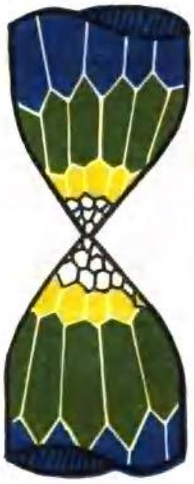
# 冲击动力学

马晓青 编著



北京理工大学出版社

# 冲击动力学

马晓青　编著

北京理工大学出版社

# 前　　言

本书是作者在北京理工大学力学工程系本科生、硕士生教学讲义的基础上经过改编而成的，其目的是给工程专业、军工专业的本科生、硕士生介绍一些动力学方面的基本知识。我们希望这本书能为冲击动力学的初学者起到打基础和抛砖引玉的作用。

本书注意基本概念和基本理论的叙述，努力做到由浅入深、理论联系实际和便于自学。内容分为三部分：第一部分是应力波基础知识(第一、二、三、四章)；第二部分是材料动力学入门知识(第五、六章)；第三部分是结构(圆管与板)动态响应与动态断裂(第七、八、九章)。第三部分在内容上是互相独立的，可以根据需要选读。本书的读者只需具有一般工科院校的基础知识，便能顺利的阅读。

华东工学院魏惠之教授仔细地审阅了本书的初稿，提出了许多修改意见；北京理工大学李景云教授对修改稿进行了认真审阅，在内容、质量、文字修改方面提出了许多宝贵意见，在此表示衷心感谢。由于作者水平有限，本书一定存在许多欠妥之处，敬请读者不吝指正。

作　　者

1991年12月

# 目　录

# 绪　　论

冲击动力学是固体力学的一个分支，它涉及物理、力学和材料科学等多种学科，主要研究固体或结构在瞬变、动载荷作用下的运动、变形和破坏规律．

**1．应力波与结构动态响应**

冲击载荷是指外载荷随时间迅速变化的载荷．当物体的局部位置受到冲击时，这种扰动就会逐渐传播到未扰动的区域去，这种现象称为应力波的传播．载荷作用时间短，即载荷变化快，且受力物体的加载方向的尺寸又足够大时，这种应力波的传播就显得特别重要．在这种情况下，材料对外载荷的动态响应必须通过应力波来研究．例如无限介质中的局部扰动引起的动态响应，半无限介质表面以及半无限长杆的端部受到撞击或爆炸所引起的动态响应，厚球壳的内部爆炸引起的动态响应等等都属于这类问题．

对于薄板、薄壳以及梁、拱这样一类结构，在最小尺寸方向上作用外载时，应力波在这个方向上传播的时间比外载荷作用的时间要短得多，因此应力波在其中来回反射多次后应力趋于均匀化，结构的动态响应主要表现在结构的变形并且随时间而发展，最终引起结构的断裂、贯穿或破坏．这类问题称为结构动态响应．

应力波的传播和结构动态响应是冲击动力学的两类基本问题．前者研究物体局部扰动及其传播问题，它将动态响应

作为一个过程来研究；后者忽略扰动传播过程，直接研究结构的变形、断裂及其与时间的关系．例如坦克前装甲板在碎甲弹作用下的层裂效应属于前者类型，而薄板的穿甲效应则属于后者类型．此外，机械加工、钻井开矿、水利工程、爆破工程以及宇航工程等等广泛的领域里处处都会遇到应力波的传播及结构动态响应问题．

**2.材料对冲击载荷的响应**

一般说来，准静态试验的应变率为$10^{-5}\sim10^{-1}s^{-1}$量级，而冲击试验的应变率范围是$10^{2}\sim10^{4}s^{-1}$，甚至达到$10^{6}s^{-1}$．材料的力学性能往往与应变率有关，随着应变率提高，材料的屈服极限、强度极限提高，延伸率降低、屈服滞后和断裂滞后等等．因此材料在冲击载荷下的力学响应与静载不同的另一个原因是材料的本构关系和应变率的相关性．

如果把板、壳以及梁之类的结构响应除外，只考虑材料响应问题，大致可以分为流体力学的、塑性的以及弹性的三个范围．倘若外载荷很强，产生的应力超过材料强度几个数量级，材料呈流体状态，可以忽略强度效应，把介质作为非粘性可压缩流体处理，可以把三个状态变量联系起来用一个状态方程来描述本构关系．这样把高压下的固体当作可压缩流体来处理的方法称为流体动力学方法．

