

[文章编号] 1004-0609(2002)03-0401-08

## 绝热剪切的研究现状及发展趋势<sup>①</sup>

杨 扬, 程信林

(中南大学 材料科学与工程系, 长沙 410083)

**[摘 要]** 对绝热剪切的研究现状作了概述。从材料热粘塑性本构失稳形成绝热剪切带及其扩展规律, 绝热剪切带内的组织结构特征及其演化机制, 以及计算机数值模拟技术在材料绝热剪切研究中的应用等三个方面对前人的工作进行了分析比较, 指出了以上三方面研究中的不足, 即: 尚未建立和完善顾及微观组织变化的热粘塑性本构模型; 绝热剪切条件下的动态再结晶机制尚不清楚; 还不能较好地模拟出绝热剪切带内的组织演化过程等。最后对该领域的发展趋势提出了自己的观点。

**[关键词]** 绝热剪切; 热粘塑性本构方程; 动态再结晶; 数值模拟

**[中图分类号]** TG 301

**[文献标识码]** A

绝热剪切带(Adiabatic shear band, ASB)是一个剪切变形高度局域化的窄带形区域, 宽度一般为 $10^2 \mu\text{m}$ 量级。在 ASB 内可以产生 $10^1 \sim 10^2$ 量级的剪应变, 应变速率可高达 $10^5 \sim 10^7 \text{ s}^{-1}$ , 温升可达 $10^2 \sim 10^3 \text{ K}$ , 而且由于周围存在大量相对较“冷”的基体, 因此 ASB 内的材料还要经受极快的冷却速率( $> 10^5 \text{ K/s}$ )。所谓“绝热”, 其实是一个近似的说法, 由于材料的高速变形, 应变速率达到了 $10^3 \sim 10^4 \text{ s}^{-1}$ , 在爆炸焊接过程中应变速率甚至达到了 $10^6 \sim 10^7 \text{ s}^{-1}$ , 因此整个变形过程的时间是很短的, 在如此短的时间内, 绝大部分(90%左右)的塑性功转化为热量并且来不及散失, 所以近似认为在这样高应变速率下的变形过程为绝热过程。因此, 材料在高应变、高应变速率条件下的变形特点就由两个互相竞争的因素来决定: 一是由于应变增加导致的加工硬化效应, 二是由于绝热温升而引起热软化效应, 当然这是指在一定应变速率下的变形。事实上, 材料在高应变、高应变速率条件下的变形对应变率是敏感的, 即还存在应变率强化效应。当热软化作用占优时, 材料就会发生所谓“热塑失稳”<sup>[1]</sup>, 使剪切变形集中在很窄的区域里发生, 这一区域和周围基体的变形量相差很大, 此变形局域化区域就是通常所说的绝热剪切带。

绝热剪切是材料在冲击载荷下的一个重要现象, 普遍存在于爆炸复合、高速撞击、侵彻、冲孔、切削、高速成型、冲蚀等涉及冲击载荷的高速变形过程中<sup>[1~4]</sup>。由于 ASB 是一种独特的局部失稳现

象, 与材料失效有着密切关系, 材料构件出现 ASB 即意味着材料的承载能力的下降或丧失, 被认为是材料失效的前兆。例如对于装甲材料来说, 绝热剪切就是其主要失效形式之一。而在某些场合, 我们也需要利用绝热剪切现象, 如制造动能穿甲弹的材料, 就要求有强的剪切失稳和变形局域化敏感性, 从而在穿甲、侵彻过程中出现“自锐”现象<sup>[5]</sup>。正是由于其重大的理论和工程实际意义, 欧美发达国家开展了长期的 ASB 研究, 如美国军事研究办公室(the Army Research Office, ARO)为 ASB 研究提供了大量资金支持。我国的中国科学院、中南大学、中国科学技术大学等科研单位也对绝热剪切现象进行了大量的研究, 并得到了国家自然科学基金等的大力支持。

1944 年首次发现绝热剪切现象以来<sup>[1]</sup>, 国内外专家学者已在 ASB 的研究方面作出了不懈的努力, 总结起来, 主要有以下 3 个方面的工作: 第一, 力学工作者主要着眼于剪切变形局域化本构失稳模型的描述, 探寻材料本构失稳形成 ASB 的临界条件和 ASB 的扩展规律; 第二, 冶金和材料工作者主要着眼于绝热剪切带内的微观组织结构特征及演化规律, 以及影响变形局域化产生和发展的冶金因素; 第三, 近些年来, 随着计算机软、硬件技术的发展, 利用计算机数值模拟技术来研究绝热剪切行为已变得非常活跃, 如应用有限元方法来求解 ASB 内应力场、温度场, 模拟 ASB 内组织演化过程等。

作者在 ASB 研究的以上 3 个方面均作了大量

① [基金项目] 教育部博士点基金资助项目(97053314)

[收稿日期] 2001-12-21; [修订日期] 2002-01-09

[作者简介] 杨 扬(1963-), 男, 教授, 博士。

的工作<sup>[6~11]</sup>,在此基础上结合国内外最新研究动态对 ASB 研究现状作了总结,并就目前 ASB 研究中存在的问题以及该研究领域的发展方向提出了一些看法。

