

冲击载荷下的材料动态失稳和动态屈服[※]

王礼立

(中国科学技术大学, 宁波大学)

摘要 对钛合金同时进行了绝热剪切带的显微观察和动态本构关系的宏观研究, 发现材料在冲击载荷下的绝热剪切是一速率相关过程, 而对应的热粘塑性动态失稳准则是一多变量准则. 相联系地还讨论了材料在冲击载荷下的动态屈服准则和动态断裂准则, 指出在给定环境温度下都类似地是双变量准则.

关键词 冲击载荷 动态失稳 动态屈服 绝热剪切 热粘塑性

一、引言

冲击载荷下的塑性动力学问题, 与塑性静力学问题相比, 有两重要特点: 一是计及结构的惯性效应, 这是问题的结构动力学方面; 当着重分析结构的早期动态响应时, 一般需考虑微元体惯性效应, 这归结为应力波的传播, 而当着重分析结构的后期动态响应时, 常可忽略应力波的传播过程, 只考虑结构整体的惯性效应. 二是计及材料本构响应的应变率效应, 这是问题的材料动力学方面.

塑性动态稳定性, 作为塑性动力学的重要组成, 同样有两方面的问题: 一是结构的动态塑性失稳如动屈曲等, 属问题的结构动力学方面; 二是材料本构响应上的动态塑性失稳和绝热剪切等, 属问题的材料动力学方面.

绝热剪切, 从微观上说以形成剪切应变高度局域化的剪切带为主要特征, 已发现相当普遍地存在于各种高速变形和冲击破坏中^[1,2]. 但直到Zener和Hollomon将其解释为热塑失稳^[3], 即归因于塑性应变硬化和绝热温升引起的热软化两者间的平衡消长之后, 才作为材料的动态失稳过程来研究. 这时通常把应力应变曲线(σ - ϵ)的稳定塑性阶段($d\sigma/d\epsilon > 0$)和非稳定塑性阶段($d\sigma/d\epsilon < 0$)之分界点, 即极大点 σ_{max} ($d\sigma/d\epsilon = 0$), 看作热塑失稳点, 由此建立起绝热剪切准则.

热塑失稳模型的提出是绝热剪切研究上的一个里程碑. 现在看来它至少已包含了这样的思路: (1) 把材料微观组织上出现的剪切带和宏观应力应变曲线上出现的失稳点相联系, 确立了宏、微观相结合的研究路线; (2) 把对剪切带、动态应力应变曲线的实验研究和对失稳或分叉的理论研究相联系, 确立了理论和实验相结合的研究路线; (3) 把材料的力学性能和热性能相联系, 确立了从热-力耦合的观点来研究问题的路线. 这些也正反映了问题

* 本文内容曾在全国第一届、第二届塑性力学学术交流会上分别以“材料的热粘塑性失稳”和“塑性动力学中的屈服和断裂准则”为题报告过.

本文于1988年5月5日收到, 1988年9月16日收到修改稿.

的复杂性。

但问题的复杂性还不止此。从材料学角度看, 剪切带按显微结构分有两种基本类型: 剪切应变高度局域化而无显微结构变化的所谓形变带, 及显微结构发生相变等变化的所谓转变带。因此这还是一个形变-相变耦合的问题。而从力学角度看, 剪切带的形成涉及应变的局域化发展, 当以力学方法分析这一局域化过程时则相当于一个结构力学类型的问题。因此这又是材料动力学和结构动力学相关联的问题。

本文从这样的认识和背景出发, 研究了材料的绝热剪切, 提出了多变量的热粘塑性动态失稳准则。文中首先简要总结了这方面的研究结果^[4-7], 随后相联系地讨论了塑性动力学中的动态屈服准则和动态断裂准则。

二、冲击载荷下的绝热剪切和高速变形特性

材料学家在研究材料绝热剪切时常侧重其显微结构, 而不太注意其与本构关系的定量联系。力学家在研究材料高速变形特性时则常侧重于材料宏观本构规律, 而不太注意有无显微组织的变化。但重要的是把这两者联系起来。

