

# 高应变率下金属动力学性能 的实验与理论研究

## ——一维杆的实验方法及其应用\*

中国科学院力学研究所 段祝平 孙琦清 杨大光  
田兰桥 褚 瑶

**提要** 在高应变率下,关于金属动力学性能及本构方程的理论及实验研究,是一个相当广泛而又重要的课题,国外已有30多年的历史。本文给出了我们研究这一课题所得的部分结果。本文介绍了常用的实验方法,提出了箔式应变片动态标定的简单可行技术,结合25CrMnSi合金钢动态应力-应变曲线的实验测定,讨论了改进的Hopkinson压杆技术,同时提出了确定材料本构方程的波动传播方法。事实上,要深入研究这一课题,必须把实验、理论模型的建立、微观分析及数值计算紧密结合起来。因此,在我们以后的几篇文章中,还将介绍关于一维本构模型、粘塑性波的性质及数值解法等问题,以便对这一课题有一个较系统和完整的了解。并希望对这一课题有兴趣的研究工作者参加讨论。

### 一、引言

材料在高速变形下的动力学性能及弹塑性波的理论与实验研究,近20多年来取得了不少进展。实验与理论分析都证明(郑哲敏,1973,1977),在射流侵彻靶板后期,靶板的强度对于抗侵彻有明显的影 响,不同强度的钢种,穿深是很不相同的。因此研究靶板在高速变形下的动力学性质,包括压力、温度和应变率对强度的影响,是颇为重要的。但是,因为在高速高压下金属材料的塑性变形机制异常复杂,时效的因素,热和机械变形的耦合,有限应变给本构方程的描述在数学上带来的困难,等等,要彻底弄清楚这一领域的问题还有相当大的距离。虽然在简单几何条件下,提出过若干模型(Lee,1971; Clifton, R. J., 1971),但目前只能作到在一维条件下,或是简单的组合应力条件下,从实验角度逐步弄清单一因素,如应变率,或压力和温度对材料流动和破坏的影响。就应变率对材料的动力学性质的影响而言,有两类相辅相成的问题:

I) 已知材料的本构关系,求解结构在冲击载荷

下弹塑性波的传播规律;

II) 通过波动信息的测量,利用力学的基本定律(场的守恒方程以及间断面条件),寻求高速变形下材料的本构方程。

在一维应力条件下,提出了构成本构关系的两种方法:一是准静态方法,高速材料冲击机和Hopkinson压杆(包括拉杆和扭转)技术均属这一类。这里,忽略了波在试件内的传播过程;二是被动方法,即施加一压力脉冲于被测试件上,通过对试件上不同地点处应力或应变波形的测量,可以构成高应变率下的一维本构方程,Lagrange方法是近来获得的重要进展(Fowles, G.R.1972)。这里有一个根本的问题需要解决:在一维应力条件下,由于细长杆试件存在侧向运动(即所谓的横向惯性),自然会影响到我们的一维应力假定,即横向惯性效应(几何尺寸引起的)和材料的应变率效应(材料性能引起的)都会叠加到测量的波形中去。Bertholf(1967)利用十分复杂的二维弹塑性流的计算,证明了横向惯性影响的重要性,或认为,横向惯性的存在是造成高应变率下材料强度提高的原因。因此,我们要善于把这两种效应从测量得到的波形中区分开来,真正求得应变率

\* 1980年2月22日收到。

的存在对材料高速变形的影响。本文利用火药枪实验设备,开展了高强度合金钢的动态应力-应变关系的实验测定。由于在SHPB(分段式Hopkinson压杆)技术中,采用平均积分的方法,求得试样的应变数值往往偏高,从而不能正确地得到动态应力-应变关系。为了避免这种情况,我们采用在夹心试样上直接贴应变片,以测量试样的动态应变和应变率,而从输入、输出杆上取应力的方法。这样从原则上讲,一次实验可以获得一条应力-应变曲线。与此同时,本文通过SHPB技术提出了对箔式应变片在大应变条件下进行动态标定的一种简单方法。实验表明,对清华大学研制的箔式片,当应变量达到 $4 \times 10^4 \mu\epsilon$ 时,大部分的应变片线性灵敏度系数 $k$ 值和静态标定值相比,误差不超过5—7%,由于国内对动态大应变的标定工作缺少资料,这种简易的标定方法,对测定各种金属材料的动力学性能提供了一定的基础。

Bell J.F.(1960)早期利用相同材料细长杆的对心撞击,研究了大量材料在高应变率下的动力学性能,这种方法只能测量试件在不同位置的应变波形,很难获得端部载荷的性质,而且由于是直接打击,数值计算表明,试样端部的横向惯性是不可忽略的,用一维应力去处理数据会带来较大误差。我们在实验中提出了一个更合理的方法,即在塑性试样的前端加上一个弹性波导杆(其声抗可以和试样不匹配),同时测量试样和弹性导杆上的应变波形,这样便可获得对试件端部载荷性质的了解,从而更可靠地去研究材料的本构关系。我们将另文对这种方法进行一些理论分析,对一维本构方程进行较系统的讨论,尤其对线性

率型的材料,即使考虑横向惯性效应,也获得了一个精确解,把考虑横向惯性的解与不计横向惯性的解进行了比较。我们也将对一般非线性本构方程给出一个数值计算通用程序,并将数值计算结果和实验结果进行比较。这就把实验—理论模型研究—数值计算三者有机地紧密结合起来,为以后更好地开展高应变率下各种材料的力学性能研究提供良好的基础。另外,在细长杆的实验中,由于横向惯性的存在影响了实验的精度,我们建议把一维应力实验和一维应变实验结合起来,以便获得构成本构方程的更多信息。

## 二、实验方法及原理

### 2.1. 分段式Hopkinson压杆技术的改进

**实验装置** H.Kolsky(1949)依据Hopkinson的最早设想,完整地提出了一套所谓分段式Hopkinson压杆(Split Hopkinson Pressure Bar)技术来测定材料在一维应力条件下,经历高速变形时的应力-应变-应变率( $\sigma-\epsilon-\dot{\epsilon}$ )关系曲线。这时,应变率可达 $10^2-10^4 s^{-1}$ 。分段式Hopkinson压杆技术原理颇为简单,我们所用的实验装置,见照片1,实验技术示意图如图1所示。其中包括应力脉冲产生系统——火药枪(包括枪管和药室等)、子弹、输入和输出杆,以及各种试件。目前,国外一般采用压气枪装置,以稳定和控制弹速;在我们的实验中,在改进药室的基础上(图2),控制一定药量,调整子弹在枪

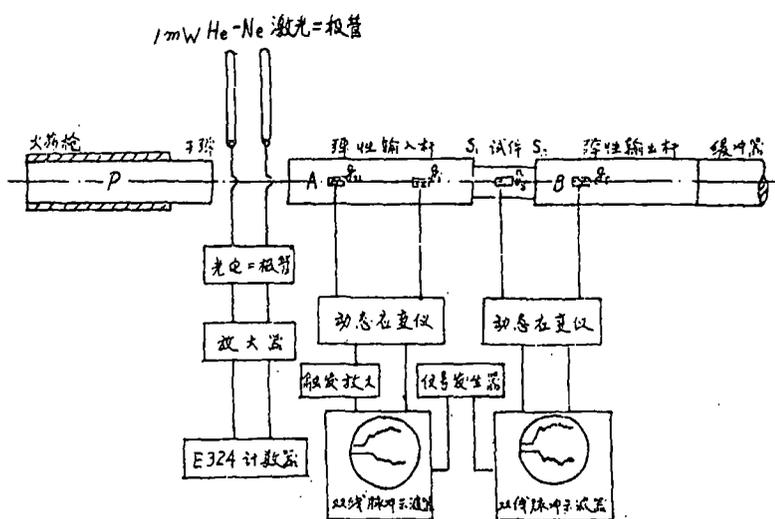


图1 SHPB实验技术示意图

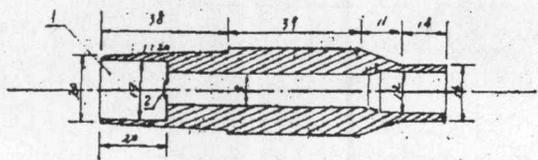


图2  $\phi 14.9\text{mm}$ 火药枪上稳定和控制弹速的  
药室

- 1 枪药药室      2 铝膜片  
(长度单位均为mm)

