

弹性及弹-塑性介质中的 冲击波

K. B. 布罗貝格

科学出版社

彈性及彈-塑性介质中的冲击波

K. B. 布罗貝格 著

尹祥础 譯

K. B. Broberg
SHOCK WAVES IN ELASTIC AND
ELASTIC-PLASTIC MEDIA
Stokholm 1956

內 容 簡 介

本书叙述了波在固体中传播的问题,详细地分析了产生各种形式波的方法,以及记录弹性波的方法;讲述了引起材料从弹性状态转化为塑性状态的因素,在有关章节中专门探讨弹性波及塑性波的传播、塑性波在自由表面的反射以及由此而产生的碎片现象。

书中引入了大量的实验和计算数据。

本书供从事于爆炸方面以及从事于波在固体中传播的科学工作者和工程师阅读。

彈性及彈-塑性介质中的冲击波

[瑞典] K. B. 布罗貝格 著

尹 祥 砾 譯

*

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳門大街 117 号

北京市书刊出版业营业許可証出字第 061 号

上海新华印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店經售

*

1965 年 1 月 第 一 版

开本: 850×1168 1/32

1965 年 1 月 第 一 次 印 刷

印张: 3 5/8 插页: 2

印数: 0001—4,950

字数: 95,000

统一书号: 13031·2014

本社书号: 3094·13-1

定价: [科七] 0.70 元

主要符号表

x, y, z	笛卡儿坐标
r, z, θ	柱坐标
r, φ, θ	球坐标
t	时间
$U(t) = \begin{cases} 0 & (t < 0) \\ \frac{1}{2} & (t = 0) \\ 0 & (t > 0) \end{cases}$	
$\delta(t) = \frac{d}{dt} U(t)$	(狄拉克函数)
ρ	密度
E	弹性模量(杨氏模量)
ν	波桑比
K	体积压缩模量
G	剪切模量
σ	应力
σ_Y	单向应力时的屈服强度
ϵ	应变(在 § 3.8 中例外,在那里 $\epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi$, 法拉/米)
u	位移
v	质点速度
w	波阵面速度
c_d	弹性纵波速度
c_r	弹性横波速度
p	压力(在第三章中例外,在那里 $p = \text{复变数}$)
T	温度
P	力(在 § 4.2, § 5.2 及附录 3.2.1, 2 中例外)
I	冲量

目 录

主要符号表	v
緒言	1
第一章 冲击载荷的特性	4
§ 1.1 柱状炸药在固体表面上的爆轰	4
§ 1.2 球对平面的撞击	8
第二章 材料性质	11
§ 2.1 确定材料处于弹性或塑性状态的方法	11
§ 2.2 一些数据	17
§ 2.3 破坏过程的若干性质	22
第三章 弹性波的传播	26
§ 3.1 平面波	27
§ 3.2 柱面波与球面波	27
§ 3.3 半无限体中的波	34
§ 3.4 弹性半无限体表面受綫冲击载荷作用时引起的波	34
§ 3.5 弹性半无限体表面受点冲击载荷作用时引起的波	40
§ 3.6 弹性球撞击弹性半无限体引起的波	48
§ 3.7 和弹性半空间表面成圆面积接触的 TNT 炸药爆轰时,在弹性半无限体内所引起的波	49
§ 3.8 由鋼球撞击弹性板所引起的波的实验	50
§ 3.9 TNT 药柱接触爆轰时引起的弹性板中的波的实验	62
§ 3.10 理論結果和实验結果的比較	64
第四章 彈-塑性介质中的冲击波	67
§ 4.1 单向变形情况下的应力-应变关系	67
§ 4.2 平面冲击波在彈-塑性介质内的傳播	75
§ 4.3 炸药和固体表面相接触进行爆轰所引起的平面冲击波	77
§ 4.4 炸药和半无限体表面相接触进行爆轰时所引起的塑性变形和破坏	85

第五章 冲击波在自由表面的反射.....	93
§ 5.1 平面弹性波在固体平面自由表面上的反射.....	93
§ 5.2 垂直入射的平面冲击波在固体平面自由表面上的反射.....	94
§ 5.3 “痂片”现象的某些实验结果.....	98
附录 3.2.1 各向同性弹性介质内作用于球形空腔表面的冲击载荷所引起的应力波	100
附录 3.2.2 各向同性弹性无限介质内作用于球形壳内的冲击体积力引起的应力波	102
附录 3.5.1 在各向同性弹性半无限体内作用于其表面的点冲击载荷所引起的应力波. 形式解	105
参考文献	108
人名对照表	113

