mo_{14}Y_2C_{15}B_6$ , 通过压缩实验测量了它们的应力-应变关系; 样品断裂以后观察了其断口形貌, 发现这三种金属玻璃具有不同的断裂模式. 经过对这三种金属玻璃做缺口三点弯曲实验, 利用数字散斑技术研究了缺口前端应变集中方向弹性应变场的演化过程. 根据金属玻璃的屈服准则, 阐述了不同断裂韧度值的金属玻璃的断裂机理.

关键词: 金属玻璃, 断裂韧度, 断裂机理

PACS: 81.05.Kf, 61.43.Dq, 62.20.mm

DOI: 10.7498/aps.63.058101

## 1 引言

金属玻璃具有很高的强度和硬度, 优异的耐腐蚀性和耐磨性, 这使其在结构材料领域具有极大的应用潜力<sup>[1-5]</sup>. 然而, 金属玻璃由于其无序的原子结构, 缺乏在晶体材料塑性变形过程中起着关键作用的晶体缺陷(如位错、晶界等)<sup>[5]</sup>, 前期的研究表明, 金属玻璃的塑性变形主要通过剪切转变区的形成与开动来传递. 当外力超过某一临界值时, 局域原子将重新排列<sup>[6,7]</sup>, 形成剪切转变区, 剪切转变区进一步聚集将形成剪切带, 使金属玻璃的塑性变形局域于剪切带中<sup>[8]</sup>. 这一局域化的空间尺寸仅约为 10 nm, 即剪切带的厚度<sup>[5]</sup>. 因此, 在单轴拉伸实验中金属玻璃几乎没有塑性变形能力; 而在限制性条件下, 如压缩和纳米压入等测试中, 塑性变形能力也是非常有限的(塑性应变  $\epsilon_p < 2\%$ ). 这严重限制了金属玻璃在工程实践中的应用. 因此, 对金属玻璃的断裂机理, 特别是对剪切带萌生、扩展, 微裂纹

的诱发, 以及由此导致材料失效进行研究是非常必要的.

不同体系的金属玻璃其断裂韧度通常是不一样的<sup>[9,10]</sup>. 如锆基、铜基金属玻璃, 其断裂韧度高达  $\sim 40 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$ ; 而镁基、铁基和稀土基金属玻璃, 其断裂韧度只有  $\sim 2 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$ <sup>[11,12]</sup>. 但是, 研究发现即使在极脆的镁基金属玻璃的断面上依然能够发现尺寸约为 100 nm 的韧窝<sup>[13]</sup>. 这说明金属玻璃裂纹尖端的塑性变形是非常普遍的. 断裂韧度衡量的是材料中裂纹失稳扩展瞬间其尖端应力场强度因子临界值的大小, 显然这一临界值与材料的屈服是紧密联系的. 然而, 这些具有不同断裂韧度的金属玻璃的断裂机理目前尚不清楚, 它们之间的异同也没有被系统地研究过. 为此, 我们选取了  $Zr_{41.25}Ti_{13.75}Ni_{10}Cu_{12.5}Be_{22.5}$ ,  $Ce_{68}Al_{10}Cu_{20}Co_2$  和  $Fe_{41}Co_7Cr_{15}Mo_{14}Y_2C_{15}B_6(\text{at.}\%)$  三种具有不同断裂韧度值的金属玻璃作为研究对象, 通过压缩实验、断口观察和数字散斑相关方法来研究其断裂行为, 揭示其断裂机理与断裂韧度的内在联系.

\* 国家自然科学基金(批准号: 51271210, 51101178)、重庆市基础与前沿研究计划杰青项目(批准号: cstc2013jcyjqq50002)和重庆市教委自然科学基金(批准号: KJ120610)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: pengyu@cqu.edu.cn

## 2 实验方法

母合金锭是在高纯氩气保护下由电弧熔炼制备, 然后将其多次重熔后吸入铜质模具, 进而制备出棒状(直径3 mm, 长度70 mm)和平板状(3 mm × 30 mm × 70 mm)的样品. 铸态样品的相结构通过X射线衍射(XRD)进行了表征. 从棒状样品上切割下长径比为2:1的压缩样品, 两端抛光后在Instron5500R机器上进行压缩断裂测试. 样品的断面形貌通过JSM-6335F场发射扫描电子显微镜观察, 铁基金属玻璃的剪切模量通过超声回波法测量得到. 应变场随载荷增加而产生的演化将通过数字散斑相关方法(DSCM)来进行原位观察. DSCM是一种非接触式的光学测量方法, 通过捕获变形前后的数字图像来测量全场的位移<sup>[14]</sup>, 进而获取弹性应变场的演化过程. 数字散斑的实验装置如图1所示. 缺口三点弯金属玻璃样品的几何尺寸示于图1(a). 缺口由线切割引入, 深度为400 μm, 缺口前端半径约为200 μm. 压头和支点是钴基碳化钨硬质合金所制的三角棱柱, 长度为20 mm, 高度为10 mm, 压头的角度是60°, 尖端半径约为100 μm, 支点间距为8 mm. 实验前, 样品表面首先通过喷涂涂料形成散斑, 接着在加载过程中通过两个

白光光纤光源进行照明. 缺口前端的涂层表面显示在图1(b). CCD摄像头距涂层表面距离约25 mm, 压头移动速率为1 μm/s. 在压头向下移动的过程中, 矩形样品发生弯曲, 进而在缺口前端产生弹性应变集中. 在加载过程中, CCD相机连续记录下的图像达到了768×576 pixel, 长度和像素之比大约6.5 μm/pixel, 连续图像采集频率为4 Hz. 所采集图像位于缺口上方, 图像尺寸为243×156 pixel (1.6 mm × 1.0 mm), 如图1(b)中的白色方框所示. 在加载之前获取的图像为参考值, 后续散斑的测量值由所采集图片通过牛顿-拉夫逊迭代方法进行计算. 该方法能够提供的位移分辨率为0.01 pixel, 从而确定了不同载荷下应变分布的等值线<sup>[15]</sup>.

对于锆基和铈基金属玻璃的断裂韧度值已有报道<sup>[16,17]</sup>. 而对于Fe<sub>41</sub>Co<sub>7</sub>Cr<sub>15</sub>Mo<sub>14</sub>Y<sub>2</sub>C<sub>15</sub>B<sub>6</sub>, 则通过三点弯曲实验, 基于应力强度因子的计算公式 $K_C = \sigma_a \sqrt{\pi a} F(a/b)$  ( $\sigma_a$ 为最大加载应力;  $a$ 为预制裂纹深度;  $b$ 为样品高度;  $F(a/b) = 1.09 - 1.74(a/b) + 8.2(a/b)^2 - 14.18(a/b)^4$ ) 计算得到其断裂韧度值<sup>[18]</sup>. 在本研究中, 铁基非晶合金的 $\sigma_a$ 值为 $2800 \pm 62$  MPa,  $a$ 为 $0.4 \pm 0.05$  mm,  $b$ 为 $3.0 \pm 0.2$  mm, 那么Fe<sub>41</sub>Co<sub>7</sub>Cr<sub>15</sub>Mo<sub>14</sub>Y<sub>2</sub>C<sub>15</sub>B<sub>6</sub>的断裂韧度值约为 $2.3 \pm 0.8$  MPa·m<sup>1/2</sup>.