当外载荷产生的应力低于材料的屈服点，材料表现弹性行为，线性虎克定律适用．在这个范围内对于不同的加载条件已经得到了许多精确的数学解．

当施加的载荷强度增加时，材料进入塑性范围，包括大变形、产生热以及不同机理的断裂等，问题相当复杂．材料的响应范围列于表1．

表1　材料响应的三个范围

| 类　别 | 压力或应力 | 本构方程 | 控制方程组 |
| --- | --- | --- | --- |
| 流体动力 | 高 | 状态方程 | 非线性 |
| 塑性变形 | 高于屈服限 | 复杂 | 非线性 |
| 线弹性 | 低于屈服限 | 虎克定律 | 线性 |

### 3.冲击动力学的发展简史

冲击动力学是随着力学的发展而建立起来的．弹性碰撞的研究最早经历了一个发展时期．开始研究碰撞定律时，把物体当作刚体处理再加上计及能量损失的相关因子．1886年Newton[1]提出了碰撞运动定律和恢复系数概念，随后Bernoulli[2]研究了弹性杆在纵向运动条件下的振动问题．

由于研究碰撞问题产生了应力波理论，Rayleigh[3]首先考虑了圆杆纵向运动的横向惯性效应．1912～1914年Hopkinson[4]最早研究了塑性波的传播，利用一维弹塑性波理论设计了材料动态性能测试仪—霍布金生压杆．后来kolsky[5]对其作了改进，成为分离式压杆，不久又出现了扭杆装置．

第二次世界大战以来，由于军事工业发展的刺激，塑性动力学获得了新的发展．Von-karman[6]、Taylor[7]和Рахматулин[8]在差不多相同的时间内相继建立了杆中一维塑性波理论，研究了一维弹塑性加载波和卸载波理论．1951年Malvern[9]讨论了一维粘塑性波即与应变率相关的模型．

国内如朱兆祥、王礼立[10]、杨桂通[11]、段祝平[12]

等分别对固体中应力波理论、塑性动力学理论以及金属在高应变率下的动力学性能进行了深入的研究.

关于弹塑性结构动态响应方面,早期的工作是Гвоздев[13]做的,他研究了梁在爆炸作用下的非弹性弯曲问题.

19世纪初,装甲侵彻、穿甲方面的研究还是停留在试验工作方面.第二次世界大战以后进入了理论分析的发展时期,尤其是1948年Taylor[14]提出了刚塑性弹垂直撞击靶板的变形理论、弹体材料动屈服强度测定以及弹塑性扩孔理论,把冲击动力学的发展推进到了一个新时期.继Taylor之后,Freiberger[15]发展了靶板侵彻的塑性动力学理论.此外Zaid和Paul[16]研究了薄板击穿的花瓣动量理论.1974年Awerbuch和Bodner[17]提出了既适用于薄板也适用于中厚板的多阶段挤凿机理的塑性力学理论.1963年以后,高速弹体撞击力学有了新的发展.忽略靶板剪切阻力,将靶体和弹体都看成流体,发展了流体动力学理论.此外关于空心聚能装药和高速长杆弹的撞击研究、陨石撞击研究,还发展了超高速撞击动力学.随着计算机的发展,HELP程序、HEMP程序应用到中厚靶和厚靶的撞击、穿孔的数值计算方面取得了满意的结果.

从60年代起,我国对板壳的撞击穿孔、圆管壳内部爆炸的结构动态响应等方面也进行了广泛的研究.随着现代化建设的发展,冲击动力学必将在我国的工程技术、国防建设、科学研究等各个领域里得到进一步的发展.