緒 言

在第二次世界大战以前，对冲击波理論感到兴趣的主要是数学家和物理学家。随着毁灭性常規武器力量的不断增大以及原子彈的发展，使工程師們現在开始研究許多和冲击波有关的問題。此外，土木工程的某些方面，如岩石爆破，也促进了关于冲击波問題的研究。

說到固体中的冲击波，應該区分彈性体中的和彈-塑性体中的冲击波两种情况。

彈性介质中的冲击波理論¹⁾，是用綫性方程来表征的²⁾。各向同性彈性介质由三个常数(密度和两个彈性常数)来描述。和冲击波在彈性介质中傳播有关的問題，在地震理論中占有重要的地位。作为这方面的例子，可以举出綫冲击載荷及点冲击載荷引起的表面波問題，这一問題曾被兰姆(Lamb)(1904)解决。騷特(Sauter)(1950 b)求出了各向同性彈性半无限空間的表面受綫冲击載荷作用时，該空間的全部位移。由球状或柱状震源引起的在无限介质中傳播的冲击波，曾被几位作者研究过[如瀬澤(Sezawa)(1927)，塞耳伯格(Selberg)(1952 b)]。

彈-塑性状态通常是由极强烈的載荷作用引起的，例如子彈的撞击及烈性炸药的爆轰。这里必須注意載荷的特性和彈-塑性材料的性质。載荷和固体之間，一般存在着相互的作用，因此載荷特性不是唯一地决定于加载装置。

对于三硝基甲苯(TNT)炸药的爆炸，琼斯(Jones)和米勒(Miller)(1948)求得了一个經驗的状态方程。但是，这个方程不能用于当炸药和鉄、銅等固体材料相接触进行爆轰时产生出极高

1) 这里，对于彈性波的情况，也使用“冲击波”这个术语。因为从物理学观点看来，冲击波在彈性介质中也能够存在。

2) 系指綫性彈性的情形——校者注。

压力的情形。并且，炸药对着某一固体爆轰时载荷随时间变化的关系不易求得，虽然计算这种关系的方法已经提出了 [威布爾 (Weibull) (1947)]。

谈到弹-塑性介质，必须计及应力-应变关系和其破坏特性。在试图寻求介质合适的应力-应变关系时，会遇到如下的困难：

1. 固体在极高压情况下的状态方程还不知道。布瑞奇曼 (Bridgman) (1945, 1948, 1949) 曾对静水压高达 100,000 公斤/厘米² 时固体介质应力-应变的等温关系进行过实验研究，而帕克 (Pack), 伊万斯 (Evans) 和詹姆斯 (James) (1948) 提出了一个理论关系。近来，威尔什 (Walsh) 和克里斯丁 (Ohristian) (1955) 发表了关于铜、铝、锌等材料中的极强烈的冲击波的结果，并且在这些结果的基础上，建立了它们的应力-应变 (忽略剪切变形) 间的经验关系。至于压力对抗剪刚度的影响，把可用的实验结果外推到极高压的情形中去就不准确了。

2. 从弹性状态转变到塑性状态，以及其相反的转变，可以在不同大小的应力作用下发生，这取决于温度、时间效应等因素。关于屈服滞后现象的重要研究，首先是由克拉克 (Clark) 和伍德 (Wood) (1949) 进行的，后来其他人也研究过。

3. 因为不同材料的弹-塑性性质有很大的差别，因而就难于解释某些实验结果，也就是说，难于区分一般材料的共同性质和仅仅是被研究材料所特有的性质。本书中常常使用“固体”这个术语，然而并非所有的固体都具有所讨论过的许多性质。

至于破坏的特性，在静载荷情况下提出的问题是：“在什么地方和在怎样的应力下材料发生破坏？”而在冲击波作用的情况下，还要补充一个很重要的问题：“破坏以什么速率完成？”曾对破坏传播问题进行了实验研究，主要研究对象是玻璃 [夏丁 (Schardin) (1950), 郎德波 (Lundborg) 和约翰逊 (Johansson) (1952)]。莫特 (Mott) (1948) 建立了描述裂缝定常传播的脆性破坏理论。莱茵哈特 (Rinehart) (1949, 1951 a, b, 1952), 皮尔逊 (Pearson) (1954) 以及约翰逊 (1955) 曾进行过某些有关冲击波所引起的破坏问题