## 1 ASB 的研究现状

### 1.1 材料本构失稳形成 ASB 的研究

#### 1.1.1 材料热粘塑性本构关系的研究

材料的本构关系就是指在一定的微观组织下,材料的流变应力对由温度、应变、应变速率等热力学参数所构成的热力学状态所作出的响应。这种规律实质上是因材料而异的,如果我们用数学方程来表示这种规律,那么不同的材料其方程也不相同。因此,这种关系实质上反映了材料的本质,所以叫做本构关系。然而,事实上一种材料并非就对应一种本构关系,也就是说,本构关系除了与材料本身性质有关外,还与变形条件有关。根据其变形条件的不同,可以分为弹-塑性、刚-塑性、弹-粘塑性和刚-粘塑性等 4 种本构关系。

金属材料在高应变速率下的变形可视作绝热过程,局部变形伴有高的局部温升,如果温升引起强度下降大于应变硬化引起的强度增加,材料就会发生热塑失稳,这一点已得到了广泛的认同。并且,在高应变速率下材料的流变应力对应变率敏感,材料变形呈现粘塑性特征,因而在高应变率下要采用材料的弹(刚)粘塑性本构方程。由于在高应变速率下的变形会伴有明显的绝热温升,因而不同于一般的等温变形,所以我们把粘塑性本构关系也称为热-粘塑性本构关系。Johnson 和 Cook<sup>[12]</sup> 1983 年在位错动力学的基础上提出了 Johnson-Cook 粘塑性本构模型; Zerilli 和 Armstrong<sup>[13]</sup> 在 Johnson-Cook 粘塑性本构模型的基础上进行了改进,考虑到了体心立方(bcc)和面心立方(fcc)金属点阵结构的差别,指出:表征热激活过程的参数  $A^*$  在体心立方金属中更多地依赖于温度和应变率,而在面心立方金属中则更多地依赖于应变,据此分别导出了适用于体心立方和面心立方的两种晶体结构的 Zerilli-Armstrong 粘塑性本构模型。此外还有中国科学院周光泉等人<sup>[14]</sup>建立的基于双曲型势垒热激活机制的热-粘塑性本构方程等。这些热-粘塑性本构关系都在一定范围内较好地表达了材料的粘塑性本构特性。

#### 1.1.2 热塑失稳临界条件的研究

材料究竟在什么条件下会发生所谓“热塑失稳”呢?为了解答这个问题,人们在热-粘塑性本构模

型的基础上,开展了热塑失稳临界条件的研究。

材料本身的性质以及应变、应变速率、环境温度等,都是影响热塑失稳的因素。到目前为止,已相继建立和发展了各种热塑失稳临界条件,并将上述影响因素逐一考虑进来,由单变量控制发展到三变量控制的临界准则。Culver 等<sup>[15]</sup>最先建立的绝热剪切临界条件,就属于由临界应变控制的单变量准则;徐天平、王礼立等<sup>[16]</sup>基于双曲型势垒热激活机制的热-粘塑性本构方程,对室温下 Ti-6Al-4V 的热塑失稳进行了研究,得出了一个同时与应变和应变率相关的双变量准则;包含胜等<sup>[17]</sup>基于 Johnson-Cook 热-粘塑性本构模型,在分析了徐天平等人建立的双变量临界准则的基础上,指出徐天平等人建立的双变量临界准则是在固定环境温度下导出的,因而考虑环境温度的可变,导出了同时与应变、应变率及环境温度相关的三变量准则<sup>[17]</sup>,用此三变量临界准则进行理论预测,发现与试验结果吻合较好。

### 1.2 ASB 内的组织结构特征及其演化机制的研究

#### 1.2.1 ASB 内组织结构的一般特征和演化规律

过去,人们由于受限于微观测试手段,对 ASB 的研究往往侧重于其形成条件和扩展规律等宏观面上的研究,相比之下对其微观结构的研究还比较少,测试手段也主要是光学显微镜下的金相观察和显微硬度的测试。随着电子显微技术的发展,到 20 世纪 70 年代初,已经开始用透射电镜技术研究 ASB 内的微观精细结构。近 10 年来,更是由于各种暗场、衍射分析技术的完善和提高,使人们对 ASB 内的精细组织结构有了更深刻的认识。

根据绝热剪切带内组织是否发生相变,可以简单地将其分为两类:形变带和相变带<sup>[18]</sup>。在纯金属中产生的绝热剪切带大多都属于形变带,而相变带则经常产生于钢铁、钛合金及钛合金中。绝热形变带与一般的等温变形带以及滑移带是有区别的<sup>[18]</sup>。绝热形变带区别于一般等温变形带主要在于其内的应变要远远高于一般等温变形带产生的应变,绝热形变带内应变达到了  $10^1$  数量级,而一般等温变形的应变只有  $10^{-1}$  数量级。以钢为例,局部应变达到 5 时,能产生 1 000 K 的局部温升<sup>[18]</sup>,因而在绝热形变带中,热软化效应是不容忽视的。滑移带只产生于处于激活态的晶体学平面,通常只涉及单个晶粒,滑移带的宽度约为  $10^{-6}$  m。相比之下,绝热形变带不是一个晶体学概念,通常涉及几十到几百个晶粒,其宽度数量级为  $10^{-4}$  m。对于钢、钛合金

等, 当绝热温升达到相变温度时, ASB 内组织发生相变而形成所谓相变带。当形变带和相变带并存于 ASB 中时, 它们并没有非常清楚的界线, 在一定条件下, 形变带也会向相变带转化。