我们在电脑化分离式Hopkinson压杆装置上作材料的高应变率试验, 可测得其动态应力应变曲线。又对试验后试件的端面及纵剖面作显微检查, 观察剪切带的形态。这样就使得同时从宏观上对材料高速变形特性和从微观上对剪切带发展的研究成为可能。通过改变撞击杆长度和撞击速度可控制试件的应变 ϵ 或残余应变 ϵ_r , 以及应变率 $\dot{\epsilon}$ (10^2 — $10^4/s$), 从而可探究 ϵ 和 $\dot{\epsilon}$ 分别对剪切带发展和高速变形特性的影响。

试验材料是两种国产钛合金: β 相的TB2 (Ti8Cr5Mo5V3Al) 和 $\alpha+\beta$ 相的TC4 (Ti6Al4V)。

显微观察结果表明:

1. 钛合金的塑性变形在准静载下以熟知的均匀滑移形式进行, 在冲击载荷下则以形成宽 $10\sim 10^2\mu m$ 的绝热剪切带为主要形式 (图1—3)。

2. 对于TB2既观察到以晶粒剧烈拉长和碎化为特征的形变带 (图1), 也观察到以发生相变或重结晶为特征的转变带, 且观察到由形变带向转变带的发展^[4], 而以往这两类剪切带只在不同材料中观察到。

3. 绝热剪切实际上是一个包含形变带的孕育和发展、形变带向转变带的转化 (混合带)、转变带的发展、直到裂纹沿剪切带传播而导致破坏等一系列阶段的速率相关过程。对一定材料, 在给定环境温度下, 应变和应变率是影响这一过程的两个同等重要的因素^[4]。目前流行的各种临界应变型准则都以应变作为绝热剪切是否发生的唯一控制变量。但事实上, 对给定的应变, 随应变率的增大, 绝热剪切处于不同的发展阶段。

4. 随试件环境温度 T_e 的降低, 剪切带形成的临界“应变-应变率”值减小, 即对绝热剪切更敏感; 并且显微结构变为以转变带为主, 表明环境温度也是影响绝热剪切的重要因素。

5. 对具有 α 、 β 两相的TC4, 观察到的剪切带都是具有单一 β 相等轴微晶结构的转变带^[7], 表明原始显微组织也有重要影响。

相应的材料本构特性的宏观研究表明;

1. 准静态应力应变曲线如图1曲线a所示, 呈线性应变硬化特性, 这与显微观察所见均匀滑移形式的塑性变形相对应, 是习见的。

2. 高应变率下的动态应力应变曲线如图1曲线b所示, 在塑性变形初始阶段动态流变应力 σ_d 大于准静态流变应力 σ_s , 这反映了材料的应变率强化效应; 但动态曲线斜率 $(d\sigma/de)_d$ 小于准静态斜率 $(d\sigma/de)_s$, 从而在某应变 ε_c 处两曲线相交, 当 $\varepsilon > \varepsilon_c$ 时反而有 $\sigma_d < \sigma_s$, 这是由于准静态曲线是材料等温响应, 而高 $\dot{\varepsilon}$ 下动态曲线则近于材料绝热响应, 其斜率还包含了绝热温升导致的热软化效应。适当扣除此效应, 可由动态绝热曲线得出相应的动态等温曲线如图4曲线c所示, 已与准静态等温曲线接近平行。

3. 动态绝热曲线呈现一水平段, 满足失稳临界条件 $d\sigma/de = 0$ 。这与显微观察中发现的形变带的形成发展、向转变带转化、转变带的发展等整个绝热剪切过程相对应。这使我们材料失稳临界条件的理解不再局限于“临界点”而扩展到“临界线段”的概念。

4. 由上述可见, 绝热剪切或即材料动态失稳同时与材料的应变硬化、应变率硬化、和热软化等特性有关, 概言之, 与材料的热粘塑性本构特性有关。

5. 对于TC4, 我们发现基于双曲形热激活垒机制的热粘塑性本构方程^[8]能满意地描述其本构特性, 并具有如下具体形式^[7]:

$$\left(1 + \frac{\sigma - \sigma_s}{\sigma_0}\right)^{-1} = 1 - a_0 T \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right) \quad (1)$$