# 第一章　杆中应力波基础知识

## §1.1　应力波的现象和概念

如果在介质的某个地方突然发生了一种状态的扰动，例如杆端受到了冲击，使得该处的应力突然升高，和周围介质之间产生了压力差，这种压力差将导致周围介质质点投入运动，处于运动的质点微团的前进，又进一步把动量传递给后继的质点微团并使后者变形．象这样一点的扰动就由近及远地传播出去不断扩大其影响，这种扰动的传播现象就是应力波．通常的声波、超声波、地震波、爆炸产生的冲击波等都是应力波的例子．

固体中的应力波通常分为纵波和横波两大类．纵波包括压缩波和拉伸波．压缩波的传播有一个特点，即扰动引起的介质质点的运动方向和波的传播方向一致，而拉伸波波后介质质点的运动方向和波的传播方向相反．此外，也还有介质质点的纵向运动和横向运动结合起来的应力波，例如弹性介质中的表面波，弹塑性介质中的耦合波等，它们的情况就更加复杂．

下面介绍波阵面的概念．在介质中已扰动的区域和扰动还未波及的区域之间的界面就是应力波的波阵面．扰动在介质中的传播显示波阵面的前进．波的传播方向指的就是波阵面的推进方向．我们研究应力波的传播规律就是分析波阵面前后状态参量的变化关系．

为简单起见，我们只讨论波阵面是平面的情况．以平面波阵面为例，存在着两种类型的波阵面：

1）间断波波阵面——波阵面前方微团和后方微团的状态参量之间有一个有限的差值，使得状态参量沿着波的传播途径上的分布在波阵面上出现出一个无限大的陡度，在数学上把这种间断叫做强间断．间断波通过介质微团时使这个微团的状态参量发生突然的跳跃(图1.1(*a*))．

2）连续波波阵面——波阵面前后方的状态参量的差值为无限小，或者说状态参量沿着波的传播途径上的分布是连续的．波阵面前后这种分布的陡度是有限的，这种情况数学上叫做弱间断如图1.1(*b*)所示．

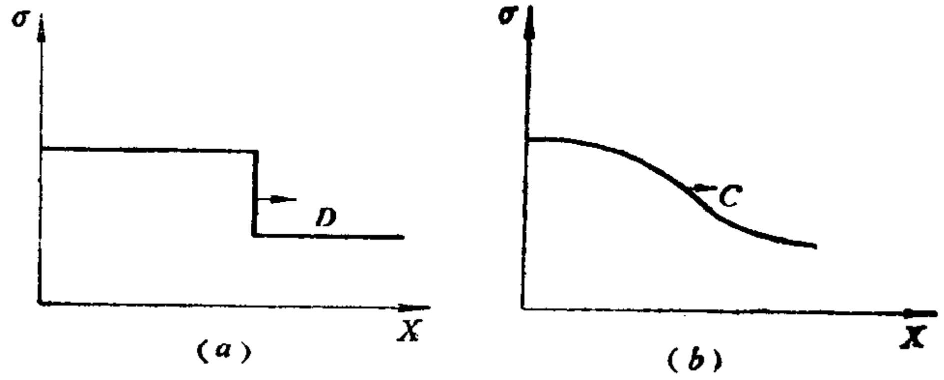



图1.1　间断波和连续波

(*a*)间断波；(*b*)连续波

间断波和连续波是两种在表现形式上完全不同的波阵面，但是它们之间又互相联系，在一定条件下可以相互转化．在应力波的传播过程中，间断波会在一定条件下转化为连续波，连续波也会在一定条件下转化为间断波．研究这种转化的条件将是我们以后讨论的课题．

在这里需要强调的是间断波和连续波本身也是可以互相

转化的．如果介质的性质使得高应力水平的增量波具有较低的传播速度，那么这族连续波的波形就会在传播过程中逐渐拉长、散开，这种类型的连续波叫做弥散波．如果介质的性质使得高应力水平的增量波具有较高的传播速度，那么这些原来处于后面的高波速的增量波就会不断追赶前面低波速的增量波，使得整个连续波的波形逐渐缩短，这种类型的连续波叫做汇聚波．在一定的条件下，后面高波幅的增量波赶上前面低波幅的增量波形成以统一波速传播的强间断波阵面，于是连续波便转化成了冲击波．

在间断波中除了冲击波之外，还有一种等熵的间断波，这就是弹性间断波，因为弹性变形是可逆的过程．弹性间断波只是在波形上与连续波不相同，二者在本质上没有区别．

最后介绍关于加载波与卸载波的概念．固体介质不但能承受压力而且能承受拉力．对介质加压，使介质压密就是加载；对已经受压后的介质减压，使介质稀疏就是卸载．当波阵面通过一个介质微团时，其效果是使微团压密的就是加载波(压缩波)；其效果是使微团稀疏的就是卸载波(拉伸波)．