尽管材料种类和原始组织不同 (Ti 及 Ti 合金<sup>[6, 16, 17, 19~21]</sup>, Cu<sup>[22]</sup>, Al<sup>[23]</sup> 合金, Ta 及 Ta 合金<sup>[24~27]</sup>, 不同原始组织的钢<sup>[8, 28~31]</sup>), 试验条件各异, 大多数绝热剪切带的微观组织都具有共同的特征: 中心都为细小的等轴晶 (直径在 0.5  $\mu\text{m}$  以下), 这与基体组织有较大差异。此外, 从基体到绝热剪切带中心, 微观组织是逐渐变化和过渡的 (如图 1 所示)。国内外学者利用 TEM、背散射电子衍射 (EBSD) 等技术对不同金属中 ASB 内部的精细结构进行了研究, 一般认为, 绝热剪切带形成过程中微观组织演化主要包括: 原始组织的重新取向、碎化和各种缺陷、亚结构的形成, 并伴有局部的温度升高, 剪切带中心应变最大, 温度最高, 已演化成图 1 中 A 所示的以等轴晶为基的组织; 从带中心到基体应变和温度都逐渐减小, 微观组织的变化主要体现在原始组织的重新取向、碎化程度逐渐减小、位错等缺陷密度逐渐降低, 同时这种近似连续的变化使得人们难以确定其界线<sup>[32]</sup>。

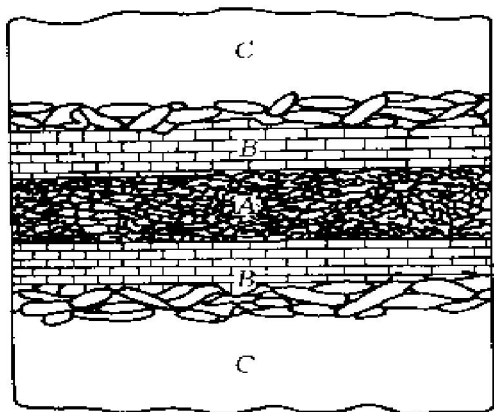


图 1 绝热剪切带微观结构示意图<sup>[32]</sup>

Fig. 1 Scheme of microstructure in adiabatic shear band<sup>[32]</sup>

A —Region at center of shear localization area;

B —Region adjacent to shear localization area;

C —Region outside shear localization area

### 1.2.2 有色金属及其合金中 ASB 的内部组织特征及演化规律

部分有色金属 (如 Ti, Cu, Al, Ta 等) 及其合金中绝热剪切带的 TEM 分析结果表明: 带中心由直径为 0.01~0.5  $\mu\text{m}$  的等轴晶组成, 晶界结构完整, 同时 EBSD 的分析结果也表明晶粒间取向差较大,

类似于动态再结晶组织。然而在 ASB 内是否发生了动态再结晶, 对这一问题, 目前争议还比较多, 焦点主要集中在: 第一, 所观察到的细晶组织是否发生了再结晶; 第二, 在绝热剪切变形条件下, 是什么样的再结晶机制在起作用。在过去的 15 年中, 已有很多文献报导了在不同材料中的绝热剪切带内存在再结晶晶粒<sup>[6, 19, 22, 24~27]</sup>。大家都知道, 绝热剪切带是一类特殊的剪切带, 产生于高应变、高应变速率的变形中, 同时伴有快速的绝热温升, 而变形和冷却时间又极短, 因此, 在如此极端条件下的再结晶机制还不是很清楚。目前, 适用于静态退火条件下的再结晶机制, 如应变诱导晶界迁移机制<sup>[22, 25, 33, 34]</sup>, 认为已存在的大角度晶界两边的位错密度的不同, 是使晶界迁移的驱动力, 并导致再结晶形核; 另外一个亚晶合并机制<sup>[22, 25, 33~35]</sup>, 这种机制认为通过亚晶的形成和转动, 来消除能量不稳定的低角度晶界, 而产生更大的亚晶, 同时在亚晶之间产生更大的取向差, 形成大角度晶界, 最后形成新的再结晶晶粒。Nemat-Nasser 等人<sup>[24]</sup> 利用 TEM 观察到了位于 ASB 中心区的晶粒其晶界比边缘的要平直一些; ASB 中心区域的选区衍射 (SAED) 花样呈圆环状; 估算了 ASB 内的温度高于 0.5  $T_m$  (熔点温度) 等。因此他们认为观察到的微晶晶粒是动态再结晶的结果。Nesterenko<sup>[26]</sup> 和 Meyers<sup>[27]</sup> 等人及其合作者也报导了在应变处于 6~10 的范围时, 发现了再结晶微晶, 并用亚晶旋转模型<sup>[26, 27]</sup> 来解释它。而 Pérez Prado 等人<sup>[25]</sup> 却认为, 前面两种判断再结晶是否发生的条件并不可靠, 第一, 温度不是发生再结晶的唯一决定因素, 还要考虑此温度所维持的时间; 第二, Nesterenko<sup>[26]</sup>, Meyers<sup>[27]</sup> 等人应用的亚晶旋转机制, 并没有考虑新品界生成过程。Pérez Prado 等人<sup>[25]</sup> 在对 Ta 及 Ta-W 合金在高应变率变形中所生成的 ASB 进行了微观组织观察, 并利用现有经典再结晶模型对其再结晶动力学进行了分析比较, 结果表明: 这两种模型都不能用以解释 Ta 及 Ta-W 合金中的 ASB 的内部组织演化, 基于扩散的经典再结晶机制对目前在 ASB 中发生的再结晶行为来说, 显得太慢了, 从而利用一个基于力学可行性的亚晶旋转机制 (Progressive Subgrain Misorientation, PriSM)<sup>[22, 25, 35]</sup> 来解释 ASB 内的组织演化。这种模型解释目前在 ASB 中发现的再结晶晶粒是亚晶或亚结构自身旋转的结果, 位错密度的降低是因为亚晶位错墙转变为晶界<sup>[25]</sup>。