(例如“痲片現象”¹⁾)的實驗研究。

关于冲击波在彈-塑性介质中的傳播特性,其平面情形的研究和可壓縮流体中平面冲击波的研究很相似。

在比較詳細地討論固体中冲击波問題的著作中間,應該提出萊茵哈特和皮尔逊(1954)以及考尔斯基(Kolsky)(1953)的专著。萊茵哈特和皮尔逊进行了大量的實驗研究,研究了极强的冲击載荷对金属的作用。而考尔斯基研究了固体中应力波的一般性质。

在本书的第一章,論述了炸药与固体表面相接触进行爆轰时載荷的某些特征,进而討論了彈性球对彈性体表面的撞击。第二章研究了对于研究固体中的冲击波有很重要意义的材料性质,并且給出了某些具体数据。第三章討論了彈性冲击波的傳播問題,相当詳細地研究了各向同性彈性半无限体的表面受点冲击載荷作用时应力波的傳播問題;計算了对称軸上各点的位移;还給出了用于驗証理論計算的實驗結果。在第四章討論了强冲击波在彈-塑性介质中的傳播。第五章研究了冲击波在自由表面的反射問題和由此引起的痲片現象。

这些研究是在瑞典防御工事管理局(斯德哥尔摩)完成的。該管理局許可发表这些結果。作者感謝貝格曼(S. G. A. Bergman)博士在整个工作过程中的帮助;感謝胡尔頓(E. Hultén)及法尔格特(R. Fargert)在實驗方面的大力协助;还感謝本涅尔(M. Benner)打印手稿,安德逊(N. Anderson)繪制插图,瓦尔斯貝格(E. Varsberg)完成某些計算以及赫尔格逊(G. Helgesson)和依尔普(K. G. Hjerpe)閱讀了全部手稿。

¹⁾ 应力波在固体自由表面上反射而造成固体破坏的現象称为 scabbing, 現譯为层裂或“痲片現象”,被破坏的那块材料称痲片(scab)——譯者注。

第一章 冲击载荷的特性

自固体表面激发冲击波的方法主要有两种：

1. 把炸药放在固体表面上进行爆轰。
2. 用子弹射击固体表面。

但是,用这两种方法,都很有可能改变载荷的主要特性。在本章中,我们对每种方法都只讨论其一个特殊情形。

§ 1.1 柱状炸药在固体表面上的爆轰

首先采用的炸药是装药密度为 1.5 克/厘米³ 的 TNT, 药柱长度三倍于药柱的直径。将它放在固体的平面表面上, 用 8 号雷管起爆(图 1.1.1), 药柱重量为 50 克。装药密度为 0.8 克/厘米³ 的 TNT 也采用过。

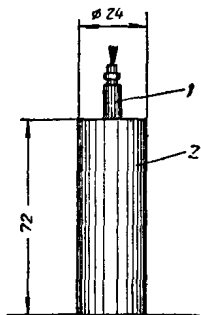


图 1.1.1 放在固体平面上的圆柱形 TNT 药柱
1——8号雷管; 2——50克 TNT (装填密度为 1.50 克/厘米³)。

虽然由于膨胀气体和固体表面之间的摩擦作用使固体表面上有切向作用力, 但是主要的作用力肯定是紧靠表面上的爆炸气体压力, 这压力指的是垂直于表面的力。但是, 必须注意到固体表面在载荷作用下是运动着的, 从而不再保持为平面, 但由于表面的运动速度很小, 气体压力又降低得很快, 因此, 所产生的平行于初始平面的切向力和垂直于表面的压力相比是很小的。但是, 我们不应该不注意到, 这种力可能是使固体表层形成裂纹的原因之一。在研究固体中波的传播问题时, 这种切向力可以略去不计。因此, 这类冲击

载荷的基本特性是分布于固体表面的压力随时间的变化关系。

我们首先来研究柱体底端中点上的压力-时间关系。

由于最大压力非常高, 它远远超过了任何材料的屈服应力, 因

而尚不能用实验方法得到压力-时间关系。尽管如此，仍然有可能得到足够的数椐，这些数椐相当好地表明了压力-时间关系。办法是：用理论方法计算出压力的最大值；用实验方法测出作用于单位面积上的冲量。用装药密度为 $\rho=0.8$ 克/厘米³ 的 TNT 进行实验时，从气体膨胀情况的照片和直接测量到的冲量随时间的变化关系，可以进一步得出一些结论。