膛里的位置,利用内径为 $\phi 14.90\text{mm}$ 的火药枪,同样可以稳定地控制子弹速度。利用这套装置,弹速的稳定程度可控制在 $\pm 8\%$ 以内。在实验中,在 $\phi 14.90\text{mm}$ 火药枪膛内,高压火药气体驱动子弹P,使它同心地撞击弹性输入杆A和输出杆B。子弹P在撞击A杆之前的速度 $v_0$ ,通过激光测速器装置记录下来。激光测速装置,包括1mW He-Ne激光光源、光电二极管、放大器和E324频率计数器。这里输入和输出波导杆A和B的材料、截面积完全相同,在A杆和B杆之间同心地夹一小试件S。一般来说,小试件的直径 $\phi_s$ 略比A杆和B杆的直径 $\phi$ 小,小试件的长度为 $L_s$ ,实验中小试件的长径比一般选取 $L_s/\phi_s = \frac{1}{2}, 1, 3/2$ 三种规格。为了达到同心对撞的目的,导杆和试件必须有足够的加工精度,要求其同心度和垂直度误差小于 $0.01\text{mm}/100\text{mm}$ 。实验时,在输入杆A和输出杆B上各自离试件两端面 $S_1$ 和 $S_2$ 为 $L_0$ 处,对称地贴上二个箔式应变片 $g_1$ 和 $g_2$ ,并在A杆离撞击端面 $l_0$ 处,贴上一个应变片 $g_0$ ,作为记录应变波形的触发之用(图1)。A杆和B杆上两处的应变波形 $\epsilon_1(t)$ 和 $\epsilon_2(t)$ ,通过超动态应变仪放大后接入国产SB-11双线脉冲示波器和AD变换器,被记录下来。



照片1 火药枪实验装置

**一般原理** 如图1所示,利用子弹P同心撞击输入杆A,在A杆中可以造成一弹性应力脉冲,该应力脉冲传至 $g_1$ 处,应变片开始感受到讯号,然后约经过

$L_0/c_0$ 的时间(其中 $c_0 = \sqrt{E/\rho}$ 是波导杆的弹性波速),就传至界面 $S_1$ 处,这里 $L_0$ 是弹性导杆的长度,当冲击速度较大时,试件发生塑性变形,由于试件的塑性声抗 $\rho c_p$ 和导杆的弹性声抗不同,因此在 $S_1$ 处会发生波的反射和透射,当透射波到达界面 $S_2$ 处时,同样会发生反射和透射。这里,界面 $S_2$ 的透射波便传至B杆,其幅值比入射波的幅值要小。因此在B杆中同样只会产生弹性波,当该透射波传至 $g_2$ 时,应变片 $g_2$ 开始感受到透射波讯号。由于夹心试件较薄,不论是弹性波还是塑性波,在试件中来回传播一次所需的时间为 $2l_0/c$ 。(约 $3\mu\text{s}$ ),应力脉冲在试件中进行多次反射,应力不断增加,变形亦不断增加。用记录入射波、反射波和透射波的方法,便可得到被测试样的 $\sigma$ - $\epsilon$ - $\dot{\epsilon}$ 关系。在用SHPB方法测定试件的 $\sigma$ - $\epsilon$ - $\dot{\epsilon}$ 关系时,曾作了如下三个基本假定:

1) 一维应力假定 弹性波(尤其对短波而言)在细长杆中传播时,由于横向惯性效应,波会发生弥散,即波的传播速度和波长有关,Pochhammer最早研究过无限长杆内波的色散效应,但当入射波的波长(可由子弹的长度来控制)比输入杆A的直径 $\phi$ 大很多时,即满足 $\phi/\lambda \ll 1$ 时,杆的横向振动效应,除波头外,可作为高阶小量忽略不计,这样,无论对波导杆、子弹还是试件,都可假定处于一维应力状态。Richard, S. (1957) (在我们的第二部分工作中,给出了考虑横向惯性效应的级数解)给出的较严格数学证明,同时实验也指出(见本文照片5),侧向振动效应是叠加在一维应力解上的一个高频衰减振荡,除波头以外,只要满足 $\phi/\lambda \ll 1$ 条件,一维应力假定是可靠的。尤其对于试件, Davis 和 Hunter给出了横向和轴向惯性的修正,他们计算得到用于试件的平均应力

$$\sigma = -\frac{1}{2} (P_1 + P_2) + \rho_s \left( \frac{L_s^2}{6} - \frac{1}{2} a_s^2 v_s^2 \right) \ddot{\epsilon}_s \quad (2.1)$$

其中 $\sigma$ 表示试件的平均应力,  $P_1$  和  $P_2$  是作用在界面  $S_1$  和  $S_2$  上的压力,  $L_s$  和  $a_s$  ( $= \phi_s/2$ ) 分别为试件的厚度和半径,  $\rho_s$  和  $v_s$  为试件的密度与泊桑比,  $\ddot{\epsilon}_s$  为试件的应变加速度,从式(2.1)可知,当 $L_s = \sqrt{8} a_s$ 时,横向惯性效应可减到最小。

2) 均匀化假定 即应力和应变在试件内均匀分布。由于试件较薄,在一维应力假定下,很易算出,弹塑性波在试件内来回反射若干次后,试件两端面的应力可达到平衡。这种均匀化假定,相当于忽略应变

在试件内传播的时间和由此产生的不均匀分布。

3) 不计导杆与试件端部的摩擦效应 实际上由于试件和波导杆加工时表面的不光滑程度, 以及导杆和试样横向变形的不均匀性, 在界面 $S_1$ 和 $S_2$ 上会产生摩擦, 这使试件处于复杂应力状态。要精确估计摩擦的影响是很困难的。在实验时, 除试件保证一定的加工精度外, 在界面 $S_1$ 和 $S_2$ 处涂一薄层黄油, 以尽量减小摩擦的作用。

基于上述三个假定, 便可通过 $g_1$ 和 $g_2$ 处记录得到的弹性应变波形, 推算出试件的 $\sigma$ - $\epsilon$ - $\dot{\epsilon}$ 关系。假想在 $g_1$ 和 $g_2$ 处获得的应变波形记录在同一台双线脉冲示波器上, 如图8所示, 图中 $\epsilon_1$ 和 $\epsilon_2$ 分别表示入射波和反射波,  $\epsilon_T$ 表示透射波, 根据一维弹性应力波理论, 容易求得界面 $S_1$ 和 $S_2$ 的位移 $u_1$ 和 $u_2$ , 速度 $v_1$ 和 $v_2$ 及应力 $\sigma_1$ 和 $\sigma_2$ :

$$v_1 = c_0 \{ \epsilon_1 - \epsilon_R \} \quad (2.2)$$

$$v_2 = c_0 \epsilon_T \quad (2.3)$$

$$u_1 = \int_{t_1}^t v_1 dt = c_0 \int_{t_1}^t (\epsilon_1 - \epsilon_R) dt \quad (2.4)$$

$$u_2 = \int_{t_2}^t v_2 dt = c_0 \int_{t_2}^t \epsilon_T dt \quad (2.5)$$

$$\sigma_1 = \rho_0 c_0^2 \{ \epsilon_1 + \epsilon_R \} \quad (2.6)$$

$$\sigma_2 = \rho_0 c_0^2 \{ \epsilon_T \} \quad (2.7)$$

其中 $\rho_0 c_0$ 是导杆的弹性声抗,  $t_1$ 和 $t_2$ 分别是 $g_1$ 和 $g_2$ 感受到试样反射波和透射波的时刻, 如忽略波在试样中的传播所需时间, 则近似地有 $t_1 = t_2$ 。这样依据试样变形均匀化假定, 从式(2.2) — (2.7) 便可获得试样的平均应变 $\epsilon_{SA}$ 和平均应变率 $\dot{\epsilon}_{SA}$ 和平均应力 $\sigma_{SA}$ :

$$\dot{\epsilon}_{SA} = \frac{v_1 - v_2}{L_s} = c_0 / L_s \{ \epsilon_1 - \epsilon_R - \epsilon_T \} \quad (2.8)$$

$$\epsilon_{SA} = \frac{u_1 - u_2}{L_s} = c_0 / L_s \int_{t_1}^t (\epsilon_1 - \epsilon_R - \epsilon_T) dt \quad (2.9)$$

$$\sigma_{SA} = \frac{1}{2} (A_0 / A_s) (\sigma_1 + \sigma_2) = \frac{E}{2} (A_0 / A_s) (\epsilon_1 + \epsilon_R + \epsilon_T) \quad (2.10)$$

其中 $A_0$ 和 $A_s$ 分别是导杆和试件的截面积 (一般 $A_0 = A_s$ )。这样从式(2.8) — (2.10) 可知, 以时间 $t$ 为参数, 可以构作试样的平均应力-应变-应变率关系 $\sigma_{SA} - \epsilon_{SA} - \dot{\epsilon}_{SA}$ 。由式(2.9)可知, 试样应变 $\epsilon_s$ 是通

过积分 $\epsilon_{SA}$ 求得的, 它表示为图8中所示的上下两阴影面积之差, 积分下限 $t_1$ 和 $t_2$ 的选择对应变的计算颇为重要, 特别对于硬化效应不明显的材料, 一般认为 $t$ 从 $g_1$ 开始感受到反射波时为起始时刻。

以上就是SHPB技术的基本原理。近年来, 二维数值方法的发展, 对横向惯性的影响进行了严格的数值计算, 证明在开始时刻, 二维横向惯性是个不可忽略的因素。为了用实验说明这一点, 我们首先对一组黄铜试件进行了实验测定。黄铜的材料参数为:  $\rho_c = 8.3 \text{g/cm}^3$ , 声速 $c_0 c_s = 4100 \text{m/s}$ , 杨氏模数 $E_c = 139.5 \text{万巴}$ , 泊桑比 $\nu_c = 0.32 - 0.40$ 。在实验中, 取25CrMnSi合金钢作子弹和波导杆。子弹直径 $\phi = 14.90 \text{mm}$ , 长度各为 $400 \text{mm}$ ,  $L_0 = 75 \text{mm}$ , 触发片距离撞击端 $50 \text{mm}$ , 见图4。实验中, 取不同的打击速度 $v_0$ , 从 $g_1$ 和 $g_2$ 处记录应变波形, 见照片2。这时子弹速度为 $12.99 \text{m/s}$ , 获得波形后, 然后按式(2.9)计算 $\epsilon_s$ 并在诺瓦计算机上进行数据处处理, 求得 $\epsilon_s(t)$ 以及每次实验中试件所能达到的最大应变 $\epsilon_{smax}$ 。显然,  $\epsilon_{smax}$ 是每次冲击速度 $v_0$ 的函数。同