### 1.2.3 钢铁中的 ASB 内部组织特征、组织演化及

相变规律

钢铁中的 ASB 内微观组织较之有色金属的要复杂得多,除了有图 1 所示的共同特征以外,还具有一些有色金属中所没有的特点,表 1 给出了一些典型的例子。总结钢中绝热剪切带的微观特征:第一,与基体组织差异较大,这种差异既有形貌上的,也包括了相组成上的,说明绝热剪切带中确有相变的发生。此外,绝热剪切带内的相变也是很复杂的,有时形貌上没有“白亮”特征<sup>[32]</sup>,但也发生了相变,如 Pak 等<sup>[2]</sup>对 AISI4340 钢爆炸破片形成的 ASB 进行研究时发现,其形貌没有“白亮”特征,但其微观组织却已经发生了从  $\epsilon\text{Fe}_x\text{C}$  到  $\alpha\text{Fe}_5\text{C}_2$  的实质性相变;有时其形貌上具有“白亮”特征,却很少发现含有类似淬火马氏体特征(板条、凸透镜等)的相,在 28NCD6 钢中,也只是少数等轴晶内含有 8~ 20 nm 厚的微薄膜马氏体<sup>[32]</sup>。这也说明不能根据是否有“白亮”特征来判定钢铁中的 ASB 内是否发生了相变。第二,试验条件的不同(主要是应变和应变率不同),也会导致相变产物的差异。随着应变(或应变率)的增加,会使得带中心等轴晶进一步细化,碳化物进一步溶解而形成过饱和单相等轴晶粒。第三,钢的绝热剪切带内发生相变的速度极快,ASB 内冷却速度高达  $10^6 \sim 10^7 \text{ K/s}$ ,因此绝热剪切带内的相变与绝热剪切变形是同时进行的。由

于绝热剪切带形成只需还不到 0.1 ms 的时间,可见组织转变速度是非常快的。这么快的相变速度被认为是绝热剪切时原始组织的高度变形和绝热温升的共同作用结果:一方面由于基体组织的高度变形、碎化,其内形成过剩的空位集中和高密度的位错缠结,使得原子扩散能力大大提高;另一方面基体内大量亚结构的出现使原子扩散成为短程扩散。Derep<sup>[28]</sup>根据扩散理论计算后得出,一个破碎成直径 50 nm 的碳化物颗粒完全可以在 0.1 ms 内溶入基体中去。

1.3 计算机数值模拟技术在材料绝热剪切研究中的运用

随着计算机软、硬件技术的发展以及数值计算方法不断改进,使得数值模拟技术在材料科学中的应用越来越广泛。

数值模拟的基本原理是这样的:金属成形过程是一个弹(粘)塑性变形过程,有时在这个过程中还伴有明显的温度和微观组织变化。从物理角度来看,无论这个过程多么复杂,总可以通过一组微分方程以及相应的边界条件和初始条件表示出来。这组微分方程以及边界条件和初始条件可以根据固体力学、热力学和材料科学的基础理论建立起来。通

表 1 部分钢中绝热剪切带内的微观特征<sup>[32]</sup>

Table 1 Microstructural characteristics in adiabatic shear bands of some steels

Steel and heat treat condition	Test condition	Microstructural characteristics in ASB
HY-100 quenching 638 °C temper	Dynamic torsion $\dot{\epsilon} = 10^2 \text{ s}^{-1}$	① No white etching band, local strain in ASB is 1000%; ② The equiaxial grain size is 0.2~ 0.5 $\mu\text{m}$ , no retained austenite; ③ Massive carbides existed on grain boundary.
HY-100 quenching 500 °C temper	Ballistic impact $\dot{\epsilon} = 10^5 \sim 10^6 \text{ s}^{-1}$	① White etching bands were found, local strain in ASB is 1000%; ② The equiaxial grain size is 0.1~ 0.3 $\mu\text{m}$ ; ③ No retained austenite.
AISI4340 quenching 230 °C temper	Explosive fragment $\dot{\gamma} = 10^5 \text{ s}^{-1}$	① No white etching band, local strain in ASB is 400%; ② The equiaxial grain size is 0.02~ 0.05 $\mu\text{m}$ , no retained austenite; ③ $\alpha\text{Fe}_5\text{C}_2$ existed in the equiaxial grain.
AISI4340 Quenching 200 °C temper	High velocity impact $\dot{\gamma} = 10^5 \text{ s}^{-1}$	① White etching bands were found, local strain in ASB is greater than 1000%; ② The equiaxial grain size is 0.008~ 0.02 $\mu\text{m}$ ; ③ No retained austenite.
28NCD6 quenching+ temper	Explosive fragment	① The equiaxial grain size is about 0.135 $\mu\text{m}$ ; ② Martensite 0.008~ 0.02 $\mu\text{m}$ in size existed in some equiaxial grains; ③ The diffraction pattern showed austenite(fcc) and carbides existed.
35NCD16 quenching+ temper	Ballistic impact	① The equiaxial grain size is about 0.05 $\mu\text{m}$ ; ② The diffraction pattern showed austenite(fcc) existed, no carbides were found.