帕克、伊万斯与詹姆斯 (James) (1948)，塞耳伯格 (1952 a) 及作者本人 (1955) 都曾计算过炸药和某些固体表面接触进行爆轰时的最大压力。计算得到的结果是相同的。但是应该指出，他们采用的基本假定——认为固体的状态变化是等温过程——是错误的。这样计算出来的压力将低于实际的压力。如果假定，除动能外全部能量都转变为热能，则可以确定最大压力的上限 (参看 § 4.3)。在表 1.1.I 中给出了 TNT 和某些材料相接触进行爆轰时最大压力的上限与下限。

表 1.1.I 装药密度为 1.5 克/厘米³ 的 TNT 与某些材料接触爆轰时的最大压力

表中给出的压力分别是两种近似计算的结果，一种结果低于实际压力，而另一种结果高于实际压力。

材 料	压 力 下 限 10 ¹¹ 达因/厘米 ²	压 力 上 限 10 ¹¹ 达因/厘米 ²
铁	2.82	2.88
铜	2.82	2.92
铝	2.13	2.38
镁	1.75	2.15
石 英 玻 璃	1.65	1.68
黄 铜	2.74	2.87
铅	2.63	≈3

TNT 在钢、铜上进行爆轰时，由实验测得作用于表面上的冲量均为 0.35×10^5 达因·秒/厘米² (布罗貝格) (1955)。因此，可以认为它基本上和所选用的材料无关。

装药密度为 0.8 克/厘米³ 的 TNT 在钢上进行爆轰时，已测得

有关冲量-时间关系的一些结果。由于在最初的几微秒里,压力的降低主要取决于气体球的膨胀,所以对于装药密度各为1.5克/厘米³及0.8克/厘米³的TNT,压力-时间曲线显然是一致的。

在图1.1.2中,标明了上面给出的压力-时间曲线的各项数据¹⁾,并且将这些数据绘成曲线。如果所作的曲线是光滑的,那末作曲线时的变动范围就不会很大。这样的曲线和真正曲线之间的差别,对于绝大多数应用情况来说,是不重要的。图1.1.2中的曲线表示固体材料是铁的情形;图1.1.3则画出了炸药和其它材料接触爆轰时的压力-时间曲线。

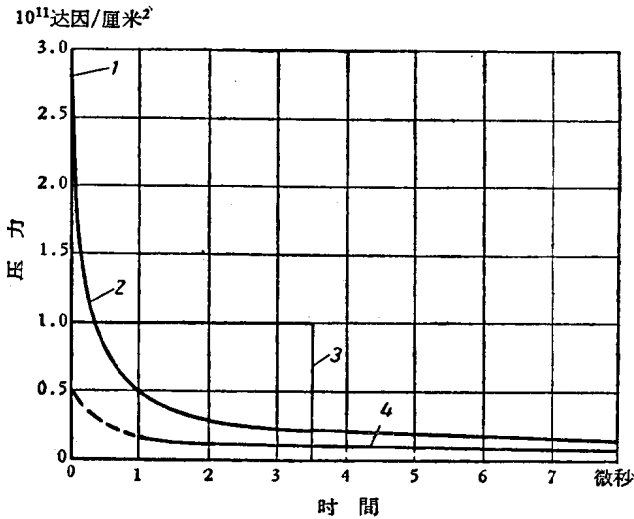


图 1.1.2

1——最大压力(= 2.8×10^{11} 达因/厘米²); 2——在 TNT 药柱和钢接触之面积的中点,压力-时间关系; 3——单位面积上的冲量(= 3.5×10^5 达因·秒/厘米²); 4——装填密度为 0.80 克/厘米³的 50 克 TNT 炸药爆轰时的压力-时间曲线。