式中 σ_0 和 a_0 是材料常数。对于TB2, 如下简单实用的方程能满意地描述其热粘塑性特性^[6]:

$$\sigma = (\sigma_0 + E_1 \varepsilon) \left(1 + g \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right) \left(1 - \alpha \frac{T - T_s}{T_s}\right) \quad (2)$$

式中 T 是温度, E_1 、 g 和 α 分别表征材料应变硬化、应变率硬化和热软化, σ_0 、 $\dot{\varepsilon}_0$ 和 T_s 是准静态试验中的特征应力、应变率和环境温度。

三、多变量的热粘塑性失稳准则

从热塑失稳概念出发, 以 $d\sigma/de = 0$ 为临界条件, 已提出各种绝热剪切准则。但基本上可归为两类: 临界应变率准则如^[9], 和临界应变准则如^[10]。其他从摄动法出发建立的绝热剪切准则^[11-13], 最终也几乎归结为某种临界应变型的准则。这些单变量准则都与上述实验事实不完全符合。再说, 热塑失稳建立在热软化和塑性应变硬化相平衡的概念上, 以材料的热塑性本构关系为基础, 未考虑应变率效应。但如前所述, 应变率对绝热剪切的影响决不能忽视。

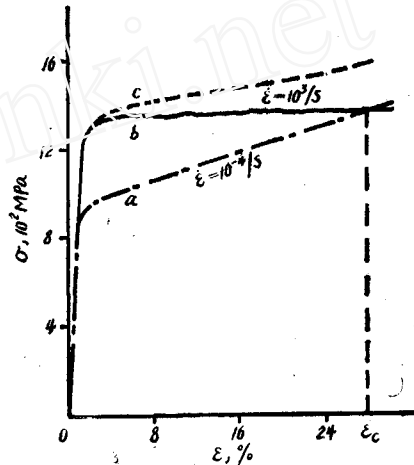


图1 准静态和动态应力应变曲线

我们从下列的热粘塑性本构方程, 热粘塑性失稳临界条件、和绝热条件三者组成的基本方程组出发来讨论:

$$\sigma = \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) \quad (3)$$

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{\partial\sigma}{\partial\varepsilon} + \frac{\partial\sigma}{\partial\dot{\varepsilon}} \frac{d\dot{\varepsilon}}{d\varepsilon} + \frac{\partial\sigma}{\partial T} \frac{dT}{d\varepsilon} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{dT}{d\varepsilon} = \frac{\beta\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)}{\rho C} \quad (5)$$

式中 ρ 材料密度, C 比热, β 为表征非弹性功中转化为热量的比率系数. 原则上说, 由式(5)可解出 T 作为 ε 和 $\dot{\varepsilon}$ 的函数, 代入式(3) 则 σ 可表为 ε 和 $\dot{\varepsilon}$ 的复合函数. 于是失稳临界条件式(4) 可看作 $\dot{\varepsilon}$ 关于 ε 的一阶常微分方程. 对给定的环境温度 T_e , 其解给出一个双变量失稳准则

$$f_*(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = 0 \quad (6)$$

以 T_e 为补充变量, 则有三变量绝热剪切准则

$$f_*(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T_e) = 0 \quad (7)$$

以往各种单变量准则均可看作此准则之特例.

对于式(2) 所示形式热粘塑性本构方程, 给定 T_e 下的双变量动态失稳准则相应地为^[6]

$$\left(1 + g \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right) \left(\frac{\sigma_0}{E_1} + \varepsilon\right) \left(A - \frac{\alpha\beta E_1}{\rho C T_e} \varepsilon\right) = 1 \quad (8)$$

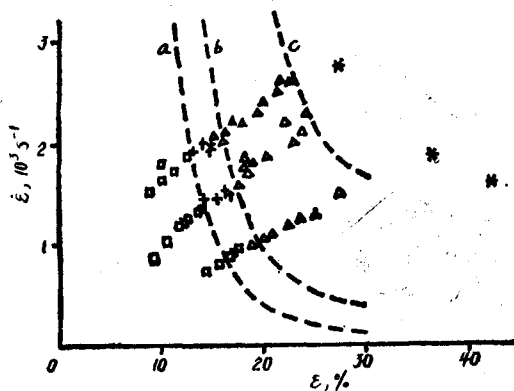


图2 $\dot{\varepsilon}$ 和 ε 对绝热剪切的影响, $T_e = 20^\circ\text{C}$.