照片2 黄铜试样所获得的波形 $g_1$ 和 $g_2$ , 这里, 打击速度为 $12.99 \text{m/s}$



照片3 黄铜试样上得到的塑性波形  
左图为标定高度, 右下图为时标

时, 我们在每次实验中精确地测量试件在变形前后的长度, 分别记为 $L_0$ 和 $L_p$ 。按均匀变形假定, 残余

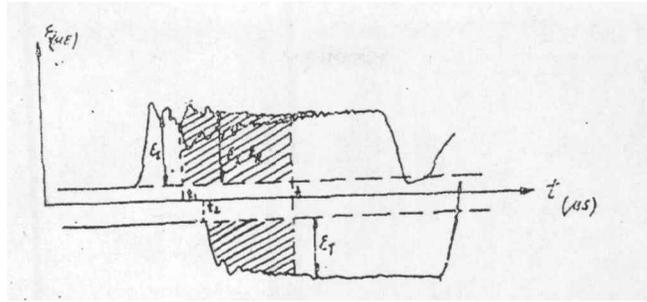


图3  $\epsilon_I$ 和 $\epsilon_T$ 的应变波形及用积分方法求 $\sigma$ - $\epsilon$ - $\dot{\epsilon}$ 曲线的图示法  
 $\epsilon_I$ : 入射波  $\epsilon_R$ : 反射波  $\epsilon_T$ : 透射波

变形可表示成

$$\epsilon_{SP} = \int_{L_s}^{L_{SP}} \frac{dL}{L} = \ln \left\{ 1 + \frac{L_{SP} - L_s}{L_s} \right\}$$

$$= \ln (1 + \tilde{\epsilon}_{SP}) \approx \tilde{\epsilon}_{SP} = \frac{L_{SP} - L_s}{L_s} \quad (2.11)$$

其中 $\epsilon_{SP}$ 为自然应变,  $\tilde{\epsilon}_{SP}$ 表示工程应变。当打击速度 $v_0$ 已知时, 按一维弹性波理论, 入射波的应力幅值为

$$\sigma_{max} = \frac{1}{2} \rho_0 c_0 v_0 \quad (2.12)$$

这样试件可能获得的最大应力为

$$\sigma_{s \max} = \frac{1}{2} \frac{A_0}{A_s} \rho_0 c_0 v_0 \quad (2.13)$$

在这样的应力下, 按一维应力波理论可知, 试样中可能造成的最大弹性变形为

$$\epsilon_{s' \max} \approx \frac{1}{2} \frac{A_0}{A_s} \tilde{\eta} \frac{v_0}{c_0 c_s} \quad (2.14)$$

其中 $\tilde{\eta} = (\rho c)_0 / (\rho c)_s = 1.27$  表示导杆和试样的弹性声抗之比, 这样, 在试件中可能发生的最大应变 $\epsilon_{s \max}$ 应满足下列关系:

$$\epsilon_{s' \max} \leq \epsilon_{SP} + \epsilon_{s' \max} = \left( \frac{L_{SP}}{L_s} - 1 \right) + \frac{0.635 A_0}{A_s \cdot 4100} v_0 \quad (2.15)$$

表1给出了在上述实验条件下取得的一组黄铜材料的实验数据(共10次实验数据), 并且和用积分方法所得到的结果进行了比较。从表1中可明显地看出, 用Hopkinson压杆方法积分算得的应变值, 在一部分试件中, 其值偏高, 在另一部分中的值又偏低, 相对误差 $\delta$ 可高达10%。一般说来, 只要子弹速度和残余变形的测量正确, 其误差主要来自按式(2.9)的积分计算。这就给我们提出一个问题, 能否提高SHPB技术的实验精度, 使我们获得试件的正确应变呢?

J.F. Bell曾在试样上刻以光栅, 采用干涉方法记录试样的动态应变。由于建立这套技术较复杂, 我们改用在试样上直接贴应变片的方法, 在记录 $\epsilon_I(t)$ 和 $\epsilon_R(t)$ ,  $\epsilon_T(t)$ 的同时, 也记录试样的应变波形 $\epsilon_s(t)$ , 如图4所示, 以便仔细观察试样的高速变形过程。照片3和照片4是在黄铜试样上贴上箔式应变片所获得的典型塑性应变波形。照片3上的子弹速度为14.24m/s最大应变量为1.50%, 照片3下的子弹打击

表1 黄铜材料的实验数据

实验序号	34	37	38	39	45	8	14	15	备注
速度 $v_0$ (m/s)	19.9	24.6	25.4	28.7	18.2		17.9	18.87	
计算 $\epsilon_{s \max}$ ( $10^4 \mu\epsilon$ )	2.38	4.15	4.44	6.93	3.57	5.31	3.38	3.89	按式(2.9)计算
$\epsilon_p$ ( $10^4 \mu\epsilon$ )	1.93	4.13	4.41	6.04	3.12	5.56	2.78	3.67	测量值
$\epsilon_{s' \max}$ ( $10^4 \mu\epsilon$ )	2.25	4.53	4.82	6.50	3.41	5.76	3.07	3.97	按式(2.15)计算
$\delta$ (%)	+5.4	-10.5	-10.0	+6.5	+6.2	-9.6	9.1	-2.1	

注: 其中3\*炮没有测得速度

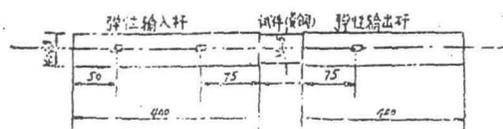


图4 用SHPB技术测黄铜动态 $\sigma$ - $\epsilon$ 关系实验安排

速度为25.4m/s,最大残余变形可达到5.27%。从以上两张典型的照片,可清晰地看出试件在高速变形下所实际经历的动态变形过程。显然这要比用式(2.9)计算的结果更加真实和精确。

**临界速度和动态屈服点的确定** 在用SHPB技术实验时,可以不断调整子弹的打击速度 $v_0$ ,显然 $v_0$ 较小时,试件维持弹性变形,增加 $v_0$ ,便可以在试件中产生塑性变形。我们称使得试件刚刚发生塑性变形(残余变形不大于0.2%)时的子弹打击速度为临界速度,用 $v_0^{*}$ 表示,这是反映试件力学性质的一个物理量。如果假定一维应力波理论是正确的话,则试样的动态屈服强度 $\sigma_{y,d}$ 可以用 $v_0^{*}$ 表示为

$$\sigma_{y,d} = \frac{A_s}{A_0} \frac{\rho_0 c_0}{1 + \beta} v_0^{*} \quad (2.16)$$

其中 $A_s/A_0$ 表示试样和导杆的截面积之比, $\rho_0 c_0$ 和 $\rho_s c_s$ 分别是导杆和试件的弹性声抗,且 $\beta = (A_s/A_0) \cdot [\rho_0 c_0 / (\rho_s c_s)]$ 。这样,在用SHPB技术时,按式(2.16)很容易求得试样的动态屈服强度。但按公式(2.9)是不易算准的。

## 2.2. 动态应变的记录

在一维应力条件下,动态应变尤其在大塑性应变条件下的记录颇为重要,因为这关系到记录的应变能否完全真实地反映试样本身的动态变形过程。这里有两个问题:一是超动态应变仪的研制,目前或是采用高频响和宽频带的高灵敏度的放大器,或是采用脉冲供电方式,不必加上放大器这一中间环节,而在应变片上加一瞬态大电流,使由于应变形成的电压变化直接输入示波器。另一值得注意的问题是要对所使用的应变片进行动态标定,以保证获得的应变数值准确可靠。下面就这两个问题分别进行讨论。

我们在实验中,采用超动态应变仪(中国科学院力学研究所二室六组,1977),这种应变仪结构颇为简单,使用方便,仪器方块图如图5所示。目前,测量动态应变过程中,一般采用两种应变片电路,一是桥式电路,二是电位计电路。这里我们采用电位计电路,如图6所示。如不计温度效应,则A点的电位变化 $\Delta u_A$ 和电阻应变片 $R_0$ 的变化 $\Delta R_0$ 的关系如下,

$$\begin{aligned} \Delta u_A &= E \frac{R_1 \cdot R_0}{(R_1 + R_0)^2} \cdot \frac{\Delta R_0}{R_0} \\ &= E \frac{R_0/R_1}{[1 + (R_0/R_1)]^2} \cdot k \cdot \epsilon = Ke \end{aligned} \quad (2.17)$$