图 1.1.3 中的曲线代表药柱底部中心处的压力-时间关系。为了确定压力-时间曲线与距柱状炸药端部中心的距离的关系,曾用

¹⁾ 由图中可以看出:装药密度为 0.8 克/厘米³的 TNT 爆轰时,其最大压力大概至少是理论估算得到的值—— 5×10^{10} 达因/厘米²。

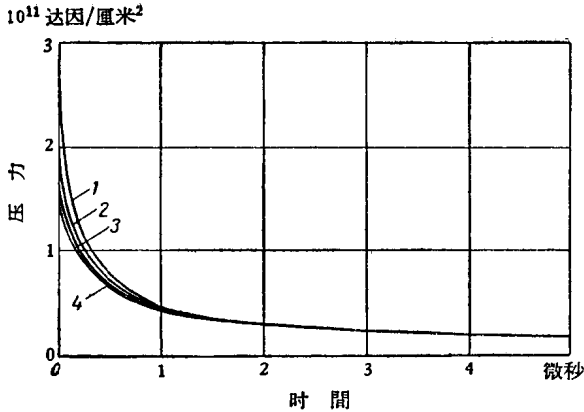


图 1.1.3 炸药和某几种材料相接触进行爆轰时的压力-时间曲线
1—铜、黄铜、铅；2—铝；3—镁；4—石英玻璃。

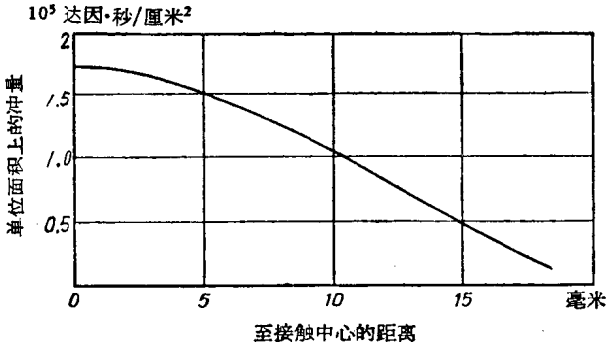


图 1.1.4 爆轰 30 微秒后作用于单位面积上的冲量在表面上的分布

外形尺寸如图 1.1.1 所示的药柱进行实验，不过其装药密度为 0.8 克/厘米³。这时利用带有电容装置的霍布金生 (Hopkinson) 压力杆测量冲量-时间关系。实验结果示于图 1.1.4 中，它表示爆轰波阵面到达固体表面 30 微秒后，单位面积上所受到的冲量。实验所得的表面上任意点的压力-时间曲线和中心点上的压力-时间曲线形状大致相同。由于气体球的膨胀需要一定的时间，所以压力波不能同时到达固体表面上各点。计算结果表明，在最初几微秒的时间里，气体球表面的移动速度约为 5 毫米/微秒。根据这个假

設,作用于固体表面的合力和時間之間的关系近似地可用图1.1.5中的曲綫来表示¹⁾。

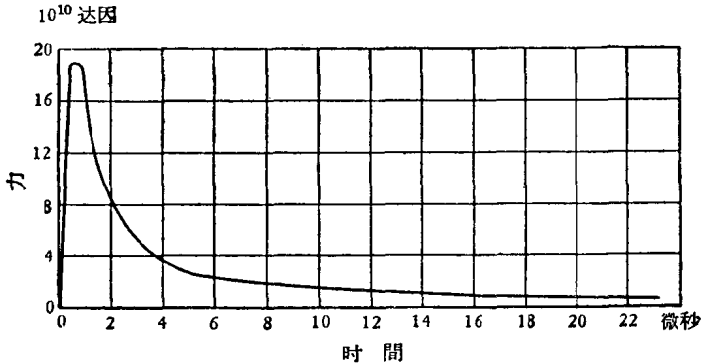


图 1.1.5 密度 0.8 克/厘米³ 的 TNT 药柱和鋼表面相接触进行爆
轰时的合力-時間关系曲綫(药柱外形尺寸如图 1.1.1所示)

§ 1.2 球对平面的撞击

当子弹射击靶子时,可以得到非常高的压力。例如,两个平头的鋼柱沿軸綫各以 650 米/秒的速度互相撞击时,所产生的压力約为 2.8×10^{11} 达因/厘米²,即达到装药密度为 1.5 克/厘米³ 的 TNT 和鋼接触爆轰时所产生的压力值。但是,用平头子弹进行实验自然有困难,而且,即使在弹性情况下(这相应于撞击速度很低的情形),对所得实验結果进行理論解釋也是极复杂的。从实验观点考虑,研究球对平面撞击的情形就简单得多。虽然对于弹性碰撞情形,也还没有建立一种能够描述球和半无限体(为简单起见,在本节中称之为板)的运动情形的理論。在下面所叙述的实验中,采用了鋼球撞击鋼板的方案(实验的具体描述见后)。在这些实验里我們所关心的主要是产生一个作用時間很短、作用面积很小的压力脉冲,使鋼球从 0.25 米的高度落下,就可以实现上面的要求。