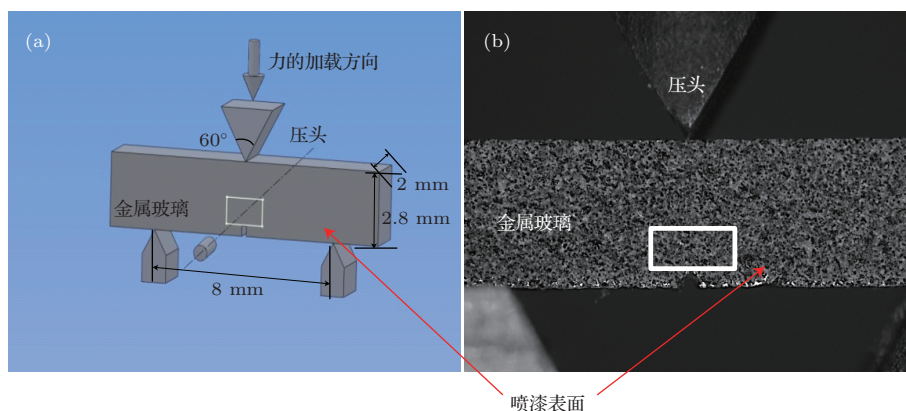


图1 在压力下金属玻璃的剖面图 (a) 实验装置图; (b) CCD 摄像机记录的散斑图, 矩形框是表示通过 DSCM 计算的弹性应变场的区域

## 3 实验结果

### 3.1 压缩实验结果

图2为三种不同成分的金属玻璃在压缩实验中的应力-应变关系. 从图2(a)中的曲线可以看出锆基金属玻璃的断裂强度为2120 MPa, 弹性变形

后呈现出明显的屈服行为, 并在塑性变形阶段表现出了锯齿型流变. 图2(b)为铈基金属玻璃的应力-应变曲线. 铈基金属玻璃的断裂强度明显低于锆基, 应力在 $\sim 627$  MPa时偏离线性, 但是并没有出现明显的塑性变形. 图2(c)是铁基金属玻璃的应力-应变曲线, 它的断裂强度为2811 MPa, 没有显示出屈服行为和塑性变形, 是完全的脆性断裂.

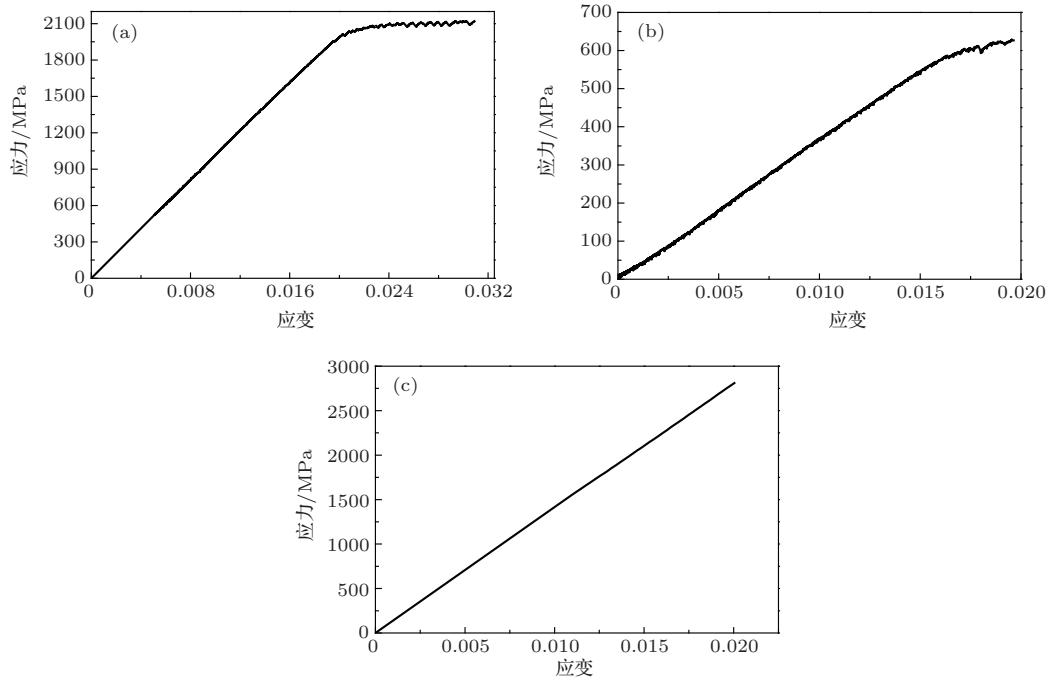


图2 金属玻璃的压缩应力-应变曲线 (a)  $Zr_{41.25}Ti_{13.75}Ni_{10}Cu_{12.5}Be_{22.5}$ ; (b)  $Ce_{68}Al_{10}Cu_{20}Co_2$ ; (c)  $Fe_{41}Co_7Cr_{15}Mo_{14}Y_2C_{15}B_6$

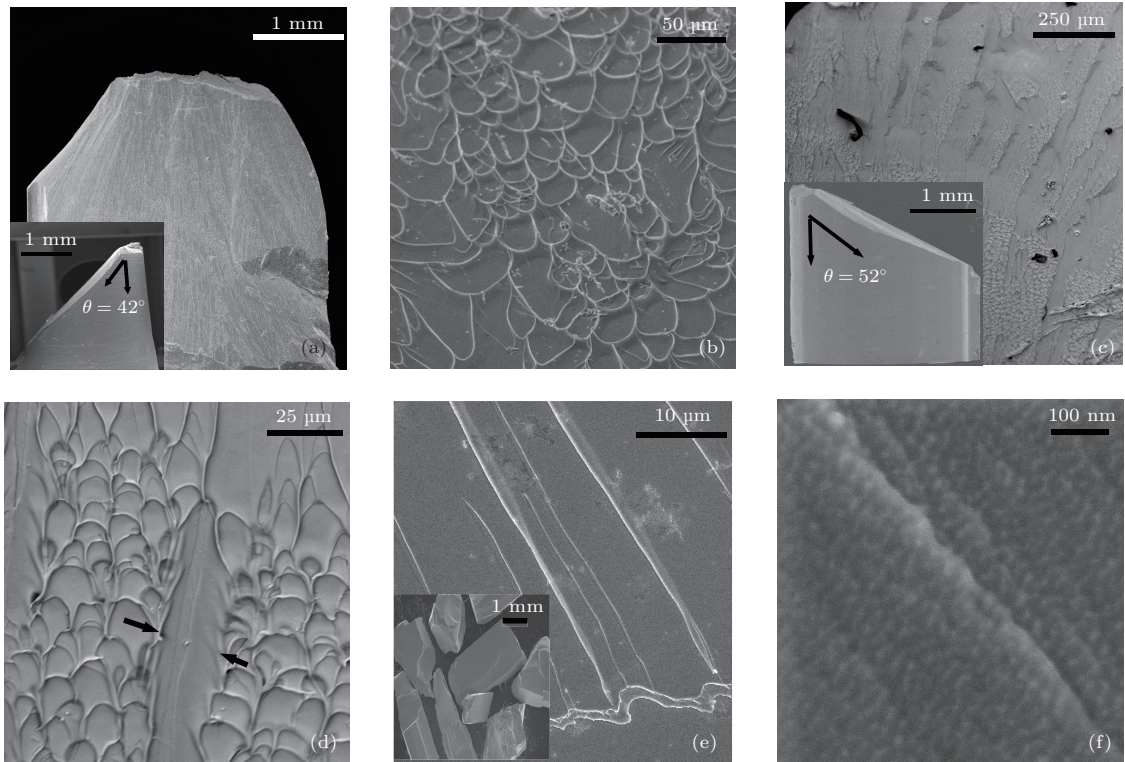


图3 (a) 铅基金属玻璃断口表面形貌; (b) 铅基金属玻璃断口脉络结构; (c) 铈基金属玻璃断口表面形貌; (d) 铈基金属玻璃断口脉络结构; (e) 铁基金属玻璃剪切带; (f) 铁基金属玻璃断面的周期性起伏条纹

图3(a), (b)为铅基金属玻璃在压缩断裂后的断口形貌. 断裂发生在最大剪切应力平面, 断裂角为 $42^\circ$ (如图3(a)中插图所示). 对断面上的典型

区域进一步放大, 可见脉络状形貌(见图3(b)). 这些脉络特征的尺寸大约为 $25\ \mu\text{m}$ , 并沿剪切方向延伸. 这种纹络也存在于其他成分的金属玻璃断口



上 [10,19–22]. 脉状纹络通常被认为是韧性金属玻璃压缩断裂的主要特征, 其原理可用裂纹扩展过程中断口表面黏性物质的泰勒不稳定性来描述 [23].