其中 $K = E \frac{R_0/R_1}{[1 + (R_0/R_1)]^2} \cdot k$ ,E表示直

流电源电压,其大小随所测应变的大小而定,一般取为12V; $R_0$ 和 $R_1$ 分别为应变片和分压回路并联电阻, $R_1$ 取50 $\Omega$ ,k为应变片的灵敏度系数,一般取值为1.9-2.2之间。这样当应变片从 $10^2 \mu\epsilon$ 变化到 $10^4 \mu\epsilon$ 时, $\Delta u_A$ 从0.4mV变化到40mV,一般示波器的灵敏度是不够的,故需要采用前置放大器,它的频率特性、波形失真度、增益等将直接影响所记录的应变波形的真实程度。

我们采用的放大器的频率响应为1Hz-4MHz,放大倍数最大为20倍,输入阻抗约 $10^7 \Omega$ ,能满足一维应力条件下所记录的应变波形的需要。此外,还需要有一个正确可靠的触发系统,以保证示波器扫描和材料的应变同步。实验中,我们采用如图5所示的触发电路,且在波导杆近撞击端处贴上一应变片,该片离 $g_1$ 约100-300mm,因此该片感受到应变讯号的时间比 $g_1$ 提前20-60 $\mu s$ 。通过触发片获得的讯号经过前置放大器和可控硅电路,能输出+12V电压,以触发国产SB-11脉冲示波器,这就保证获得可靠的应变波形。

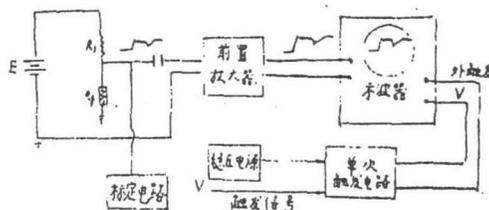


图5 动态应变测试的方块结构图

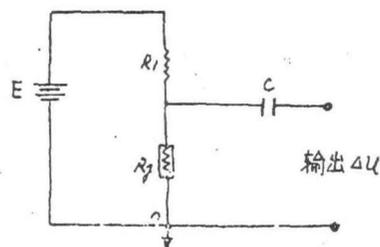


图6 测量应变的电位计电路( $R_0$ 为应变片电阻)

### 2.3. 应变片的动态与静态标定

为了使所记录的波形真实反映试样实际的动态应变（尤其在大应变条件下），需要对所使用的应变片进行适当的动态标定。

实验中，如果已经知道所使用的应变片的阻值  $R_s$  及在小应变范围内给出的应变片灵敏度系数  $k$ ，则我们可以采用并联标定的方法，如图 7 所示。

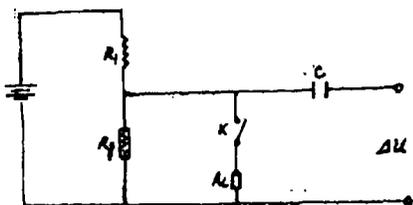


图 7 电位计电路的标定方法 ( $R_s$  为应变片电阻)

当开关  $K$  闭合时，在电位计电路  $R_s$  臂上将产生一个确定的电阻变化  $\Delta R_s$ ：

$$\Delta R_s = R_s^2 / (R_s + R_0) \quad (2.18)$$

其中  $R_0$  是可以调节的标定电阻。假设电阻的变化是由应变发生数值为  $\epsilon_0$  大小的应变所产生的，则有

$$\frac{\Delta R_s}{R_s} = \frac{R_s/R_0}{1 + (R_s/R_0)} = k\epsilon_0$$

$$\text{或 } \epsilon_0 = \frac{1}{k} \frac{R_s/R_0}{1 + (R_s/R_0)} = \frac{1}{k} \frac{R_s}{R_s + R_0} \quad (2.19)$$

这样，知道了  $k$  和  $R_0$  后， $\epsilon_0$  便可作为测定应变波形的一种标定。关键在于确定应变片的灵敏度系数  $k$ 。它是否和经过静态小应变的标定所给出的数值相同，特别是是否能适用于动态大应变条件，我们将分别就弹性应变和塑性应变条件下的动态标定问题作如下说明。

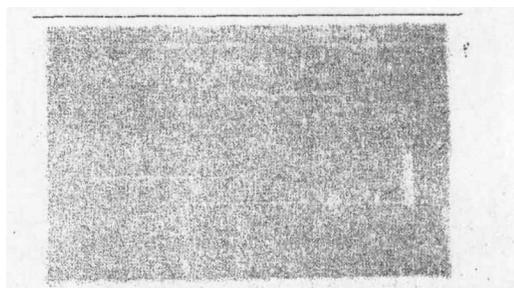
**箔式片的弹性波标定方法** 一根细长杆同心地撞击另一根材料相同的细长杆，控制撞击速度，使杆的变形保持在弹性范围之内。将被标定的箔式应变片贴在被撞击杆的某一中间位置，记录撞击速度  $v_0$  与应变波形  $\epsilon(t)$ 。理论和实验都表明，除波头外，所记录的应变波形是某一平均高度  $H$  上叠加一个微幅而衰减的高频振荡。设通过标定电路获得的标定高度记为  $H_s$ ，则在杆中产生的应变平均高度是

$$\epsilon = v_0 / (2c_0) \quad (2.20)$$

其中  $v_0$  是初始子弹撞击速度， $c_0$  是材料的弹性波速， $c_0 = \sqrt{E/\rho_0}$ ，经过简单计算，应变片的灵敏度系数  $k_s$  由下列内式给出（图 7）：

$$k_s = \frac{2Hc_0R_s}{(R_s + R_0)v_0H_s} \quad (2.21)$$

其中  $H_s$  是波形读数高度， $H$  是标定高度，见表 2。这样，用实验计算获得的  $k_s$  和出厂时静态标定的  $k_s$  比较，便可计算出实验的相对误差及箔式片在动态弹性变形范围内的精度。我们使用清华大学工程力学系研制的箔式应变片（其规格如下：丝材为康铜箔，电阻值  $120 \pm 8 \Omega$ ，静态灵敏度系数  $2.18 \pm 1\%$ ，面积  $2 \times 8 \text{ mm}^2$ ，底胶，k-缩醛胶，绝缘电阻， $3 \times 10^4 \text{ M}\Omega$ ，零点漂移： $< 0.5 \mu\epsilon/\text{hr}$ ），进行了一系列弹性杆的撞击实验。表 2 给出了我们一组实验中的实测数值，子弹和被撞击杆都是 25CrMnSi 合金钢，撞击速度控制在  $30 \text{ m/s}$  以内，子弹长度  $300 \text{ mm}$ ，试件长度  $400 \text{ mm}$ ，标定应变片离撞击端  $150 \text{ mm}$ ，典型的波形照片见照片 4。为使测量读数更精确，使用了 AD 模数转换器来记录波形。从表 2 可知，在动态弹性范围内，由弹性波方法得到的  $k_s$  值和静标定  $k_s$  值相比，相对误差一般在  $5\%$  以内。这说明，用弹性波方法进行箔式片的动态标定方法是可行的。



照片 4 弹性应变波形记录由 25CrMnSi 材料互相对撞，子弹速度  $v_0 = 27.5 \text{ m/s}$

**动态大应变下的一种简易标定方法** 用弹性波方法进行箔式片的动态标定。由于一般材料的弹性极限不超过  $10000 \mu\epsilon$ ，所标定的应变范围受到限制，一般只有几千个微应变；但在二维应力下进行材料的塑性大变形的动力学研究，动态应变范围要大得多，约从  $1 \times 10^4 \mu\epsilon - 10 \times 10^4 \mu\epsilon$  的范围。这就给我们提出了箔式片在动态大应变条件下的动态标定问题。换言之，在弹性范围内获得的灵敏度系数  $k_s$ ，在大应变下是否仍然保持为常数？目前，我们通过 SHPB 技术，在试件上贴了应变片，发现应变波形在后期都有平台出现，如图 8 所示。这表示试样的完全卸载。图 8 中，我们可以视 a 点状态是，在原来压缩状态上叠加一个与压缩载荷数值相等的拉伸载荷，使试样造成快

表2 箔式应变片的弹性动态标定数值

编号	$v_0$ (m/s)	$H_e$ (mm)	$H$ (mm)	$k_d$	$k_s$	$\delta = (k_s - k_d) / k_d \times 100\%$	备注
1	20.4	26.	51	2.16	2.18	0.93	1*至6*由AD变 换器读数得出
2	21.0	27.	54	2.13	2.18	2.30	
3	21.6	27.	56	2.12	2.18	2.70	
4	21.0	27.	54	2.13	2.18	2.30	
5	20.5	27.	54	2.16	2.18	0.91	
6	20.3	27.	52	2.12	2.18	2.70	
7	25.17	10.	19.6	2.17	2.18	0.23	7*至10*由示波 器读数得出
8	25.26	10.	20.5	2.197	2.18	0.78	
9	27.13	10.	18.7	2.063	2.18	5.30	
10	21.0	10.	19.0	2.08	2.18	4.60	

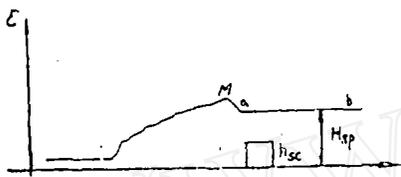


图8 用测量的塑性波形卸载段进行箔式片的动态标定 (ab为塑性平台),  $h_{sc}$  为标定高度,  $H_{sp}$ 为塑性平台高度(即残余应变高度)