实验: □ 无剪切带

+ 形变带

Δ 混合或转变带

* 开裂

理论曲线 a: $A = 1.1536$

b: $A = 1.1382$

c: $A = 1.1143$

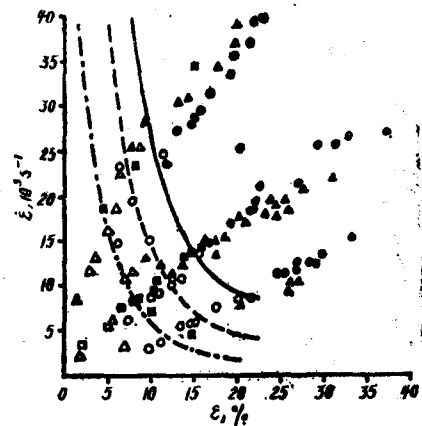


图3 $\dot{\varepsilon}$, ε 和 T_e 对绝热剪切的影响.

实验: 20°C — -90°C — -110°C

无剪切带 ○ Δ □

有剪切带 · ▲ ■

理论曲线:

20°C —, $A(T_e) = 0.8842$

-90°C ---, $A(T_e) = 0.8918$

-110°C ···, $A(T_e) = 0.9028$

式中积分常数 A 取不同值时分别表征绝热剪切过程中的不同发展状态. 图2 给出 TB2 在室温

下实验结果和式(8)理论预示的对比,两者基本一致.对于不同环境温度 T_e ,当忽略 T_e 对 ρ 和 C 的影响时,由式(8)不难推广得一简单实用的三变量绝热剪切准则:

$$\left(1 + g \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right) \left(\frac{\sigma_0}{E_1} + \varepsilon\right) \left[A(T_e) - \frac{\alpha \beta E_1}{\rho C} \frac{\varepsilon}{T_e}\right] = 1 \quad (9)$$

图3给出TB2在20°、-90°和-110°C下实验结果和式(9)理论预示的比较,两者也基本一致.

四、多变量的动态屈服和动态断裂准则

由上述讨论可见,在热塑性本构关系基础上建立的热塑失稳准则,不管具体形式如何,都归结为单临界变量形式的准则.但由其速率无关性质,本质上仍是一种静态准则,与塑性静力学中建立的单变量屈服或断裂准则类似.

但当把绝热剪切按速率相关的动力学过程来分析,在热粘塑性本构关系基础上建立的热粘塑性失稳准则则归结为双(多)变量形式的准则.与此相类似,塑性动力学中的屈服和断裂应作为速率相关的动力学过程来分析,在给定环境温度下,相应的动态屈服准则和动态断裂准则则应由静力学中的单变量准则推广为双临界变量准则.事实上,考虑到材料的动态屈服极限 σ_y 和动态强度极限 σ_b 均应是应力率 $\dot{\sigma}$ 或应变率 $\dot{\varepsilon}$ 的函数,则相应的双变量动态屈服临界条件和动态断裂临界条件可与式(6)相类似地表示为:

$$f_y(\sigma, \dot{\varepsilon}) = 0 \quad \text{或} \quad f_y(\varepsilon, \dot{\sigma}) = 0 \quad (10)$$

$$f_b(\sigma, \dot{\varepsilon}) = 0 \quad \text{或} \quad f_b(\varepsilon, \dot{\sigma}) = 0 \quad (11)$$

这与材料的速率相关的热粘塑性本构方程是相协调一致的.