图 3(c), (d) 为铈基金属玻璃在压缩断裂后的断口形貌. 如图 3(c) 中的插图所示, 断裂角为  $52^\circ$ , 它明显大于  $45^\circ$ . 这一方面可能是主剪切带在加载过程中转动引起的 [24]; 另一方面,  $\text{Ce}_{68}\text{Al}_{10}\text{Cu}_{20}\text{Co}_2$  的玻璃转变温度 ( $T_g = 351\text{ K}$ ) 明显低于  $\text{Zr}_{41.25}\text{Ti}_{13.75}\text{Ni}_{10}\text{Cu}_{12.5}\text{Be}_{22.5}$  的玻璃转变温度 ( $T_g = 618\text{ K}$ ), 接近于室温 ( $273\text{ K}$ ) [25,26]. 在室温压缩试验中, 样品的剪切过程就可能发生类似于过冷液相区的黏性流变行为, 而这种黏性流

动会使最终的断裂角增大 [27], 这两方面的原因导致了剪切断裂角明显大于  $45^\circ$ . 断口整个表面亦呈现了许多脉络状条纹, 但是和锆基金属玻璃相比, 脉络的形貌尺寸变小. 进一步放大脉络状条纹 (见图 3(d)), 可见其平均特征尺寸大约为  $10\ \mu\text{m}$ .

图 3(e), (f) 为铁基金属玻璃压缩断裂后的断口形貌. 如图 3(e) 所示, 断口表面呈现出规则的条纹形貌, 条纹间距约为  $11\ \mu\text{m}$ . 在压缩过程中, 样品出现崩裂, 并被破坏成许多小块, 无明显剪切断裂行为 (如图 3(e) 中的插图所示). 进一步放大断口表面, 发现其具有周期性的条纹 (见图 3(f)), 这些条纹起伏较小, 尺度在纳米量级 [28].

表 1 三种金属玻璃的弹性模量 ( $E$ ), 断裂强度 ( $\sigma_f$ ), 屈服强度 ( $\sigma_y$ ), 塑性应变 ( $\varepsilon_p$ ) 和断裂韧性 ( $K_C$ )

金属玻璃	$E/\text{GPa}$	$\sigma_f/\text{MPa}$	$\sigma_y/\text{MPa}$	$\varepsilon_p/\%$	$K_C/\text{MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$	文献
$\text{Zr}_{41.25}\text{Ti}_{13.75}\text{Ni}_{10}\text{Cu}_{12.5}\text{Be}_{22.5}$	101	2120	1975	1.2	48	[16]
$\text{Ce}_{68}\text{Al}_{10}\text{Cu}_{20}\text{Co}_2$	36	627	575	0.4	10	[17]
$\text{Fe}_{41}\text{Co}_7\text{Cr}_{15}\text{Mo}_{14}\text{Y}_2\text{C}_{15}\text{B}_6$	139	2811	2811	0	$2.3 \pm 0.8$	

\* 铁基由于没有明显的屈服行为, 所以近似认为断裂强度即为屈服强度.

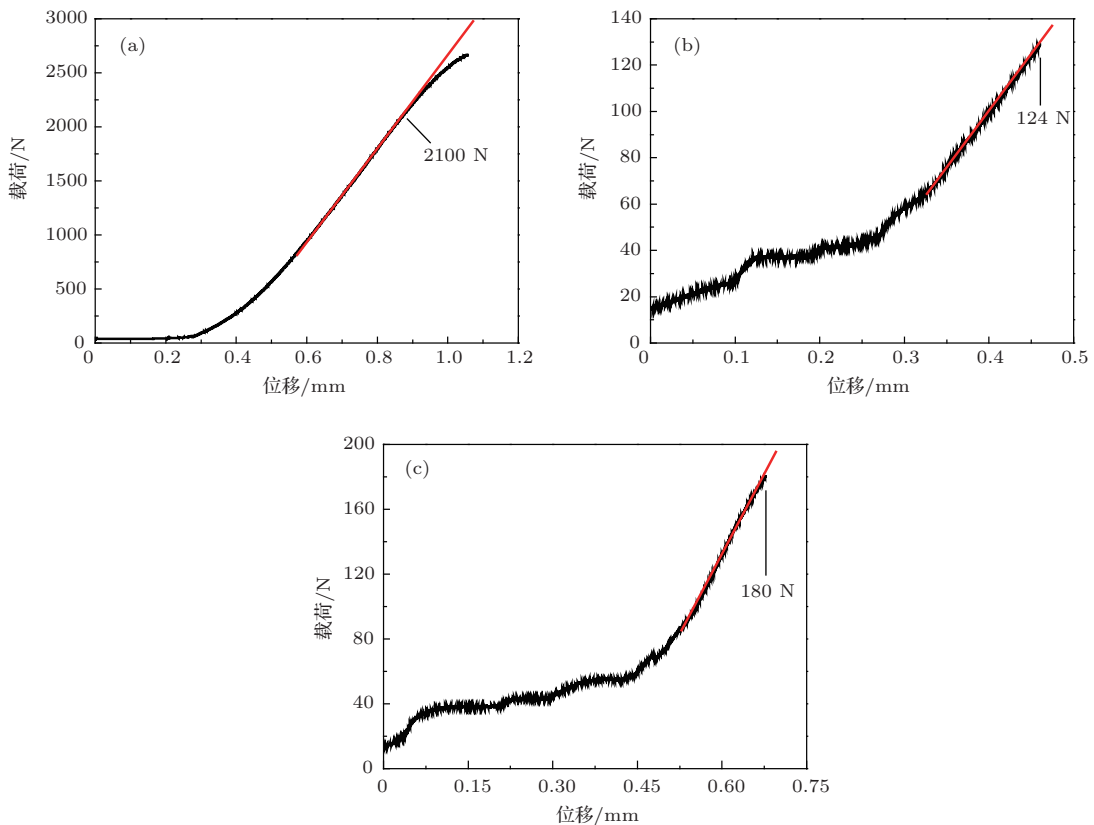


图 4 金属玻璃的三点弯压缩载荷-位移曲线 (a)  $\text{Zr}_{41.25}\text{Ti}_{13.75}\text{Ni}_{10}\text{Cu}_{12.5}\text{Be}_{22.5}$ ; (b)  $\text{Ce}_{68}\text{Al}_{10}\text{Cu}_{20}\text{Co}_2$ ; (c)  $\text{Fe}_{41}\text{Co}_7\text{Cr}_{15}\text{Mo}_{14}\text{Y}_2\text{C}_{15}\text{B}_6$



三种金属玻璃的弹性模量 ( $E$ ), 断裂强度 ( $\sigma_f$ ), 塑性应变 ( $\varepsilon_p$ ) 和断裂韧度 ( $K_{IC}$ ) 列于表 1. 可以看出, 随着断裂韧度减小, 金属玻璃塑性变形能力降低. 断裂韧度和裂纹尖端的弹性应变场尺寸紧密相关<sup>[17]</sup>, 所以我们有必要弄清弹性应变场演化和金属玻璃塑性变形能力的关系. 另一方面, 弹性场的演化与弹性能的累积紧密相关. 伴随着弹性应变的增加, 弹性能的累积将引发应变集中. 为了澄清二者的相互关系, 我们采用了数字散斑相关方法来观察弹性应变场的演化.