速卸载,而后维持塑性应变不变。塑性平台的出现给我们提供了进行应变片动态标定的一种简易方法:将要标定的应变片贴在试样上,利用分段Hopkinson压杆技术,在一次实验中,控制子弹速度,使试样造成一定的塑性变形。如图8,设塑性平台的高度为 $H_{sp}$ 。显然, $H_{sp}$ 的数值随打击速度的变化而变化。为了保证试样有足够的加载时间,子弹应比较长,一

般取200mm就足够了,这样可以假定试样在受载过程中维持均匀变形。因此塑性平台 $H_{sp}$ 反映了试样的平均残余变形。用 $L_0$ 和 $L_p$ 分别表示试样变形前后的长度,则在一级近似下,平均残余应变 $\tilde{\epsilon}_p$ 可表示为

$$\tilde{\epsilon}_p = - \int_{L_0}^{L_p} \frac{dL}{L} = - \ln \left( 1 - \frac{L_0 - L_p}{L_0} \right) \approx \frac{L_0 - L_p}{L_0} \quad (2.22)$$

这里,取压应变为正,从波形中测得的 $H_{sp}$ 表示实际变形 $\epsilon_p$ 的大小。如同上面给出的弹性波标定方法,箔式片的灵敏系数 $k_d$ 可用下列公式给出:

$$k_d = \frac{H_{sp} (L_0 - L_p)}{L_0 H_c [1 + (R_s/R_g)]} = \frac{H_{sp}/H_c}{1 + (R_s/R_g)} \tilde{\epsilon}_p \quad (2.23)$$

表3 在黄铜试样上进行箔式片标定的实验结果

编号	36	24	13	25	44	45	17	23	19	9
$v_0$ (m/s)	23.1	20.56	20.47	20.3	18.5	18.2	16.52	16.08	14.24	23.54
$K_e$	2.2169	2.0233	2.3416	2.6133	2.3049	2.009	2.12	2.2757	2.2241	2.2205
$e$ (%)	3.7	7.2	7.0	7.6	5.4	8.1	2.8	4.2	4.0	4.1
$\epsilon_{max}$ ( $10^4 \mu\epsilon$ )	6.13	5.56	3.14	5.14	2.04	2.78	2.40	2.15	1.06	5.73

注:  $K_e$ 为灵敏度系数,  $e$ 为相对误差,  $\epsilon_{max}$ 为最大应变值。

表4 在铝合金试样上进行标定的实验结果

编号	2	3	5	6	10	13	14	15	16	20	备注
$v_0$ (m/s)	17.1	16.8	21.0	21.0	22.6	20.6	20.7	21.0	19.6	20.8	
$e$ (%)	5.4	1.8	4.2	3.4	3.0	9.4	0.7	1.6	3.7	2.2	
$\epsilon_p$ ( $10^4 \mu\epsilon$ )	1.29	2.19	3.6	3.46	4.20	3.5	3.94	3.80	2.69	3.59	

这样改变冲击速度，便可得到不同的 $H_{sp}$ 和 $L_p$ ，如果 $k_s$ 不随 $\epsilon_p$ 的变化而变化，且和 $k_s$ 相比偏离不大，则可以认为，在测量范围之内，记录得到的应变波形是正确反映了试件所实际经历的变形过程。我们以黄铜和铝合金等材料作试样，进行了箔式片的标定，按公式(2.23)归纳，结果分别列于表3和表4内。从表中可知，最大应变可达到 $5 \times 10^4 \mu\epsilon$ ，最大误差为8.1%和9.4%，平均误差在 $\pm 5\%$ 左右。当然，标

定的精度不但取决于原始应变片的质量，而且也受实验条件的限制。事实上，假若由于对心撞击条件保证得不好，造成试样的不均匀变形，那就不能用来标定。我们这里仅仅给出一种标定技术，进一步的实验与分析将另文给出。同时，为了进行对比，我们也进行了箔式片的静态标定。以高弹性材料镍基合金CH<sub>53</sub>作成标准拉伸试样，将清华大学生产的 $1 \times 1 \text{ mm}^2$ ， $2 \times 8 \text{ mm}^2$ 和 $3 \times 5 \text{ mm}^2$ 三种不同规格的应变片

表5 箔式应变片在大应变下静态标定的数据

应变片规格	应变片号	引伸机读数	应变仪读数	相对误差 (%)	K值
8 × 5	1	$3.000 \times 10^4 (\mu\epsilon)$	$2.948 \times 10^4$	1.70	2.16
8 × 5	2	$2.556 \times 10^4$	$2.534 \times 10^4$	0.86	2.16
8 × 5	3	$2.156 \times 10^4$	$1.990 \times 10^4$	7.70	2.16
8 × 5	4	$2.156 \times 10^4$	$2.133 \times 10^4$	1.10	2.16
8 × 5	5	$2.776 \times 10^4$	$2.796 \times 10^4$	0.70	2.16
8 × 5	6	$3.000 \times 10^4$	$2.923 \times 10^4$	2.60	2.16
2 × 8	1	$1.908 \times 10^4$	$1.856 \times 10^4$	2.70	2.15
2 × 8	2	$2.866 \times 10^4$	$2.844 \times 10^4$	1.30	2.15
2 × 8	3	$0.308 \times 10^4$	$0.339 \times 10^4$	3.40	2.15
2 × 8	4	$2.108 \times 10^4$	$2.042 \times 10^4$	3.10	2.15
2 × 8	5	$3.000 \times 10^4$	$2.960 \times 10^4$	1.30	2.15
2 × 8	6	$3.000 \times 10^4$	$2.942 \times 10^4$	1.90	2.15
1 × 1	1	$1.680 \times 10^4$	$0.94 \times 10^4$	44.00	1.98
1 × 1	2	$0.992 \times 10^4$	$1.000 \times 10^4$	0.80	1.98
1 × 1	3	$2.192 \times 10^4$	$2.105 \times 10^4$	4.00	1.98
1 × 1	4	$1.592 \times 10^4$	$1.850 \times 10^4$	16.30	1.98
1 × 1	5	$2.342 \times 10^4$	$2.980 \times 10^4$	27.20	1.98
1 × 1	6	$2.692 \times 10^4$	$3.050 \times 10^4$	13.30	1.98

贴在同一试棒上进行试验,用引伸机和静态应变仪同时记录试样的变形,并进行比较,结果表明,即使用502胶作为应变粘接,当应变不超过  $8 \times 10^4 \mu\epsilon$  时,相对误差不超过4%,如表5所示。除了丝材本身的质量外,贴片技术、应变胶的质量和贴片工艺,对实验结果来说,也是十分重要的。下节给予简短讨论。

#### 2.4. 箔式应变片的粘接技术

要获得正确定量的应变波形,除应变片本身质量外,正确选择粘接剂和包括打磨、除油脂、涂胶及加温固化等一系列贴片工艺,也是十分重要的。为了使应变片在高应变率 ( $\dot{\epsilon} = 10^3 - 10^4 s^{-1}$ ) 下,正确可靠

地传递动态大应变,粘合剂不但要有较大的剪切强度,而且也要能承受较大的冲击载荷。我们用强度级别为  $180 kg/mm^2$  的18Ni马氏体时效钢作子弹和导杆,对1720卫东胶,520胶和502胶进行了一系列冲击性能比较试验,冲击速度在  $60 m/s - 78 m/s$  之间,应力可达1.3万巴—1.6万巴左右,在这种情况下获得的弹性波形仍不失真,如照片5和6所示。该照片中给出了三种不同应变粘贴的应变片,它们贴在同18Ni钢杆试件的中心位置,打击速度为  $70 m/s$ 。表6给出了所使用的各种应变胶的优缺点及性能比较,以供参考。

表6 各种粘接剂性能比较表

名称	502胶	K-缩醛酸	环氧胶粘剂	225环氧胶	201酚醛胶	520环氧胶
成分	聚甲基丙烯酸甲酯-丙烯酸甲酯共聚物, 3g $\alpha$ -氰基丙烯酸乙酯, 94g 磷酸三甲酯, 3g 对苯二酚, 少量 二氧化硫, 少量	聚乙醇缩甲醚, 6g K-211树脂, 4g 乙二醇、乙醚混合液, 67ml	610*双氧树脂, 100g 邻苯二甲酸二丁酯, 15g 乙二胺, 7g	A : B = 12.5 : 1	锌酚醛树脂, 1.25g 聚乙醇缩甲醚, 1.0g 没食子酸丙酯, 2%	环氧树脂6101*, 100g 低分子量聚酰胺, 50g
一般性能	剪切强度 $\geq 150 kg/cm^2$ 抗拉强度 $300 kg/cm^2$	剪切强度 (Al) 280—310 $kg/cm^2$ 不均匀扯离强度 $65 kg/cm^2$	抗剥强度 $18 kg/cm^2$ 抗冲强度 $20 kg/cm^2$ 抗剪强度 $140 kg/cm^2$	对Al粘接强度 $335 kg/cm^2$ 不均匀扯离强度 $50 kg/cm^2$ 对钢抗剪强度 $400 kg/cm^2$	抗剪强度 (不锈钢) $240 kg/cm^2$ 不均匀扯离强度 $37 kg/cm^2$	对钢抗剪强度 $300 kg/cm^2$ (加温 $60^\circ C$ 左右, 还可提高)
固化条件	室温放置24小时	$170^\circ C / 2$ 小时, 需涂底胶层	$18 - 20^\circ C / 8$ 小时, 再 $60^\circ C / 2$ 小时	$120^\circ C / 3$ 小时, 红外灯下烤1分钟	$160^\circ C / 3$ 小时	$90^\circ C / 1$ 小时
贴片工艺	施加接触压	涂胶2次			涂胶2次, 压力为 $1 kg/cm^2$	指压
优缺点	工艺简单, 固化快, 脆性大, 不均匀扯离强度低	强度高, 工艺复杂, 传递应变好	脆性大, 有毒	传递应变好, 冲击韧性好, 强度高, 工艺较520复杂	强度高, 脆性较大, 工艺复杂	工艺简单, 冲击韧性好, 强度高, 传递应变好