常, 这组微分方程的基本未知量是试样各点的位移、温度和一些用于描述微观组织的物理量。例如, 对于普通的冲压过程, 由于温度的影响和微观组织的变化可以忽略, 因此基本的未知量只是工件各点的位移; 而对于热锻过程, 温度也应该作为基本的未知量。如果我们可以得到这组微分方程的解, 那么, 我们可以根据相关学科的基础理论和基本规律, 由所得到的基本未知量计算出其它物理量(例如应力、应变、温度等)随空间和时间的变化。由于金属成形过程的复杂性, 这组微分方程具有极强的物理和几何上的非线性, 因此要得到这组微分方程的理论解是非常困难的。直到 20 世纪 70 年代, 随着计算机技术和数值计算方法特别是有限元方法的迅速发展, 才使得我们可以通过计算机应用这些计算方法来求得这组微分方程的数值解, 并逐步建立了金属变形过程的数值模拟技术。

材料在绝热剪切变形中的应变率很高, ASB 内绝热温升可能达到或超过金属的再结晶温度。在这种情况下, 材料流变应力对应变率有较大的敏感性, 表现出粘塑性, 因而要用热-粘塑性本构关系来表达材料在绝热剪切下的变形行为。Kobayashi<sup>[36]</sup>首先在变分原理的基础上导出了刚粘塑性有限元列式, 从此, 粘塑性有限元法得到了很大的发展。目前已开发出大型实用化有限元计算程序可概括为两类基本方法, 即分别是基于 Lagrange 参考系和基于 Euler 参考系而得到的控制方程方法。总的来说, 采用弹(粘)塑性本构关系的有限元分析软件, 其基本方程是对于 Lagrange 参考系而写的, 如 MARC, ANSYS, FORGE2, FORGE3 等。相对比的, 采用刚(粘)塑性本构关系的有限元分析软件, 其基本方程是对 Euler 坐标系而写的, 如 ALPID, DEFORM, MAFAP 等。

在 ASB 的研究中, 冲击加载下的绝热剪切变形是一个瞬间过程, 持续时间很短, 完全依赖实验手段来研究 ASB 的形成、发展及组织演化, 目前的条件还不允许, 因此, 计算机数值模拟技术所发挥的作用就显得尤为突出。借助数值计算方法, 可以对实验获得的应力-应变曲线进行分析, 拟合出特定金属材料的热-粘塑性本构方程; 可以估算 ASB 内的绝热温升; 模拟 ASB 的形成和发展过程以及 ASB 内组织演化过程等等。国内外学者在这一方面也作了大量卓有成效的工作<sup>[11, 16, 17, 22, 25, 36~42]</sup>。

如上所述, 对 ASB 的数值模拟研究主要集中在拟合本构方程、估算绝热温升、ASB 产生与扩展以及内部组织演化等方面, 其中建立材料本构方程

是最基础的一步。徐天平<sup>[16]</sup>、包和胜<sup>[17]</sup>、Feng<sup>[37]</sup>、魏志刚<sup>[38]</sup>、Andrade<sup>[22]</sup>、Pérez Prado<sup>[25]</sup>等人分别基于不同的热粘塑性本构模型结合实验结果, 利用最小二乘法拟合出了 Ti、Ti6Al4V、AISI4340 钢、W 合金、Cu、Ta 及 Ta 合金的热粘塑性本构方程, 并且在建立的本构方程基础上用有限元方法计算了绝热剪切带内的应力应变分布, 证实了材料变形的极度不均匀, 即剪应力集中在较窄的区域内, 而且这种应力不均匀性在变形过程中始终保持着, 造成了剪应变的集中, 从而解释了 ASB 的产生。

Kuriyama 和 Meyers<sup>[39]</sup>等建立了绝热剪切带扩展的数值计算模型, 利用该模型及有限元方法建立了剪切带尖端的应力应变分布与宏观变形量的函数关系, 并预测了在 ASB 尖端存在一个宽度约为 5  $\mu\text{m}$  的包含高应变而相对低应力区域<sup>[39]</sup>, 这在等温变形中是不存在的, 并认为 ASB 是通过这个不稳定区域的形成而扩展的。Marchand 和 Duffy 等人<sup>[40]</sup>在应变速率为  $1\ 600\ \text{s}^{-1}$  的条件下, 通过实验研究了薄壁钢管在高速扭转中产生的 ASB 扩展情况, 并且计算出 ASB 的扩展速度为 520 m/s。Lebouvier 和 Lipinski 等<sup>[41]</sup>也对绝热剪切带扩展问题进行了数值研究, 分析结果表明, 绝热剪切带的扩展存在两个阶段: 在较低冲击速度条件下, 剪切带扩展速度强烈依赖于冲击速度; 而在冲击速度逐渐增大的情况下, 剪切带扩展速度趋向于某个饱和值。并且绝热剪切带扩展的两个阶段可以由一个能量准则来决定, 并由此导出存在一临界速度  $v^*$ , 冲击速度  $v$  低于  $v^*$  时, 剪切带扩展处于第一阶段, 扩展速度随冲击速度线性增加; 当  $v$  高于  $v^*$  时, 则处于第二阶段, 剪切带扩展速度增加缓慢, 并逐渐趋于饱和值。

在 ASB 内部组织演化方面的模拟工作也取得了一些进展, 结合绝热温升和再结晶动力学的计算来预测 ASB 内组织变化是目前研究的热点。Pérez Prado 和 Hines 等人<sup>[25]</sup>在系统地研究 Ta 和 Ta 合金在高应变、高应变速率下的变形行为后, 分别计算了晶界迁移机制和亚晶合并机制这两种经典再结晶模型的动力学, 结果都表明, 经典再结晶模型在如此短的变形和冷却时间内, 不足以解释 ASB 内已发生动态再结晶。这与前面一些学者所得的结论<sup>[19, 22, 24~27]</sup>相背, 因而需要建立一个适用于高应变速率下的动态再结晶模型。正是由于 ASB 内部组织演化的物理机制还没有研究得十分清楚, 所以也限制了用计算机模拟其演化过程。