### 3.2 数字散斑观察

三种金属玻璃在室温下的三点弯曲载荷-位移

曲线如图 4 所示. 由图可见, 对于锆基金属玻璃, 当载荷增加到 2100 N 时载荷-位移关系偏离线性, 表明此后变形可能会伴有塑性行为. 需要注意的是, 数字散斑技术在测量材料变形应变场的过程中, 材料表面由于受到散斑涂层的覆盖, 弹性和塑性变形过程的界限较为模糊. 因此在本实验中, 对于锆基非晶合金, 除了上述通过载荷-位移曲线确定其弹性极限载荷外, 我们还利用相同未喷涂的锆基金属玻璃样品加载至 2100 N, 然后用扫描电镜确认预制缺口前端未出现剪切带, 进而确认 2100 N 载荷时的变形依然处于弹性阶段. 对于铈基和铁基金属玻璃, 鉴于其载荷-位移曲线是完全线性的, 表明整个变形过程发生的是弹性变形.

基于散斑的观察结果, 进而计算应变场的方法

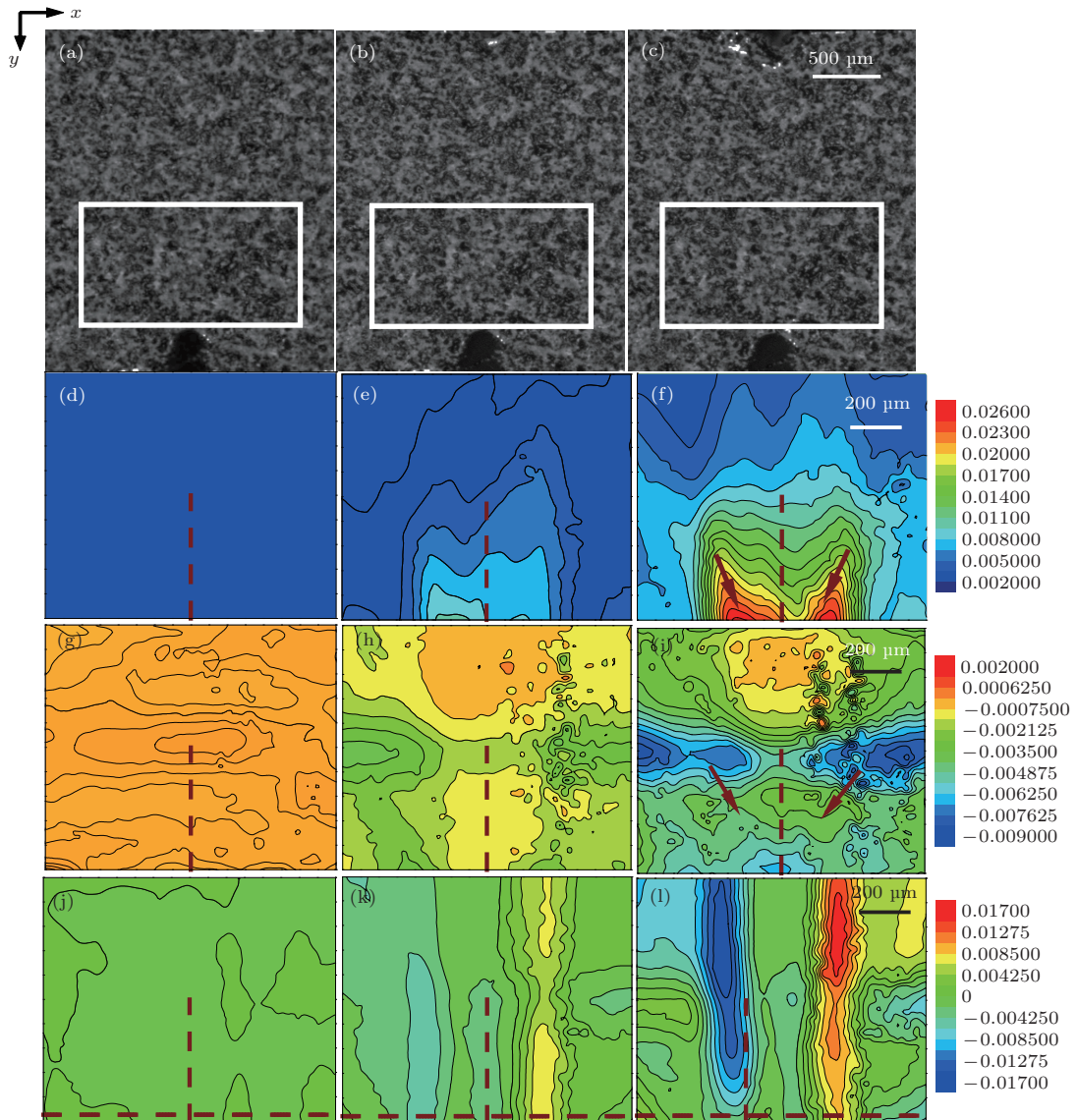


图 5 (网刊彩色)  $Zr_{41.25}Ti_{13.75}Ni_{10}Cu_{12.5}Be_{22.5}$  金属玻璃三点弯原位 DSCM 观察 (a)–(c) 沿剪切方向的散斑图像过程; (d)–(f) 相应的  $\varepsilon_x$  应变场的等值线图; (g)–(i) 相应的  $\varepsilon_y$  应变场的等值线图; (j)–(l) 相应的  $\gamma_{xy}$  应变场的等值线图 ( $x$  轴和  $y$  轴分别对应着弹性应变场的宽度和力加载的方向, 虚线平行于  $y$  轴)

受限于计算面积的大小、散斑涂料中的颗粒尺寸、摄像系统的分辨率等因素, 给出的应变值有一定程度的相对性. 在本研究中, 对于三种材料的计算方法和实验操作均采用相同的步骤, 因此具有可比性.

铅基金属玻璃缺口前端散斑图和应变场的演化过程如图 5 所示. 图 5 (a), (b) 和 (c) 分别表示 36, 1100 和 2100 N 载荷下的散斑图. 图 5 (d)—(l) 中的图像是通过散斑图 (a)—(c) 计算出来的弹性应变场等值线图. 图 5 (d)—(f) 显示了在上述三个载荷下沿  $x$  方向 (与加载方向垂直) 线性应变场 ( $\varepsilon_x$ ) 的等值线图. 由该图可以看出在缺口前端出现的最大  $\varepsilon_x$  值达到 0.026,  $\varepsilon_x$  应变急剧增加的方向与加载方向呈  $\sim 20^\circ$  夹角. 图 5 (g)—(i) 表示沿加载方向的线

性应变场 ( $\varepsilon_y$ ) 等值线图, 最大  $\varepsilon_y$  值约为 0.009. 与  $\varepsilon_x$  应变场相似,  $\varepsilon_y$  应变场演化方向与加载方向之间的夹角约为  $30^\circ$ . 图 5 (j)—(l) 为剪切应变场 ( $\gamma_{xy}$ ) 的演化散斑图, 剪应变场分布于虚线两侧, 同时呈现相反的剪切方向.