### 三、中高强度合金钢动应力-应变曲线的实验测定

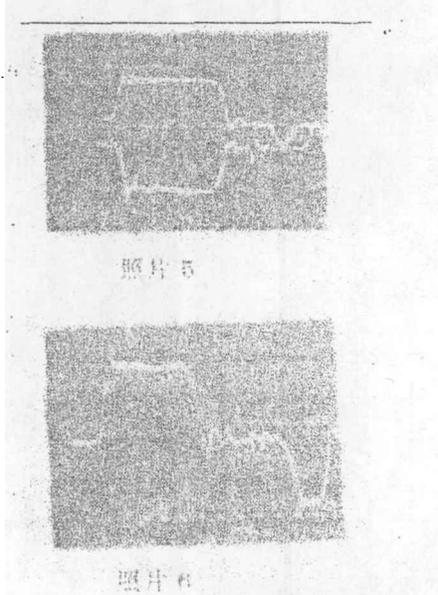
本节以25CrMnSi合金钢为例，运用前面介绍的改进的Hopkinson压杆技术来测定其动应力-应变曲线。25CrMnSi属于中高强度合金钢，经过热处理后（850—880℃高温退火8小时，随炉冷却后调质，其淬火温度为880—900℃，而后在600—640℃下保温8小时，水冷），机械性能由表7给出。在Instron材料试验机上进行了静态拉伸曲线的测定，由图11给出，其应力应变曲线可用四段线性硬化曲线来描述：

$$\sigma = \sigma_i + E_i(\epsilon - \epsilon_i) \quad \epsilon_{i-1} \leq \epsilon \leq \epsilon_i$$

$$(i = 1, 2, 3, 4) \quad (3.1)$$

其中 $\sigma_i$ 和 $E_i$ ， $\epsilon_i$ 的数值由表8给出，在该表中 $c_i$ 表示由应变率无关理论算得的相应的塑性波波速。

**动态杨氏模数的测定** 在材料试验机上，由于初始点控制不稳，杨氏模数 $E$ 是测不准的，但可通过弹性波速的测定来确定材料的动态杨氏模数。实验时，用一长杆贴上两个应变片，彼此相距250mm。利用



照片5和6是在高速冲击下，由测量获得的弹性波形看各种应变胶的动力学响应，子弹速度为59.04m/s，应力达到12000 kg/cm<sup>2</sup>。一线波形由225胶粘贴，二线波形由1702胶粘贴，照片6中波形为520胶粘贴，时标为20μs/格

表7 25CrMnSi合金钢的机械性能表

数值 试件号	性能 比例极限 $\sigma_p$ (kg/mm <sup>2</sup> )	屈服点 $\sigma_s$ (kg/mm <sup>2</sup> )	强度极限 $\sigma_b$ (kg/mm <sup>2</sup> )	伸长率 $\delta$ (%)	断面收缩率 $\psi$ (%)	杨氏模数 $E$ (kg/mm <sup>2</sup> )
1	91.91	93.22	104.24	11.0	59.68	$2.3 \times 10^4$
2	91.35	91.70	103.24	10.0	59.35	$2.3 \times 10^4$
8	85.66	85.94	96.28	11.5	61.87	$2.3 \times 10^4$

表8 25CrMnSi合金钢静态硬化模数表

足标 i 数值	$\epsilon_i$ (10 <sup>4</sup> με)	$\sigma_i$ (kg/mm <sup>2</sup> )	$E_i$ (10 <sup>4</sup> kg/mm <sup>2</sup> )	$c_i = \sqrt{E_i/\rho}$ (10 <sup>2</sup> m/s)
0	0	0	2.32	54.00
1	0.3944	91.5	0.0616	6.80
2	1.2344	96.67	0.0468	7.60
8	2.0344	100.41	0.0314	6.30
4	2.5544	102.04	0.0127	4.00

子弹撞击试件，把一维弹性波通过这两个应变片所需时间由E324记时仪记录下来，如图9所示。这样可测得所需试件在一维应力条件下的平均弹性波速 $c_0$ 。重复多次试验，消除实验误差，把 $c_0$ 尽可能测准确。动态杨氏模数可用公式 $E = \rho c_0^2$ 来计算，这里 $\rho$ 表示试样的密度。对25CrMnSi合金钢测得的动态杨氏模数为 $E = 2.32 \times 10^4 \text{ kg/mm}^2$ ，它比静态平均硬化模数 $E_s$ 大2个量级， $E_s/E \approx 0.013$ 。其次，按第一节中介绍的方法，我们同时测定了25CrMnSi合金钢的

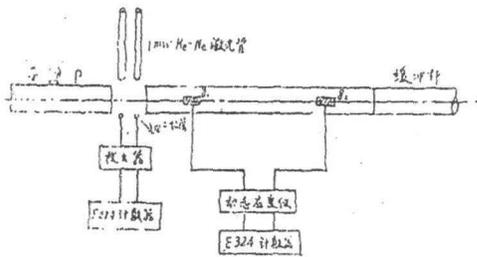


图9 弹性波速的测量方法  
g<sub>1</sub>, g<sub>2</sub>为相距250mm的两个应变片

动应力-应变曲线。由于该合金钢的屈服强度较高，我们选用7021-型18Ni马氏体时效钢作为波导杆，其比例极限可以达到175kg/mm<sup>2</sup>，其临界冲击速度为82m/s，这就保证在高速冲击过程中，波导杆维持在弹性变化范围内。为了在试样和波导杆上均获得满意的波形，要正确选择小试样的几何尺寸，以尽量减少横向惯性效应。这里，我们选择试样的直径 $\phi_0 = 14.80\text{mm}$ ，而长度为 $L_0 = 8\text{mm}$ ，试样和波导杆上获得的波形由照片7和8给出。由于采用了从试样上直接记录波形的方法，可以更仔细地观察试样的动态塑性变形过程，就25CrMnSi试样而言，其动态变形大致可分成五个阶段，如图10所示。

1) 第一阶段：弹性变形到开始屈服，如图10中

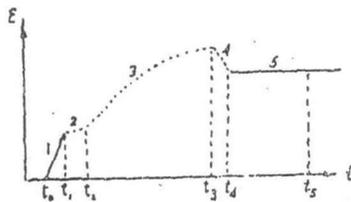


图10 25CrMnSi合金钢试样的动态变形过程

所示的 $t_0$ 到 $t_1$ 时刻。应变从0变到 $\epsilon_s$ （初始动态屈服应变）。取 $\Delta t^* = t_1 - t_0$ ，这个数值与冲击速度无关，大约5—8 $\mu\text{s}$ 时间。当改变冲击速度时， $\epsilon_s$ 的变化范围不大，则可视 $\epsilon_s$ 为动态屈服应变，平均值为4300 $\mu\epsilon$ 。故动态屈服应力 $\sigma_{d_s} = \rho c_0^2 \epsilon_s = 99.80 \text{ kg/mm}^2$ 。这样获得的结果比静态应力提高12%。这时，平均应变率 $\dot{\epsilon}$ 可达 $10^3 \text{ s}^{-1}$ 。

2) 第二阶段：试样显示出滞后屈服效应。从照片8上可知，当施于试样上的载荷达到屈服极限时，从 $t_2 - t_3$ 时刻，应变维持不变，即试样只发生弹性变形而不产生塑性流动。这表明，塑性流动并非瞬态发生的，塑性变形要落后于应力。实验表明，屈服滞后效应对冲击速度很敏感，当接近临界速度时，滞后时间愈长，最长可达14 $\mu\text{s}$ 左右，而在速度超过65m/s后，滞后效应又不明显了，见照片7。表9给出了冲击速度和滞后时间 $t_3$ 的数据（其中试样取二种不同直径 $\phi_1 = 12\text{mm}$ ， $\phi_2 = 14.8\text{mm}$ ）。Cottrel曾认为屈服滞后所需的时间与产生位错运动所需要的激活能 $U(\sigma/\sigma_s)$ 有关，并给出下列定量关系：

$$t_3 = t_0 \exp \left\{ 0.9 \left[ 1 - (\sigma/\sigma_s) \right]^3 / (KT) \right\} \quad (3.2)$$