## 2 目前 ASB 研究中存在的问题

### 2.1 热粘塑性本构关系研究中的问题

在热粘塑性本构关系的研究方面,也远没有达到很完善的程度。例如 Johnson-Cook 本构模型<sup>[12]</sup>就是试图采用相对简单的形式,来表达复杂的材料本构关系; Zerilli-Armstrong 模型<sup>[13]</sup>虽然也考虑到了晶体结构的区别,而提供了适应 fcc 和 bcc 两种本构关系的表达式,然而他们都没有将变形过程中的微观组织变化考虑进去。可以这么说,目前的关于热粘塑性本构关系的模型很大程度上就是对实验数据的数值拟合,而并非更多地依赖于金属变形本质。由于这种现状,使得现有本构模型只在一个较窄的范围内有意义,还不能完全达到代替实验进行预报的程度。

### 2.2 ASB 内部组织演化及相变研究中的问题

在 ASB 内部组织结构的研究方面,目前主要有两个非常突出的问题。第一,有色金属及合金中绝热剪切带内组织演化机制问题。例如在对 Cu 中的绝热剪切带进行了 TEM 和衍射分析后,发现越靠近 ASB 中心,其衍射花样就越接近环形<sup>[22]</sup>,这就表明这些细小等轴晶的晶粒取向差较大, Andrade<sup>[22]</sup>把 ASB 中心区晶粒产生的大取向差归结为这些晶粒发生了动态再结晶,从而产生的随机取向。Pérez Prado 等人<sup>[25]</sup>在 Ta 中也发现了类似现象,但他将产生较大取向差的原因归结于剪切带内晶粒为适应变形而发生的自身旋转,EBSD 的测量结果表明,ASB 内存在的变形板结构也能产生类似的环状衍射花样,于是认为出现环状衍射花样并不是发生了动态再结晶的充分证据。因此,重新考察 ASB 内存在的细晶状态是很有必要的,这个验证过程可能要引入综合的测试手段,进行更深入的研究,才能得出令人信服的结论。第二,就是钢中绝热剪切带演化机制的争论。如在表 1 中所列的 HY-100 和 AISI 4340 钢,其绝热剪切带内没有残余奥氏体,可以推测绝热剪切时温度并未进入奥氏体区,或者即使进入奥氏体区,其时间也很短而没有引起奥氏体相变。这种情况下 ASB 内的微观组织演化只能通过高度变形和伴随的绝热温升共同作用来完成,其相应的演化机制应为动态回复、动态再结晶和应变诱导相变。而同样列于表 1 中的 28NCD6 和 35NCD16 钢,其绝热剪切带内有残余奥氏体的存在,可以推测绝热剪切时温度进入奥氏

体区,但其微观组织却与从  $\delta$  铁素体加液相的液固两相区冷却后得到的组织相似,倘若绝热剪切时温度上升到液-固两相区形成局部熔化状态,那么高速冷却(冷却速度达到  $10^6 \sim 10^7$  K/s)会使得其微观组织中分布有一定数量的准晶(或非晶)组织,但目前还未见有这种结论的报导。在钢中由于试验条件、试样的几何形状及材料成分、原始组织的不同,都会使绝热剪切时局部应变、应变率和绝热温升有较大的差异,此外不同条件下的绝热剪切还会使相变温度较之平衡条件下发生不同程度的偏离。由于钢中诸多复杂性因素的影响,其绝热剪切带演化机制也较之有色金属及合金的更复杂,目前认识还无法统一,争论还将持续下去。

### 2.3 ASB 数值模拟研究中的问题

数值模拟方面的研究,主要问题是在物理模型的建立上。ASB 内部组织的演化机制还有待于进一步研究,因而也限制了用数值方法模拟其组织演化过程。另外就是数值算法的改进和网格重划问题。通常地,绝热剪切带的形成和发展过程是预先不知道的,事先画好的网格在变形高度集中后会发生严重畸变,而可能导致计算失稳,使计算不能继续下去,因此,在有可能产生应变集中的区域还应考虑网格重划或事先增加网格密度等特殊方法。

## 3 该领域的研究趋势展望

目前在 ASB 研究中,主要有如下发展趋势。

1) 冲击载荷下材料失效与绝热剪切的关系。首先,要改进基于位错动力学的本构关系模型,发展包含微观组织变化的材料热粘塑性动态本构方程,达到宏观与微观的耦合。然后还要建立和完善材料处于热塑失稳区的物理力学模型,以及在不同温度环境和高应变速率下金属材料的失稳机制和物理力学描述。另外,材料的宏观损伤和失效是大量微损伤演化的结果,绝热剪切带是材料微损伤的一种,又主要产生于压应力、剪应力及复合应力之下,因而不同于一般的微损伤(如微孔洞、微裂纹等),因此,怎样从整体上认识绝热剪切带的演化,就成为我们研究动态载荷下材料失效的一个必须解决的问题。

2) 继续深入研究 ASB 内部精细结构和微观晶体取向,确认组织类型,弄清 ASB 内组织、结构的演化规律,尤其是高应变、高应变速率下的相变和动态再结晶机制。材料的绝热剪切现象是普遍存在