铈基金属玻璃缺口前端在加载过程的散斑图和应变场的演化过程如图 6 所示. 图 6 (a), (b) 和 (c) 分别对应的载荷为 16, 63 和 124 N. 从图 6 (d)—(i) 可以看出, 在缺口前端的  $\varepsilon_x$  和  $\varepsilon_y$  应变场中, 最大应变值分别约为 0.023 和 0.023. 对于剪切应变场 (见图 6 (j)—(l)), 随着载荷的增加, 出现了正、负两个方向剪应变集中 (见图 6 (l)). 此外, 比较应变场等值线图, 发现铈基金属玻璃的应变集中区域尺寸小于铅基样品.

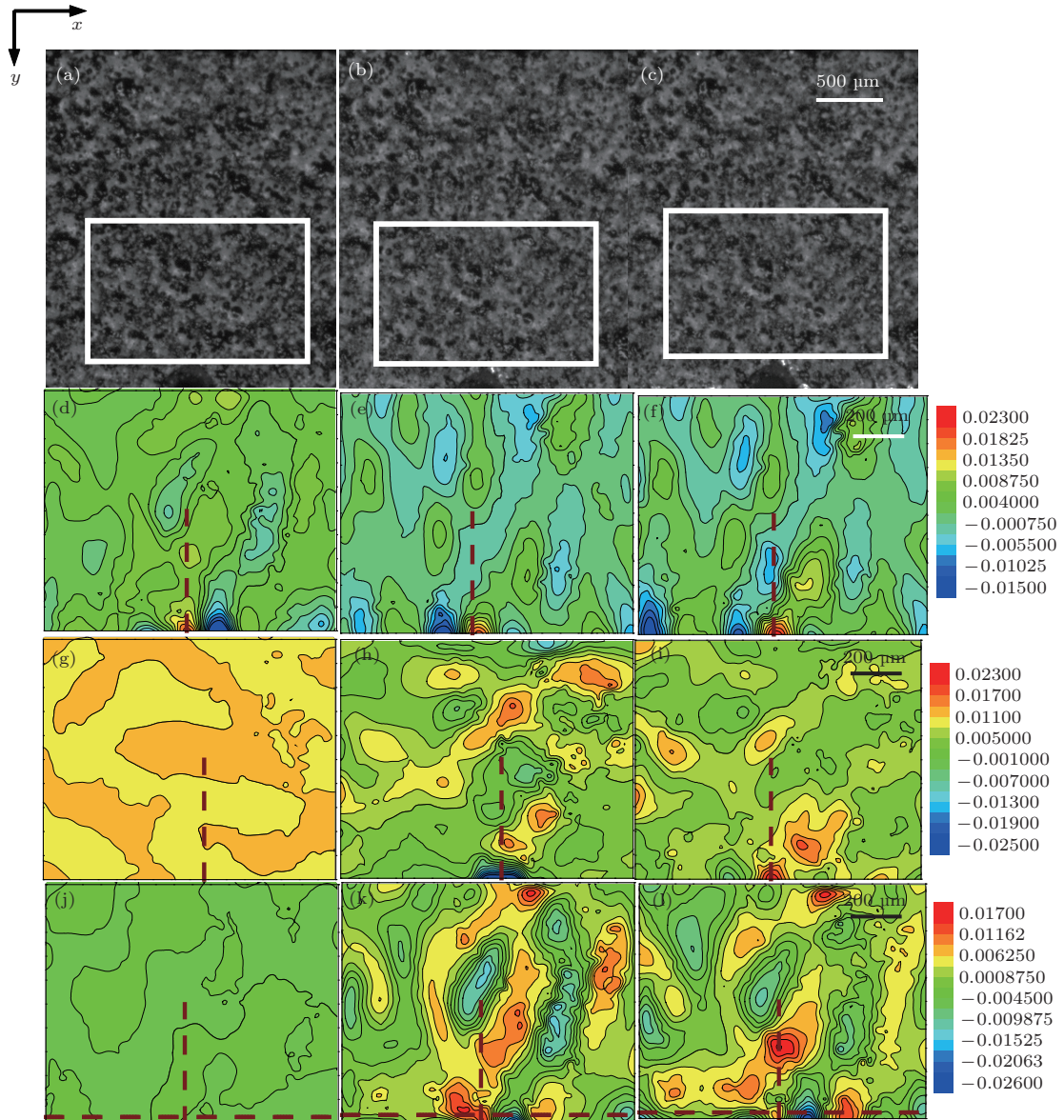


图 6 (网刊彩色)  $\text{Ce}_{68}\text{Al}_{10}\text{Cu}_{20}\text{Co}_2$  金属玻璃三点弯原位 DSCM 观察 (a)—(c) 沿剪切方向的散斑图像过程; (d)—(f) 相应的  $\varepsilon_x$  应变场的等值线图; (g)—(i) 相应的  $\varepsilon_y$  应变场的等值线图; (j)—(l) 相应的  $\gamma_{xy}$  应变场的等值线图