加载波和卸载波的波形如图 1.2 所示．假定在波阵面到

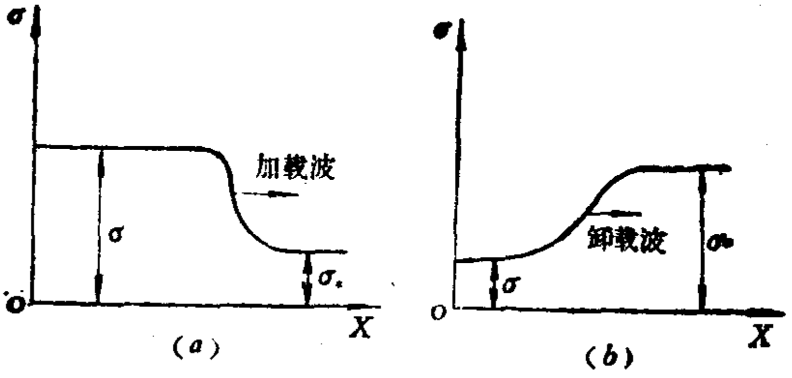



图1.2　加载波与卸载波

(a)加载波；(b)卸载波

达之前介质是处于静止状态，质点速度 $v_1=0$. 当加载波通过一个介质微团时，微团两侧所受的应力 $\sigma$ 是不等的，波阵面后方的应力 $\sigma_2$ 大于波阵面前方的应力 $\sigma_1$，这种应力差 $\sigma_2-\sigma_1$ 将使微团向加载波传播的方向运动. 因此加载波使介质加速. 对于卸载波而言情况就不同了，卸载波通过介质微团时，应力差 $\sigma_2-\sigma_1$ 将使微团的运动方向与波的传播方向相反. 所以卸载波使介质减速.

加载波和卸载波在一定条件下可以互相转化. 例如加载波在杆中传到自由端时反射为卸载波(拉伸波)传回杆中. 关于加载波和卸载波的详细情况将留在后面讨论.

## §1.2 空间坐标和物质坐标

描述应力波在杆中传播时，先要选定坐标系统. 可以采用两种不同的坐标，即欧拉(Euler)坐标和拉格朗日(Lagrange)坐标.

欧拉坐标又称空间坐标，这个坐标系是在空间中取和介质无关的不同物体作为参照对象，据此来描述物质和波阵面在空间中的运动情况.

以杆的一维运动为例，设质点以 $X$ 来表示，其空间位置以 $x$ 来表示. 如果在空间点上来观察物质运动，不同时刻有不同质点 $X$ 到达空间这一点，即 $X$ 是 $x$ 和 $t$ 的函数:

$$X=X(x,\ t) \tag{1.1}$$

如果连续介质中有一个质点 $X$，在 $t$ 时刻位于空间坐标 $x$ 处，在 $t+\mathrm{d}t$ 时刻运动到 $x+\mathrm{d}x$ 处，这个质点在 $\mathrm{d}t$ 时间内前进的距离是 $\mathrm{d}x$，于是该质点对于空间坐标的速度是

$$v=\left(\frac{\partial x}{\partial t}\right)_X \tag{1.2}$$

上面的微商表示跟随着同一个质点观察到的空间位置的变化率，叫做随体微商或物质微商.

用类似的方法可以描述一个波阵面在空间坐标中的运动速度. 如果波阵面在$t$时刻位于空间坐标$x$处，在$t+\mathrm{d}t$时刻进行到$x+\mathrm{d}x$处，则波阵面相对于空间坐标的运动速度是

$$c=\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)_W \tag{1.3}$$

称为空间波速(Euler波速). 这个微商的形式和式(1.2)一样，但意义完全不同，因为它是随着波阵面而不是随着质点观察的. 因为$x$所代表的物理意义不同，所以只有当$x$的物理意义是明确的，不会引起混淆的情况下，才允许使用$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$的符号. 当这两个量同时出现而又容易相混时，最好分别记作$\left(\frac{\partial x}{\partial t}\right)_X$和$\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)_W$.