的,尤其在军事领域中,其发生频度更高,弄清 ASB 的微观结构及组织演化规律,具有重大的理论和实际意义。

3) 在材料热粘塑性动态本构方程的研究基础上,进一步发展有限元方法和其它一些数值计算方法,使之能够模拟出 ASB 的产生、发展及内部组织演化过程,最终便于我们“事先”预知材料的绝热剪切行为。

### [ REFERENCES ]

- [ 1 ] 王礼立, 余同希, 李永池. 冲击动力学进展 [ M ]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1992. 3- 33.  
WANG Li-li, YU Tong-xi, LI Yong-chi. Shock Dynamics Progresses [ M ]. Hefei: University of Science & Technology of China Press, 1992. 3- 33.
- [ 2 ] Pak H R, Wittman C L. Metallurgical Applications of Shock Waves and High Strain Rate Phenomena [ M ]. New York, 1986. 749- 772.
- [ 3 ] Meunier Y, Beatty J H. Shock Waves and High Strain Rate Phenomena in Metals [ M ]. New York: Marcel Dekker Inc, 1992. 637- 674.
- [ 4 ] Meyers M A. Dynamic Behavior of Materials [ M ]. New York: John Wiley & Sons Inc, 1994.
- [ 5 ] Magness L S. Improving mechanical properties of tungsten heavy alloy composites through thermomechanical processing [ A ]. Proc First Int Conf on Tungsten and Tungsten Alloys [ C ]. Arlington: Metal Powder Industries Federation, 1992. 127- 132.
- [ 6 ] YANG Y, ZHANG X M, LI Z H, et al. Adiabatic shear band on Ti side in the titanium/ mild St explosive cladding interface [ J ]. Acta Metall Mater, 1996, 44(2): 561- 565.
- [ 7 ] YANG Y, ZHANG X M, LI Z H, et al. Localized superplastic behavior in  $\alpha$  Ti at high strain rate [ J ]. Script Metall Mater, 1995, 33(2): 219- 224.
- [ 8 ] 杨 扬, 张新明, 李正华, 等.  $\alpha$  Ti 低碳钢爆炸复合结合层的组织 [ J ]. 材料研究学报, 1995, 9(2): 186 - 189.  
YANG Yang, ZHANG Xin-ming, LI Zheng-hua, et al. Microstructure of bonding layer in explosive clad Ti mild steel [ J ]. Chinese Journal of Materials Research, 1995, 9(2): 186- 189.
- [ 9 ] 杨 扬, 张新明, 李正华, 等. 高应变速率下  $\alpha$  Ti 的特殊超塑变形行为 [ J ]. 材料研究学报, 1995, 9(4): 317- 319.  
YANG Yang, ZHANG Xin-ming, LI Zheng-hua, et al. A kind of special superplastic behavior in  $\alpha$  titanium under high strain rate [ J ]. Chinese Journal of Materials Research, 1995, 9(4): 317- 319.
- [ 10 ] YANG Y, ZHANG X M, LI Z H, et al. Effects of stacking fault energy on residual substructure of explosive shock loaded metals [ J ]. Trans Nonferrous Metals Met Soc, 1994, 4(4): 90- 93.
- [ 11 ] YANG Y, ZHANG X M, LI Z H, et al. An artificial neural network model of the constitutive relation for shock-prestrained copper [ J ]. Trans Nonferrous Met Soc China, 2001, 11(2): 210- 213.
- [ 12 ] Johnson G R, Cook W H. High velocity oblique impact and ricochet mainly of long rod projectiles [ A ]. Proceedings of the Seventh International Symposium on Ballistics [ C ]. Netherlands: The Hague, 1983. 541- 552.
- [ 13 ] Zerilli F J, Armstrong R W. Dislocation-mechanics-based constitutive relations for material dynamics calculations [ J ]. J Appl Phys, 1987, 61(5): 1816- 1825.
- [ 14 ] 周光泉, 程经毅. 冲击动力学进展 [ M ]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1992. 58- 87.  
ZHOU Guang-quan, CHENG Jing-yi. Shock Dynamics Progresses [ M ]. Hefei: University of Science & Technology of China Press, 1992. 58- 87.
- [ 15 ] Culver R S. Metall Effects at High Strain Rates [ M ]. New York: Plenum, 1973. 519- 575.
- [ 16 ] 徐天平, 王礼立, 卢维娴. 高应变速率下钛合金 Ti-6Al-4V 的热-粘塑性特性和绝热剪切变形 [ J ]. 爆炸与冲击, 1987, 7(1): 1- 7.  
XU Tian-ping, WANG Li-li, LU Wei-xian. The thermal-viscoplastic characteristics and adiabatic shearing of Ti-6Al-4V alloy at high strain rate [ J ]. Explosion and Shock Waves, 1987, 7(1): 1- 7.
- [ 17 ] 包合胜, 王礼立, 卢维娴. 钛合金在低温下的高速变形特性和绝热剪切 [ J ]. 爆炸与冲击, 1989, 9(2): 109- 119.  
BAO He-sheng, WANG Li-li, LU Wei-xian. The high velocity deform and adiabatic shearing of a titanium alloy at low temperature [ J ]. Explosion and Shock Waves, 1989, 9(2): 109- 119.
- [ 18 ] BAI Yi-long. Adiabatic shear banding [ J ]. Res Mechanics, 1990, 31: 133- 203.
- [ 19 ] Meyers M A, Pak H R. Observation of an adiabatic shear band in titanium by high voltage transmission electron microscope [ J ]. Acta Metall, 1986, 34: 2493- 2499.
- [ 20 ] McBar Y, Shechtman D. On the adiabatic shear of Ti-6Al-4V ballistic targets [ J ]. Mater Sci Eng, 1983, 58: 181- 188.
- [ 21 ] Grebe H A, Pak H R. Adiabatic shear localization in ti