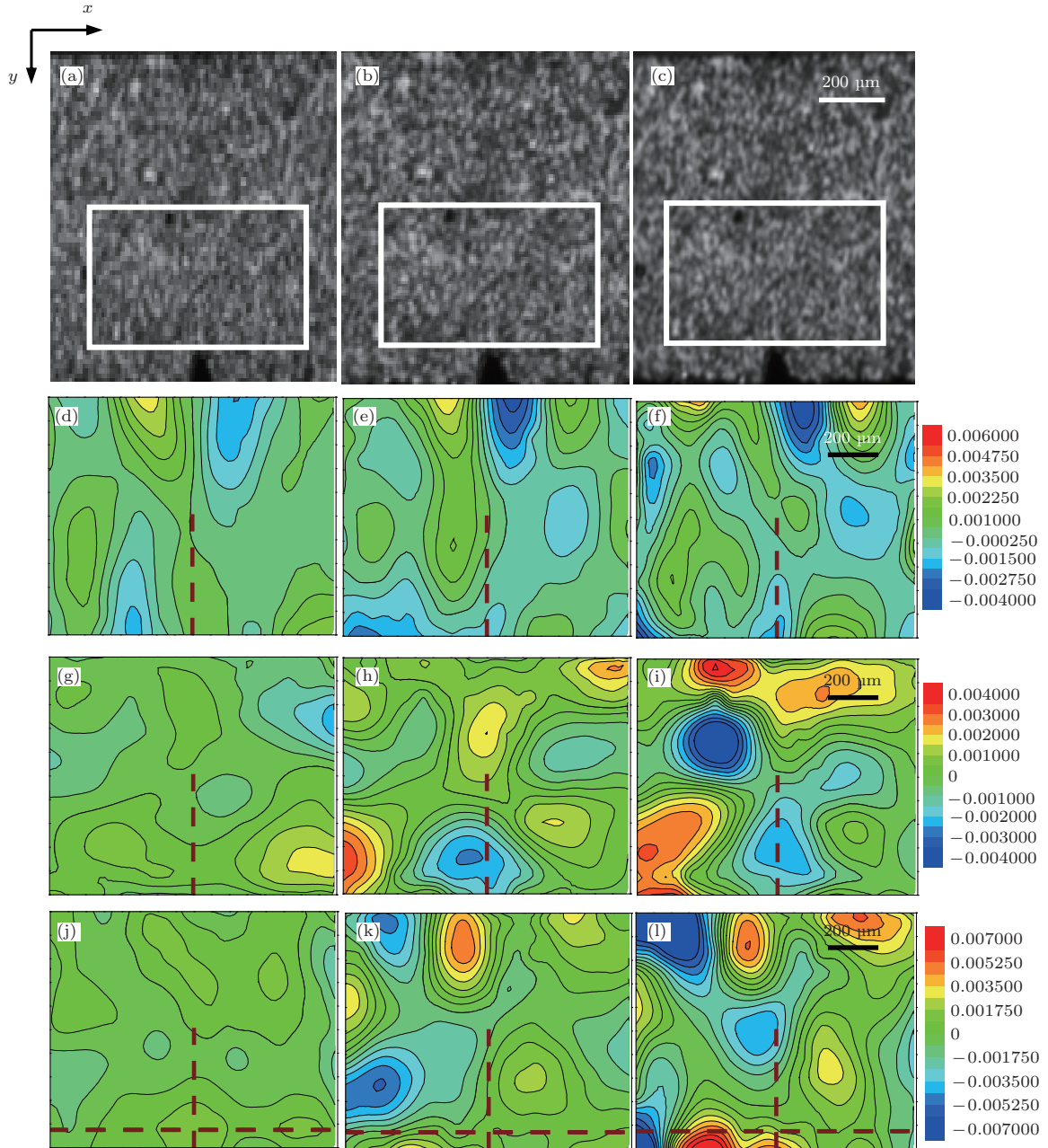


图7 (网刊彩色)  $\text{Fe}_{41}\text{Co}_7\text{Cr}_{15}\text{Mo}_{14}\text{Y}_2\text{C}_{15}\text{B}_6$  金属玻璃三点弯原位 DSCM 观察 (a)–(c) 沿剪切方向的散斑图像过程; (d)–(f) 相应的  $\varepsilon_x$  应变场的等值线图; (g)–(i) 相应的  $\varepsilon_y$  应变场的等值线图; (j)–(l) 相应的  $\gamma_{xy}$  应变场的等值线图

铁基金属玻璃缺口前端的散斑图和应变场的演化过程示于图 7. 图 7(a), (b) 和 (c) 分别对应的载荷为 10, 54 和 180 N. 从图 7 可以看出, 尽管载荷逐渐增加, 应变集中现象并没有发生.

为了进一步定量分析三种金属玻璃弹性应变场的演化规律, 我们仔细研究了其剪应变场的演化过程. 图 8 给出了三种金属玻璃的剪切应变沿  $x$  轴方向, 并紧靠缺口前端的分布情况. 对于锆基金属玻璃(图 8(a)), 三个载荷条件下的最大剪切应变值分别为 0, 0.007 和 0.015, 剪切应变场的宽度约为 650  $\mu\text{m}$ . 在图 8(b) 中, 铈基金属玻璃在三个载

荷下的最大剪切应变值大约分别为 0.004, 0.016 和 0.021, 剪切应变场的宽度约为 400  $\mu\text{m}$ , 这明显小于锆基金属玻璃. 对于铁基金属玻璃, 图 8(c) 显示出三个载荷条件下的最大剪切应变值大约分别为 0.002, 0.002 和 0.007, 没有发现明显的剪应变集中区域.

#### 4 讨 论

扫描电镜的断裂形貌观察表明, 锆基金属玻璃和铈基金属玻璃的断裂过程具有明显的 II 型特征,



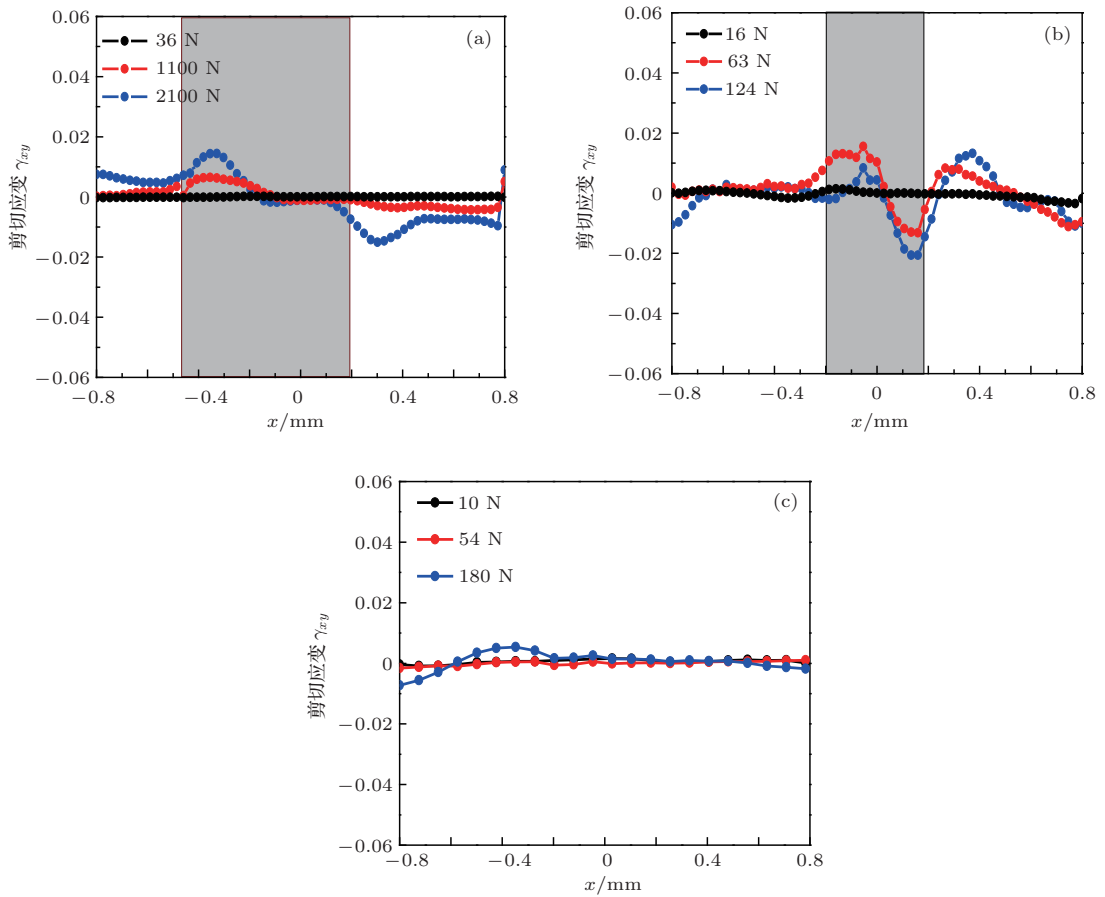


图8 (网刊彩色) 弹性应力场沿 x 轴剪切应力分布 (a)  $Zr_{41.25}Ti_{13.75}Ni_{10}Cu_{12.5}Be_{22.5}$ ; (b)  $Ce_{68}Al_{10}Cu_{20}Co_2$ ; (c)  $Fe_{41}Co_7Cr_{15}Mo_{14}Y_2C_{15}B_6$

其断面呈现出与加载方向成  $42^\circ$  和  $52^\circ$  的特定夹角。但是, 对于铁基金属玻璃, 没有发现明显的剪切断裂行为。为了弄清它们在断裂机理上的差别, 我们将通过分析最大线应变和最大剪切应变讨论其屈服过程。