其中 $t_0$ 表示材料特征时间，T为绝对温度，K是Boltzmann常数。但实验表明，对25CrMnSi合金钢并不遵循公式(3.2)

3) 第三阶段：应变硬化。当 $t > t_3$ 时，试样开始了塑性流动，从弹性波导杆记录的应变波形可知，施加于试样上的应力也逐步增加，表现了材料的应变硬化。这个过程一直维持到 $t_4$ 时刻， $(t_4 - t_3)$ 大小主要由子弹的长度来确定。从应变波形可知，试样经历的应变率是逐步变化的，在变形后期，应变率几乎趋于零。

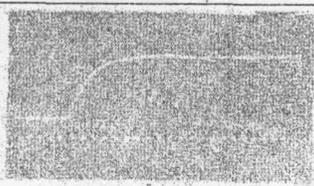
4) 卸载与应力松弛：从图10可知，当 $t > t_4$ 时开始了卸载，直到 $t_5$ 时刻结束。 $t_5 = t_5 - t_4$ 为卸载经历的时间，一般要比加载时间 $\Delta t^*$ 长一些，如表9所示。从照片7可知，卸载率也是很高的。对金属材料，即使在高应变率下，多半也认为卸载过程是弹性的，但卸载率对动态变形的影响及卸载时的本构方程，却是值得进一步研究的重要课题。

5) 完全卸载与塑性平台：当 $t > t_5$ 时，试样完全卸载，施加于试样的应力松弛到零，最终出现应变平台（用于箔式片的动态标定），反映了试样的残余变形。

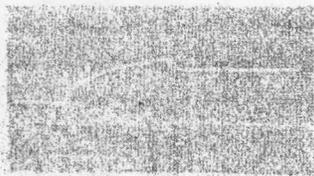
用SHPB技术获得的塑性试样的动态变形过程是颇为复杂的，这里我们给出的只是定性描述，它不能通过式(2.8) — (2.10)给出。因此，用试件上直接获得塑性应变波形的方法，显示出其明显的优点。

表9 25CrMnSi合金钢试件 $t_1$ 和 $t_2$ 的数值表

序号	1	7	12	13	14	16	17	19	22	23	24	25
速度 (m/s)	50.5	40.7	41.6	/	40.4	57.1	55.8	56.5	41.2	39.8	40.4	51.2
$T_1$ ( $\mu$ s)	14.2	5.6	3.7	4.6	4.8	4.2	4.7	6.9	2.1	6.4	3.7	3.4
$T_2$ ( $\mu$ s)	18.7	/	/	5.7	10.0	7.4	5.4	3.8	8.4	7.8	6.6	/
$\phi_0$ (mm)	14.86	12.0	12.0	12.0	6.0	14.8	14.8	14.8	12.0	12.0	12.0	14.8
$L_0$ (mm)	8.0	8.0	8.0	8.0	8.0	8.0	8.0	8.0	8.0	8.0	8.0	8.0



照片 7



照片 8

照片 7 和 8 是在不同打击速度下, 从 25CrMnSi 试样上获得的波形。照片 8 说明在低速冲击下, 滞后屈服效应比较明显, 照片 7 说明在较高速度 (65m/s) 下, 滞后屈服效应不明显。时标为 10 $\mu$ s/格

25CrMnSi 的动态应力-应变曲线 实验中, 试样上的平均应力  $\sigma_s(t)$  可以通过输入和输出杆的应变波形  $\epsilon_1$  和  $\epsilon_2$  以及试样上应变波形  $\epsilon_s(t)$  按式 (2.1) 给出, 但注意到时间零点是由触发片感受到应变讯号为标志的, 故波导杆上获得的反射与透射应变讯号要

落后于试样上应力讯号  $\bar{l}_0/c_0$  时刻, 这时有

$$\sigma_s(t) = \frac{1}{2} E_0 \frac{A_0}{A_s} \left[ \epsilon_1 \left( t + \frac{\bar{l}_0}{c_0} \right) + \epsilon_2 \left( t + \frac{\bar{l}_0}{c_0} \right) \right] + \rho_s \left( \frac{L_s^2}{6} - \frac{1}{2} a^2 v_s^2 \right) \epsilon_s(t) \quad (3.3)$$

其中,  $\bar{l}_0 = L_0 + (L_s/2)$ ,  $E_0$  是 18Ni 马氏体时效钢的杨氏模数,  $l_s$  是试件的长度,  $v_s$  是试件的泊桑比。这样以式 (3.3) 求应力, 以试样上测得的  $\epsilon_s(t)$  为应变, 以时间  $t$  为参数, 便可确定出 25CrMnSi 试样的动态应力-应变-应变率关系。改变冲击速度, 并进行重复试验, 消除实验误差, 就可以把动态应力-应变曲线测量得更准确。图 11 给出了测量结果, 并与静态曲线作了比较。由测量结果可知, 动态曲线 (应

变率  $\dot{\epsilon}_s(t)$  约在  $10^2 - 10^3 s^{-1}$  之内) 比静态曲线提高 12% 左右。当然, 用单一的应力-应变曲线去描述 25CrMnSi 的动力学性质是不够的, 一是测量得到的滞后屈服效应无法从动态曲线中反映出来, 二是从波导杆上反映的试样应力很快趋于平衡, 但试样的应变仍然继续增加, 这说明动态应力和应变不存在单值对应关系。为了更详细地研究高应变率下的一维本构关系, 需要利用塑性波方法。

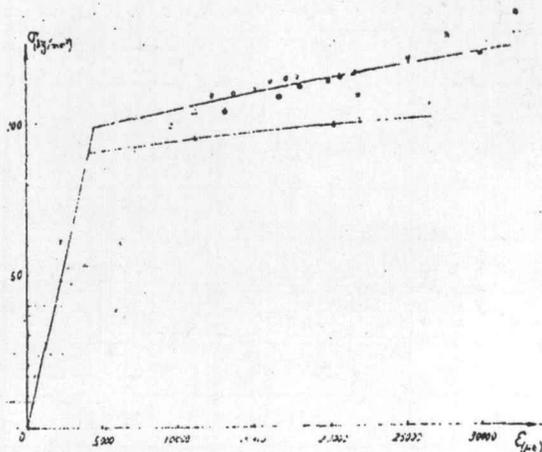


图 11 25CrMnSi 合金钢的应力-应变曲线 (采用逐段线性硬化)

#### 四、研究合金钢材料一维本构关系的波动方法

用分离的Hopkison压杆技术测量金属在高应变率下的动力学性能，由于采用了平均化的假定，因此不能用来研究材料内部塑性波传播的规律，从而定量地构作所研究材料的本构关系。从60年代以来，采用适当的波动方法，测量细长塑性杆上不同位置的应变波形，这样来研究材料的动力学性质，获得了迅速的发展。60年代初，J. F. Bell利用相同材料的细长杆直接撞击，并用光栅衍射技术直接测量撞击杆端部的表面应变，来建立材料的动态应力-应变曲线。由于他没有考虑在撞击端附近不可忽略的横向惯性效应，因此从应变的测量结果来确定高应变率下动应力的提高就很困难。为了尽量消除横向惯性的影响，我们建议了一种更为合理的方法，如图12所示。

由图12可知，子弹不是直接撞击长试样，而是在长试样和子弹之间夹一弹性导杆，导杆和子弹由相同材料组成，这样的实验有如下优点：

- 1) 尽量避免了由于子弹直接撞击长试样而引起的复杂的二维效应，这就在试样端部较好地保证了一维应力条件（详细的模型和数值分析将另文给出）。
- 2) 在导杆上，离试样端部适当距离（4—6倍试样直径）处贴一应变片，以记录试样的端部载荷。
- 3) 在导杆的适当位置上贴一应变片，把这一位置的应变讯号作为触发讯号，这样就能保证稳定而可靠的触发方式。

以25CrMnSi合金钢试件为例，用18Ni马氏体时效钢作子弹与导杆，如何利用实验测得的应变波形去研究一维本构方程呢（本文作者将另文详细讨论）？首先，必须假定一个理论模型。目前主要采用二种模型：应变率无关理论和应变率有关理论。前者认为在高应变率下，可以用单一的应力-应变曲线去描写材料的动力学性能，该曲线不一定和静态曲线相同，而

且，这种解具有自模拟性质。后者假定总应变 $\epsilon$ 可以分解成弹性应变分量 $\epsilon^e$ 和塑性应变分量 $\epsilon^p$ 。弹性分量 $\epsilon^e$ 服从虎克定律，而塑性应变率 $\dot{\epsilon}^p$ 可以用一塑性势函数 $g(\sigma, \epsilon)$ 来表示。这时一维本构方程可以写成

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}^e + \dot{\epsilon}^p = \frac{1}{E} \dot{\sigma} + g(\sigma, \epsilon) \quad (4.1)$$

因此，关键在于函数 $g(\sigma, \epsilon)$ 的确定。不少作者对不同材料曾建议了各种不同的关于 $g(\sigma, \epsilon)$ 的函数形式，其中Malvern模型(1951)与Gilman模型(1968)是人所熟知的，表10给出了若干作者建议的各种模型。我们从位错动力学角度给出了一种较广泛形式的本构函数：