象这种用空间坐标系来描述连续介质中质点运动和波阵面运动的方法，在流体力学中经常采用. 例如描述击波管中的流体运动和波动时，总是把不动的管壁作为空间坐标轴，在固定点观测该处的流体压力、速度、温度等参数的变化情况. 因此经常在管壁的某些固定位置上装上探头，来记录该处通过的信号或测量该处的压力、流速、温度等. 所有物理量都作为这些固定点的空间坐标$x$和时间$t$的函数来描述，如$\sigma(x, t)$、$v(x, t)$等，这些物理量可以一般地表示为$G=f(x, t)$.

在固体力学中，常常用另一种方法来描述物质运动或物

理量的变化．例如不是说杆中波阵面何时通过空间中某个地点，而是说何时通过杆中的某个截面；不是研究介质在空中某点的位移、应力、应变等，而是研究介质的某个截面的位移、应力、应变等．测量方法也是这样，在杆子表面上打上标记作为观测符号，或者贴上应变丝、放上各种传感器，来测量截面或质点的状态参量．当杆子运动时，这些标记、应变丝都随着介质一起运动．如果杆子的某个截面在初始时刻离开某个不动物体的距离是$X$，那么以后在介质运动过程中量得的都是这个$X$截面上的物理量随时间$t$的变化，所以这些物理量都是截面$X$和时间$t$的函数，例如$v(X, t)$，$\sigma(X, t)$等，记作$G=F(X, t)$．对于一维杆而言，可以有无数个截面，对应于这些截面有一系列的变量$X$，它们的总体就构成物质坐标系(Lagrange坐标)．所以物质坐标系的坐标轴是放在介质内部的，附着在介质质点上，随着介质的变形而变形．在变形过程中，$X$截面始终是$X$截面，其物质坐标就是初始时刻截面到原点的距离．在初始时刻，物质坐标是和空间坐标重合的，只是由于介质的运动和变形二者就分离了，在物质坐标中量取距离都是要返回到初始时刻去量度．

在物质坐标中研究质点的运动，需要有一个参考的空间坐标系，介质的运动表现为质点$X$在不同的时间$t$取不同的空间位置$x$，即$x$是$X$和$t$的函数：

$$x=x(X, t) \tag{1.4}$$

在物质坐标中来观察波阵面的传播．设在$t$时刻波阵面传播到$X$处，在$t+\mathrm{d}t$时刻波阵面到达$X+\mathrm{d}X$处，波阵面相对于物质坐标的传播速度

$$C=\left(\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}t}\right)_W \tag{1.5}$$

称为物质(Lagrange)波速．但是应该注意，在两种坐标中波速的概念是不同的．在空间坐标中，波速是单位时间内波阵面从一个空间点传播到另一个空间点之间的距离；在物质坐标中，波速是单位时间内波阵面从一个截面(质点)传播到另一个截面(质点)之间的距离，而这个距离是返回到初始时刻量取的．当然两种波速之间有量的联系．

随着波阵面来观察任一物理量 $G$ 对时间 $t$ 的总变化率 $\left(\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}t}\right)_W$，称为随波微商．在空间坐标中随波微商可以根据复合函数求导数的法则得到，即

$$\left(\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}t}\right)_W=\left(\frac{\partial G}{\partial t}\right)_x+\left(\frac{\partial G}{\partial x}\right)_t\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$$

$$=\frac{\partial G}{\partial t}+c\frac{\partial G}{\partial x} \tag{1.6a}$$

在物质坐标中，随波微商是

$$\left(\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}t}\right)_W=\left(\frac{\partial G}{\partial t}\right)_X+\left(\frac{\partial G}{\partial X}\right)_t\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}t}$$

$$=\left(\frac{\partial G}{\partial t}\right)_X+C\left(\frac{\partial G}{\partial X}\right)_t \tag{1.6b}$$

式(1.6$a$)和(1.6$b$)是用不同坐标系描述的同一物理现象，如果式(1.6$b$)中的$G$指的是空间位置$x(X, t)$，并且考虑到一维运动杆有下列关系

$$\frac{\partial x}{\partial X}=(1-\varepsilon) \tag{1.7}$$

这里$\varepsilon$为工程应变，便可得到平面波传播的空间波速$c$与物质波速$C$之间的关系