对于连续介质<sup>[29]</sup>, 最大线应变 ( $\epsilon_{max}$ ) 和最大剪切应变 ( $\gamma_{max}$ ) 由以下方程得出:

$$\epsilon_{max} = 0.5 \left[ \epsilon_x + \epsilon_y + \sqrt{(\epsilon_x - \epsilon_y)^2 + \gamma_{xy}^2} \right], \quad (1)$$

$$\gamma_{max} = \sqrt{(\epsilon_x - \epsilon_y)^2 + \gamma_{xy}^2}. \quad (2)$$

根据断裂力学可知, 在裂纹扩展前的临界状态, 缺口前端应变集中方向的应变场强烈地依赖于材料的断裂韧性  $K_C$ <sup>[30]</sup>。基于在裂纹扩展前其缺口前端的线应变和剪应变场(图 5(f), (i), (l) 和图 6(f), (i), (l) 和图 7(f), (i), (l)), 可以计算出沿裂纹将扩展路径方向(与 y 轴平行)的  $\epsilon_{max}$  和  $\gamma_{max}$  分布(见图 9), 横坐标表示距缺口前端的距离。从图 9(a) 可见, 在紧接缺口前端的区域, 锆基金属玻璃的最大应变值 ( $\epsilon_{max}$  和  $\gamma_{max}$ ) 随着 y 值的增加急剧下降, 下降的

范围集中在 0 至  $620 \mu m$ , 超过  $620 \mu m$  时,  $\epsilon_{max}$  和  $\gamma_{max}$  值趋于稳定。因此, 在距离缺口前端  $620 \mu m$  的区域被认为是应变集中区尺寸 (R), 这一尺寸与散斑实验测出的剪应变场的尺寸相符(见图 8(a))。对于铈基金属玻璃, 图 9(b) 显示出  $\epsilon_{max}$  和  $\gamma_{max}$  值的演化规律与锆基金属玻璃相似。R 约为  $380 \mu m$ , 与散斑实验结果相符(见图 8(b))。对于铁基金属玻璃, 未看到明显的应变集中区域(见图 9(c))。可见, 在裂纹扩展前, 具有较高断裂韧度的锆基金属玻璃在缺口前端的应变集中区域尺寸大于低断裂韧度的铈基金属玻璃和铁基金属玻璃。

基于上述的应变场测量结果, 我们将根据金属玻璃断裂准则<sup>[17,19]</sup>进一步定量讨论剪应力和正应力对断裂行为的影响, 从而分析和解释金属玻璃剪切断裂(锆基和铈基金属玻璃)与非剪切断裂(铁基金属玻璃)产生的原因。金属玻璃在断裂时的临界剪切应力 ( $\tau_c$ ) 可表示为,  $\tau_c = \tau_0 + \mu_f \sigma_\theta$  式中,  $\tau_0 = \sigma_f \sin \theta (\cos \theta - \mu_f \sin \theta)$ ,  $\sigma_f$  为断裂强度,  $\theta$  为剪切断裂角,  $\mu_f = \tan^{-1}(2\theta)$ ,  $\sigma_\theta = \sigma_f \sin^2(\theta)$  为断裂面的正应力。对于韧度较大的锆基金属玻

璃,  $\sigma_f = 2120$  MPa,  $\theta = 42^\circ$ , 所计算的临界剪应力  $\tau_c = 1054$  MPa,  $\sigma_\theta = 949$  MPa. 由于锆基金属玻璃的剪切模量  $G = 35.5$  GPa<sup>[20,29]</sup>, 依据屈服准则所计算出的临界剪切应变  $\gamma_c = \tau_c/G = 0.030$ . 基于数字散斑实验结果及 (1) 和 (2) 式所计算得到的最大的剪切应变  $\gamma_{max} = 0.032$ , 这一剪应变值高于临界剪应变 0.030. 因此, 锆基金属玻璃发生了剪切断裂(见图 3(a) 中插图). 对于铈基金属玻璃,  $\sigma_f = 627$  MPa,  $\theta = 52^\circ$ , 所计算的临界剪应力  $\tau_c = 304$  MPa, 正应力  $\sigma_\theta = 389$  MPa. 由于铈基金属玻璃的剪切模量  $G = 11.8$  GPa<sup>[31]</sup>, 临界剪切应变  $\gamma_c = \tau_c/G = 0.026$ . 基于数字散斑实验结果及 (1) 和 (2) 式所计算得到的最大的剪切应变  $\gamma_{max} = 0.032$ , 这一剪应变值高于临界剪应

变 0.026. 因此剪切断裂发生于铈基金属玻璃(见图 3(c) 中插图).

对于铁基金属玻璃, 由于在断裂过程中没有明显的剪切行为, 我们假设剪切断裂角大约为  $52^\circ$ . 由于铁基金属玻璃的断裂强度  $\sigma_f = 2811$  MPa, 那么临界剪应力  $\tau_c = 1363$  MPa,  $\sigma_\theta = 1746$  MPa. 由于铁基金属玻璃的剪切模量  $G = 78$  GPa, 可求出临界剪切应变  $\gamma_c = \tau_c/G = 0.017$ . 而数字散斑实验结果及 (1) 和 (2) 式所计算得到的最大的剪切应变  $\gamma_{max}$  为 0.005, 这一剪应变值低于临界剪应变 0.017. 因此, 上述剪切断裂的假设不能成立. 由此可见, 铁基金属玻璃断裂瞬间没有出现剪切行为, 而是脆裂为多片碎屑(见图 3(e) 中插图).

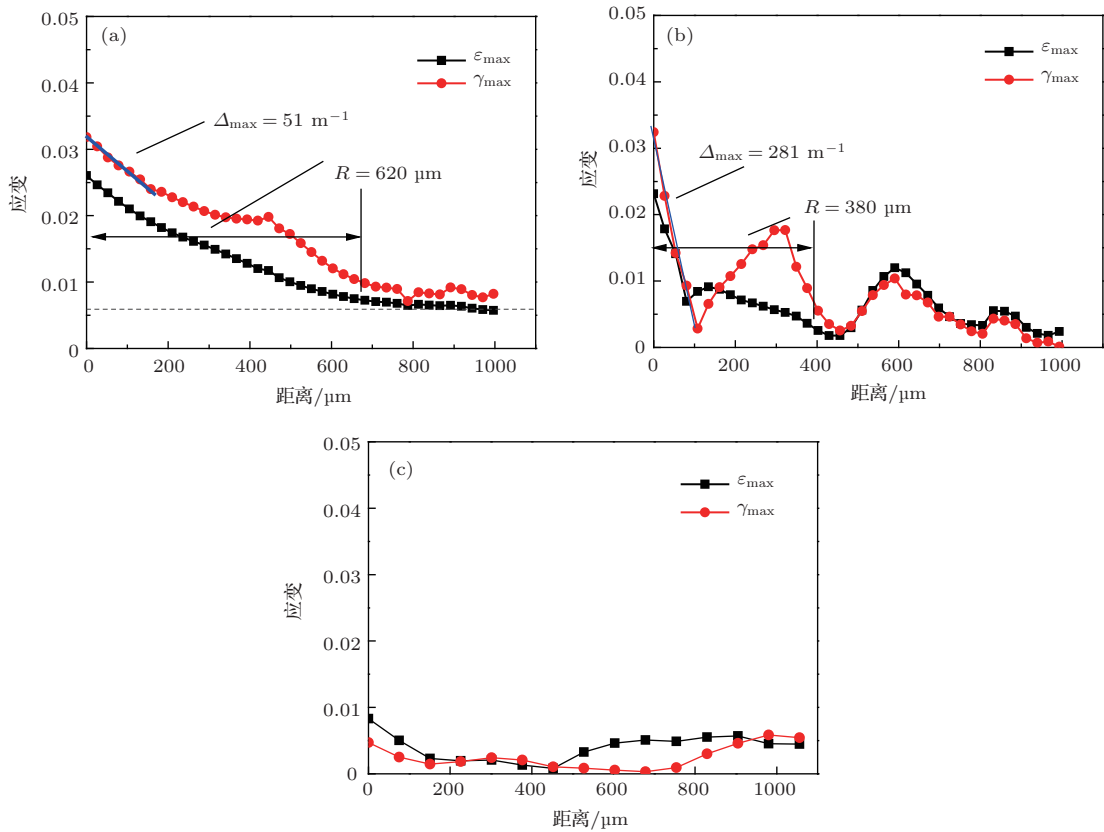


图9 沿  $y$  轴(应变集中方向), 依据 (1) 式计算出的  $\epsilon_{max}$  和  $\gamma_{max}$  值在缺口前端的分布曲线 (a)  $Zr_{41.25}Ti_{13.75}Ni_{10}Cu_{12.5}Be_{22.5}$ ; (b)  $Ce_{68}Al_{10}Cu_{20}Co_2$ ; (c)  $Fe_{41}Co_7Cr_{15}Mo_{14}Y_2C_{15}B_6$