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{1}{E} \frac{\partial \sigma}{\partial t} + K (1 - M e^{-\beta \epsilon^p}) \times \sum_{m,n} A_{m,n} \left( \frac{\sigma}{\sigma_s} - 1 \right)^m (\epsilon^p)^n \quad (4.2)$$

其中 $K^{-1}$ 表示材料的特征松弛时间， $M, \beta, A_{m,n}$ 为材料的微观参数， $\sigma_s$ 是动态屈服强度（段祝平等，1979）。在一级近似下，式(4.2)可化为

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{1}{E} \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \tilde{K} (1 + \tilde{M} \epsilon^p) \left( \frac{\sigma}{\sigma_s} - 1 - \tilde{H} \epsilon^p \right) \quad (4.4)$$

为了验证式(4.3)或(4.4)的正确性，通常采用实验波形与数值计算得到的波形相拟合的方法，即在数值计算中，调节不同的参数 $\tilde{K}, \tilde{M}$ 和 $\tilde{H}$ ，把计算得到的各点应变波形和实验得到的波形进行比较，如果参数 $\tilde{K}, \tilde{M}$ 和 $\tilde{H}$ 选择适当，即使在不同的打击速度下，沿塑性试件计算得到的各不同位置的应变波形基

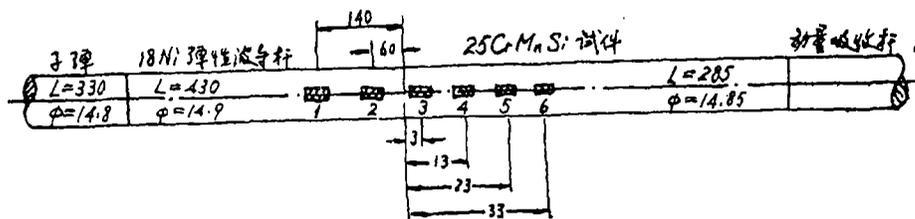


图12 一维应力波理论用于研究材料动力学性能

注：应变片1为应变讯号触发片，其余各片均为测量应变之用。所用长度单位为mm

本上与实验波形相拟合。这样， $\tilde{K}$ ,  $\tilde{M}$ ,  $\tilde{H}$ 才算选择得合理，从而获得了关于一维本构函数的可靠信息。这部分的详细讨论将在本文第二，第三部分给出。

表10 不同作者建议的各种本构模型

作者	函数 $g(\sigma, \epsilon)$ 的形式	备注
Sokolovskii-Malvern型 (1948—1951)	1) $K(\sigma - f_s(\epsilon))$ 2) $A[1 - e^{-B(\sigma - f_s(\epsilon))}]$	K, A, B为材料参数
Gilman型 (1958)	$\frac{4}{3}bv^*(N_0 + \frac{2}{3}Me^P)e^{-\frac{2(D + \frac{2}{3}He^P)}{\sigma}}$	b为柏氏矢量, $v^*$ 为声速, $N_0$ 为初始位错密度, M, D, H为微观参数
本文 (1979)	$K(1 - Me^{-\beta\epsilon^P}) \sum_{mn} A_{mn} \left(\frac{\sigma}{\sigma_s} - 1\right)^{-n(\epsilon^P)}$	K, M, $A_{mn}$ , $\beta$ 为微观材料参数
河田幸三型 (1977)	1) $C_1\sigma \exp\left\{-\frac{U_0}{KT} \left[1 - \frac{\sigma - \sigma_s}{\sigma_0(1 + He^P)}\right]\right\}$ 2) $C_2\sigma \exp\left\{-\frac{U_0}{KT} \left[1 - \frac{\sigma - \sigma_s}{\sigma_0(1 + He^P)}\right]\right\}$	1) 式对体心立方型 2) 式对面心立方型 $U_0$ 为激活能, K为 Boltzmann 常数, $C_1, C_2, \sigma_0, H$ 为材料常数
Vanlanis内变量理论 (1976)	$\frac{\alpha(\epsilon)\sigma}{1 + \beta\zeta}$	$\zeta$ 表示材料内在时间尺度的变化率, 一般认为是应变率的函数

本工作是在力学所动态力学性能研究组部分研究工作的基础上总结而成的。实验测试中，杨业敏同志给予了很大技术上的帮助，在此表示感谢。

参 考 文 献

Bell, J. F. (1960), Propagation of large amplitude wave in annealed aluminum, *J. Appl. Phys.*, 31, 2, 277—282.  
 — (1960), Study of initial condition in constant velocity impact, *J. Appl. Phys.*, 31, 2, 2188—2195.  
 Bertholf, L.D. (1967), *J. Appl. Mech.* (Trans. ASME, E), 89, 725—734.  
 Clifton, R.J. (1971), On the analysis of elastic/visco-plastic wave of finite uniaxial strain, after «Shock Waves and the Mechanical Properties of Solids», ed. by J.J. Burke, Volker Weiss.  
 殷祝平 (Duan Zhu-ping)、孙琦清、王雁尔 (1979), 金属的塑性性质与一维波理论, 中国科学院力学研究所研究报告。  
 Fowles, G. R. (1972), Experiment and

Instrumentation, after «Dynamic Response of Materials to Intense Impulsive Loading», ed. by Chou Pei-chi and A. K. Hopkins (1972).  
 Gilman, J.J. (1965), *J. Appl. Phys.*, 36, 2772—2777.  
 Kolsky, H. (1949), *Proc. Phys. Soc.*, B62, 676—700.  
 Lee, E.H. (1971), Plastic wave propagation analysis and elastic-plastic theory, after «Shock Wave and the Mechanical Properties of Solids».  
 Malvern, L. E. (1951), Plastic wave propagation in a bar of material exhibiting a strain-rates effect, *J Appl. Mech.*, 18, 405—411.  
 — (1965), Experimental studies of strain rate effect and plastic wave propagation, 229.

# 湍流研究最近半世纪的一些发展<sup>1)</sup>

中国科学技术大学近代力学系 蔡树棠  
北京 大学 力学系 周光炯 魏中磊  
中国科学院力学研究所 谢象春

## 内 容

- 一、绪言
  - (I) 研究湍流的意义
  - (II) 国外开展湍流研究的情况
- 二、湍流理论的进展
  - (I) 先把流体动力学方程组平均的理论
    - (a) 1950年以前发展情况简述
      - (1) Reynolds方程和混合长度理论
      - (2) 各向同性湍流的统计理论
      - (8) 具有剪应力的普通湍流理论
    - (b) 最近的剪切湍流的半经验理论
    - (c) 最近的湍流统计理论
      - (1) E.Hopf理论
      - (2) R.H.Kraichnan直接相互作用理论
      - (8) Lewis等人的分子运动理论
      - (4) Meecham理论
      - (5) S.Grossmann重正化群法
      - (6) 陈普谟统计动力学重复级串法
  - (II) 先求解再求平均的理论
  - (III) 湍流的发生机理和流动的稳定性
- 三、湍流实验的进展
  - (I) 湍流实验技术的新进展
    - (a) 1950年以前湍流实验技术的简述——热线流速仪
    - (b) 湍流随机采样技术的发展和运用
    - (c) 其他湍流实验技术的展望
  - (II) 湍流拟序结构的发现——湍流剪切流动的

## 拟序结构

- (a) 壁湍流剪切流动
  - (b) 自由湍流剪切流动
- ## 四、计算机对湍流研究的影响
- (I) 计算机对和湍流研究有关问题计算中所起的作用
  - (II) 湍流的数字模拟
- ## 五、结语

## 一、绪 言

### (I) 研究湍流的意义

流体的运动有两种形态,层流和湍流。在层流中,流体质点沿着它的轨迹层次分明地向前移动,其轨迹是一些平滑的随时间变化较慢的曲线。在湍流中,流体质点的轨迹杂乱无章,互相交错,而且在迅速地变化。流体微团在顺流运动的同时还作激烈的横向和逆向运动,并且同它周围的流体发生猛烈的掺混。湍流在某些情况之下,表现为非线性的随机的运动,而在另一些情况下又表现出基本有序的拟序结构。湍流是自然界中普遍存在的一种流体现象,而层流则相对来说比较少见。湍流和人类生存,国民经济,国防建设以及基础学科中的许多领域都有十分密切的关系。从重要性来说,如果没有湍流扩散,有害物质在地球表面产生以后,就很难散开出去,而使地球表面充满有害物质,人类就无法生存下去。其次如湍流边界层,大气湍流,晴空湍流,湍流的传热传质,等离子体湍流等问题,都是航空、气象、水利、

1) 1979年11月26日收到。

1) 本文曾在第2届全国流体力学学术会议(1979年11月9—16日,无锡)全体会上报告。

tion in annealed aluminum, Proc. Soc. Mech. Engr. Coll., 81, Richard, S. (1957), J. Appl. Mech., 24, 59—62.  
郑哲敏 (Zheng Zhe-min) 等 (1973), 力学情报, 6, 67—98.

郑哲敏 (1977), 关于射流侵蚀的几个问题, 科技机理研究, 6 (专辑), 61—74.

中国科学院力学研究所二室六组 (1977), 超动态应变仪, 力学, 1, 49—56.