对于弹塑性波传播的情况,我们建议采用如下的双变量动态屈服准则^[14,15]:

$$\sigma \geq \sigma_y, \text{ 并且 } \text{sign}(\sigma) \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial t} > 0 \quad (12)$$

类似地,双变量的动态断裂准则可表为:

$$\sigma \geq \sigma_b, \text{ 并且 } \text{sign}(\sigma) \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial t} > 0 \quad (13)$$

式(12)和(13)可看作一般形式的准则即式(10)和(11)在速率无关弹塑性波理论中应用时的特殊形式.经典的弹塑性波理论本身虽然在本构关系上是速率无关的,但当以高应变率下的动态应力应变曲线代替准静态曲线,并且以式(12)和(13)形式的双变量准则代替相应的准静态的单变量准则后,就在很大程度上计及了材料本构响应上的速率相关性,从而仍可相当有效地用于工程分析.其中第一点修正早已引起人们的重视,第二点修正则尚未得到充分重视,这正是本文所欲强调的.

希望本文的讨论对于塑性动力学中的其他动态准则的研究,例如对于裂纹的动态失稳扩展、冲击疲劳、动态塑性屈曲等,也有参考价值.可以预期,当作为一个速率相关的动力学过程来研究时,那些动态准则也应具有双变量或多变量准则的形式.

致谢:本文部分研究工作是在国家教委基金项目“工程材料绝热剪切破坏规律的研究”的资助下进行的,特致谢意.

参 考 文 献

- [1] Rogers, H.C., *Ann.Rev.Mater.Sci.*, 9 (1979), 283.
[2] Dormeival, R., Int.Conf. on Impact Loading and Dynamic Behavior of Materials, May 18--22, 1987, Bremen.
[3] Zener, C., Hollomon, J.H., *J.APPL.Phys.*, 15 (1944), 22.
[4] Wang Lili, Lu Weixian, Hu Shisheng, Tang Zhiping, *IUTAM Int Symp.on MMMHVDF*, Aug.12--15, 1985, Tokyo, in *Macro-and Micro-Mechanics of High-velocity Deformation and Fracture*, Springer-Verlag, Berlin (1987), 356.
[5] Wang Lili, proc.Int.Symp. on Intense Dynamic Loading and Its Effects, eds, Zheng Zheming et al, Sci Press, Beijing (1986), 787.
[6] 卢维娟, 王礼立, 陆在庆, *金属学报*, 22 (1986), A217.
[7] 徐天平, 王礼立, 卢维娟, *爆炸与冲击*, 7 (1987), 1.
[8] Wang Lili, *J.Eng-Mater.Tech.* 136 (1984), 331.
[9] Recht, R.F., *J.Appl.Mech.*, 31 (1964), 189.
[10] Culver, R.S., in *Metallurgical Effects at High Strain Rates*, eds. R.W.Rhode et al, plenum Press, New York (1973), 519.
[11] Clifton, R.J., Report NMAB-356 of the NRC Committee on Material Response to Ultrasonic Loading Rates (1978).
[12] Bai, Y.L., *J.Mech.phys.Solids*, 30 (1982), 195.
[13] Molinari, A., Clifton, R.J., Tech. Report DAAG-29-85-K-0003, Brown University (1986).
[14] 王礼立, *应力波基础*, 国防工业出版社, 北京 (1985).
[15] 王礼立, 朱兆祥, 虞吉林, *爆炸与冲击*, 3 (1983), 1.

THE DYNAMIC INSTABILITY AND DYNAMIC YIELD
OF MATERIALS UNDER IMPACT LOADING

Wang Lili

(University of Science and Technology of China, Ningbo University)

Abstract By the microscopical observation of adiabatic shear bands for Titanium alloys and by the macroscopical investigation of the associated dynamic constitutive relation, it is found that the adiabatic shearing is a rate-dependent process, and the corresponding criterion of dynamic thermo-viscoplastic instability is a criterion with multi-control-variables. For a given environmental temperature, it is shown that the theoretical predictions of a proposed dual-control-variables (critical strain versus strain-rate) criterion are in good agreement with the experimental data. Taking the environment temperature as an additional variable, such a criterion can then be generalized to a tri-control-variables one.

It is pointed out too that the dynamic yield criterion and the dynamic strength criterion under impact loading should be the dual-control-variables ones, for a given environmental temperature. The corresponding criteria suitable to the rate independent elastic-plastic wave propagation are presented too.

Key words dynamic instability, adiabatic shearing, dynamic yield, thermo-viscoplasticity, impact loading.