## 5 结 论

根据具有不同断裂韧度的金属玻璃在压缩破坏实验中出现的不同断裂模式, 发现锆基和铈基金属玻璃的断裂过程由剪切变形所控制, 而铁基金属玻璃则不是. 通过数字散斑相关方法对缺口前端应变集中方向的弹性场演化过程进行观察, 发现相对

于铁基, 锆基和铈基金属玻璃较高的断裂韧性导致其缺口前端应变集中方向的应变场集中尺寸和应变值较大. 依据金属玻璃的屈服准则进行计算后, 进一步发现对于具有高断裂韧度值的金属玻璃, 弹性能的集中引发的剪切应变值高于材料本身产生剪切流变所需的极限应变值, 因此出现明显的宏观剪切断裂现象. 而对于断裂韧度较低金属玻璃,

其缺口前端应变集中方向的应变场集中尺寸和应变值较低, 其诱发的应变场中的剪切应变值低于材料本身所需的极限剪应变, 因此未能出现明显的剪切断裂行为.

## 参考文献

- [1] Inoue A 2000 *Acta Mater.* **48** 279
- [2] Yang L, Guo G Q 2010 *Chin. Phys. B* **19** 126101
- [3] Li Z, Bai H Y, Zhao D Q, Pan M X, Wang W L, Wang W H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 652 (in Chinese)[李正, 白海洋, 赵德乾, 潘明祥, 王万录, 汪卫华 2003 物理学报 **52** 652]
- [4] Zhao Z F, Zhang Z, Li Z, Wen P, Zhao D Q, Pan M X, Wang W L, Wang W H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 850 (in Chinese)[赵作峰, 张志, 李正, 闻平, 赵德乾, 潘明祥, 王万录, 汪卫华 2004 物理学报 **53** 850]
- [5] Zhang Y, Greer A L 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 071907
- [6] Sun B R, Zhan Z J, Liang B, Zhang R J, Wang W K 2012 *Chin. Phys. B* **21** 056101
- [7] Schuh C A, Lund A C 2003 *Nat. Mater.* **2** 449
- [8] Spaepen F 1977 *Acta Metall.* **25** 407
- [9] Flores K M, Dauskardt R H 1999 *Script. Mater.* **41** 937
- [10] Zhang Z F, Eckert J, Schultz L 2003 *Acta Mater.* **51** 1167
- [11] Lewandowski J J, Wang W H, Greer A L 2005 *Phil. Mag. Lett.* **85** 77
- [12] Bei H, Xie S, George E P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 105503; Hays C C, Kim C P, Johnson W L 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2901
- [13] Xi X K, Zhao D Q, Pan M X, Wang W H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 181911
- [14] Xu X H, Ma S P, Xia M F, Ke F J, Bai Y L 2005 *Theor. Appl. Fract. Mech.* **44** 146
- [15] Wang G, Xu X H, Ke F J, Wang W H 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 073530
- [16] Kim C P, Suh J Y, Wiest A, Lind M L, Conner R D, Johnson W L 2009 *Script. Mater.* **60** 80
- [17] Xi X K, Zhao D Q, Pan M X, Wang W H, Wu Y, Lewandowski J J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 125510
- [18] Murakami Y 1987 *Stress Intensity Factors Handbook* (Vol. 2) (Oxford, United Kingdom: Pergamon Press) p666
- [19] Pampillo C A 1975 *J. Mater. Sci.* **10** 1194
- [20] Zhang Z F, He G, Eckert J, Schultz L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 045505
- [21] Subhash G, Dowding J R, Keczkcs L J 2002 *Mater. Sci. Eng. A* **4** 33
- [22] Bruck H A, Rosakis A J, Johnson W L 1996 *J. Mater. Res.* **11** 503
- [23] Taylor G 1950 *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **201** 192
- [24] Zhang Z F, He G, Zhang H, Eckert J 2005 *Script. Mater.* **52** 945
- [25] Liu X F, Wang R J, Zhao D Q, Pan M X, Wang W H 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 041901
- [26] Johnson W L, Samwer K 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 195501
- [27] Wang G, Shen J, Sun J F, Lu Z P, Stachurski Z H, Zhou B D 2005 *Mater. Sci. Eng. A* **398** 82
- [28] Wang G, Zhao D Q, Bai H Y, Pan M X, Xia A L, Han B S, Xi X K, Wu Y, Wang W H 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 235501
- [29] Yu P, Wang R J, Zhao D Q, Bai H Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 251904
- [30] Rice J R 1988 *J. Appl. Mech.* **55** 98
- [31] Qiao D C, Wang G Y, Liaw P K, Ponnambalam V, Poon S J, Shiflet G 2007 *J. Mater. Res.* **22** 544



# Correlation between fracture mechanism and fracture toughness in metallic glasses\*

Wu Fei-Fei<sup>1)</sup> Yu Peng<sup>1)†</sup> Bian Xi-Lei<sup>2)</sup> Tan Jun<sup>2)</sup> Wang Jian-Guo<sup>2)</sup> Wang Gang<sup>2)</sup>

1) (*Chongqing Key Laboratory of Photo-Electric Functional Materials, College of Physics and Electronic Engineering, Chongqing Normal University, Chongqing 401331, China*)

2) (*Laboratory for Microstructures, Shanghai University, Shanghai 200444, China*)

( Received 7 September 2013; revised manuscript received 12 November 2013 )

## Abstract

Three metallic glasses  $Zr_{41.25}Ti_{13.75}Ni_{10}Cu_{12.5}Be_{22.5}$ ,  $Ce_{68}Al_{10}Cu_{20}Co_2$  and  $Fe_{41}Co_7Cr_{15}Mo_{14}Y_2C_{15}B_6$  (all in at.%), were compressed experimentally, and the fractured samples were investigated by scanning electron microscope. It was found that they exhibit different fracture modes. In three-point bending tests of the three pre-notched metallic glass samples, a digital speckle technique is adopted to in-situ observe the elastic strain field evolution in front of the crack tip. According to the yield criterion of metallic glasses, the mechanism of different fracture processes in metallic glasses with various fracture toughnesses are elucidated.

**Keywords:** metallic glass, fracture toughness, fracture mechanism

**PACS:** 81.05.Kf, 61.43.Dq, 62.20.mm

**DOI:** [10.7498/aps.63.058101](https://doi.org/10.7498/aps.63.058101)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51271210, 51101178), the Outstanding Youth Project of the Basic and Frontier Research Program of Chongqing, China (Grant No. cstc2013jcyjqq50002), and the Natural Science Foundation of Chongqing Municipal Education Commission, China (Grant No. KJ120610).

† Corresponding author. E-mail: [pengyu@cqnu.edu.cn](mailto:pengyu@cqnu.edu.cn)