- tanium and Ti-6 Pct Al-4 Pct V alloy [J]. *Metall Trans A*, 1985, 16A: 761– 769.
- [22] Andrade U, Meyers M A. Dynamic recrystallization in high-strain, high-strain-rate plastic deformation of copper [J]. *Acta Metall Mater*, 1994, 42: 3183– 3195.
- [23] Chen R W. Microstructural Characterization of Shear Band Formation in Al-Li Alloys [M]. University of California, San Diego, La Jolla, CA, 1993.
- [24] Nemat-Nasser S, Isaacs J B, Liu Mingqi. Microstructure of high-strain, high-strain-rate deformed tantalum [J]. *Acta Mater*, 1998, 46(4): 1307– 1325.
- [25] Pérez-Prado M T, Hines J A, Vecchio K S. Microstructural evolution in adiabatic shear bands in Ta and Ti-W alloys [J]. *Acta Mater*, 2001, 49: 2905– 2915.
- [26] Nesterenko V F, Meyers M A. Shear localization and recrystallization in high-strain, high-strain-rate deformation of tantalum [J]. *Mater Sci Eng*, 1997, 229: 23– 41.
- [27] Meyers M A, Chen Y J. High-strain high-strain-rate behavior of tantalum [J]. *Metall Mater Trans A*, 1995, 26: 2493– 2501.
- [28] Derez J L. Microstructure transformation induced by adiabatic shearing in armour steel [J]. *Acta Metall*, 1987, 35: 1245– 1249.
- [29] Wittman C L, Meyers M A. Observation of an adiabatic shear band in AISI 4340 steel by high-voltage transmission electron microscopy [J]. *Metall Trans A*, 1990, 21A: 707– 716.
- [30] Cho K M, Lee S. Adiabatic shear band formation during dynamic torsional deformation of an HY-100 steel [J]. *Acta Metall Mater*, 1993, 41: 923– 932.
- [31] Lee S, Cho K M. Microstructural study of adiabatic shear band formed by ballistic impact in an HY-100 steel [J]. *Metall Trans A*, 1993, 24A: 2217– 2224.
- [32] 杨卓越, 赵家萍. 金属材料中绝热剪切带微观结构综述 [J]. *华北工学院学报*, 1995, 16(4): 327– 333.  
YANG Zhuo-yue, ZHAO Jia-ping. The review of the microstructure of adiabatic shear bands in metallic materials [J]. *Journal of North China Institute of Technology*, 1995, 16(4): 327– 333.
- [33] Hines J A. Dynamic Recrystallization in Adiabatic Shear Bands [M]. University of California, San Diego, La Jolla, CA, 1996.
- [34] Hines J A, Vecchio K S. Recrystallization kinetics within adiabatic shear bands [J]. *Acta Mater*, 1997, 45(2): 635– 649.
- [35] Hu H, Himmel L. Recovery and Recrystallization of Metals [M]. New York: Interscience Publishing, 1963.
- [36] Kobayashi S. Metal Forming and the Finite Element Method [M]. Oxford University Press, 1989.
- [37] Feng H, Bassim M N. Finite element modeling of the formation of adiabatic shear bands in AISI 4340 steel [J]. *Materials Science and Engineering*, 1999, A266: 255– 260.
- [38] 魏志刚, 李永池, 李剑荣, 等. 冲击载荷作用下钨合金材料绝热剪切带形成机理 [J]. *金属学报*, 2000, 36(12): 1263– 1268.  
WEI Zhi-gang, LI Yong-chi, LI Jian-rong, et al. Formation mechanism of adiabatic shear band in tungsten heavy alloys [J]. *Acta Metallurgica Sinica*, 2000, 36(12): 1263– 1268.
- [39] Kuriyama S, Meyers M A. Numerical modeling of the propagation of an adiabatic shear band [J]. *Metallurgical Trans A*, 1986, 17A: 443– 449.
- [40] Marchand A, Duffy J. An experimental study of the formation process of adiabatic shear bands in structural steel [J]. *J Mech Phys Solids*, 1988, 36: 251– 258.
- [41] Lebouvier A S, Lipinski P. Numerical study of the propagation of an adiabatic shear band [J]. *J Phys IV France*, 2000, 10: 403– 408.
- [42] Hines J A, Vecchio K S, Ahzi S. A model for microstructure evolution in adiabatic shear bands [J]. *Metall Mater Trans A*, 1998, 29A: 191– 203.

## Current status and trends in researches on adiabatic shearing

YANG Yang, CHENG Xin-lin

(Department of Materials Science and Engineering, Central South University, Changsha 410083, China)

**[Abstract]** The recent progresses in the researches on adiabatic shearing were reviewed in detail. These reviews included three research fields: the thermal viscoplastic constitute instability related to adiabatic shearing, the microstructural characteristics in the adiabatic shear bands as well as the mechanism of the microstructural evolution, and the numerical simulation on the adiabatic shearing. Some shortcomings in these researches were analyzed and the future research fields of adiabatic shear banding were pointed out.

**[Key words]** adiabatic shearing; thermal viscoplastic constitutive equation; dynamic recrystallization; numerical simulation

(编辑 袁赛前)