大家熟知的赫芝(Hertz)理論虽然没有考虑某些细节,但它給

¹⁾ 用冲击摆方法測得的总冲量約为 7.7×10^6 达因·秒,这个数据和图 1.1.5 中曲綫所表示的結果不矛盾。

出的接触力和时间的关系，看来是相当令人满意的。而且很好地为实验所证实[梯奈特(Tillett)(1955)，芬克(Fink)(1950)]。

赫芝理论给出的撞击力 P 与时间 t 之间的关系表示式为：

$$\left. \begin{aligned} \frac{P}{P_0} &= 0; \quad \frac{t}{t_0} < 0, \\ \int_0^{(\frac{P}{P_0})^{\frac{2}{5}}} \frac{d\beta}{\sqrt{1-\beta^{\frac{5}{2}}}} &= \frac{t}{t_0}; \quad 0 \leq \frac{t}{t_0} \leq \frac{t_D}{2t_0} = \frac{2\sqrt{\pi}}{5} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{2}{5}\right)}{\Gamma\left(\frac{9}{10}\right)}, \\ \int_0^{(\frac{P}{P_0})^{\frac{2}{5}}} \frac{d\beta}{\sqrt{1-\beta^{\frac{5}{2}}}} &= \frac{t_D - t}{t_0}; \quad \frac{t_D}{2t_0} < \frac{t}{t_0} \leq \frac{t_D}{t_0}, \\ \frac{P}{P_0} &= 0; \quad \frac{t_D}{t_0} < \frac{t}{t_0}. \end{aligned} \right\} (1.2.1)$$

如果球和板由同样的材料制成，则

$$P_0 = \frac{2}{3} \left(\frac{5\pi}{2} \right)^{\frac{3}{5}} \rho^{\frac{3}{5}} \left(\frac{E}{1-\nu^2} \right)^{\frac{2}{5}} v^{\frac{6}{5}} a^2;$$

$$t_0 = \left(\frac{5\pi}{2} \right)^{\frac{2}{5}} \rho^{\frac{2}{5}} \left(\frac{E}{1-\nu^2} \right)^{-\frac{2}{5}} v^{-\frac{1}{5}} a,$$

其中， ρ 为密度； E 为弹性模量； ν 为波桑比； v 为球的速度； a 为球的半径； t_0 为脉冲力的作用时间。

P/P_0 与 t/t_0 间的关系用曲线表示于图 1.2.1 中。球与板均用钢料做成时，若 $v=1$ 米/秒， $a=1$ 毫米，则 $P_0=1.72 \times 10^6$ 达因， $t_0=2.40$ 微秒。

关系式 (1.2.1) 当然只适用于绝对弹性碰撞的情形。然而只有当碰撞速度非常小的时候，材料才是弹性的。例如，直径为 3/32 吋，硬度为 670 H_B 的钢球从 0.25 米的高度落下，在硬度为 530 H_B 的钢板上就将造成直径为 0.01 毫米的凹痕。

估计接触区附近介质的塑性和非弹性性质对撞击力-时间关系的影响的确是困难的。但是这个问题的某些特性是明显的。首

先, 恢复系数随材料硬度的增大而增大, 但是有一定的极限 (小于 1), 这个极限决定于在球中及板中弹性波所消耗的能量. 恢复系数是指在真空中小球回弹高度和落下高度之比的平方根值. 直径为 $3/32$ 吋, 硬度为 $670 H_B$ 的鋼球自 0.25 米的高度落下与鋼板撞击, 当鋼板的硬度为 $120 H_B$ 时, 恢复系数約为 0.7; 当鋼板的硬度为 $530 H_B$ 时, 則恢复系数約为 0.95. 随着材料硬度的增加, 脉冲力的持續時間将减小 (这可从形成塑性压痕所需時間的計算結果明显地看出); 而作用于板上的冲量則增大, 所以最大压力也增大. 其次, 当撞击速度减小时, 最大压力减小, 塑性流动也因此减小. 最后, 球的直径也可能是有影响的. 可以預料, 小球与板撞击时, 塑性变形的影响比大球的情况要小些. 这是因为塑性屈服的开始時間滞后了 (見 § 2.1), 以及接触時間随球体直径的减小而减小.

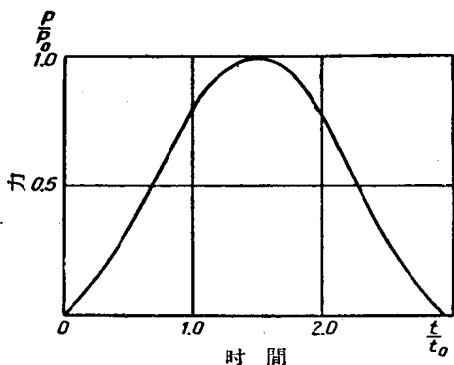


图 1.2.1 鋼球和鋼平面相撞击时的力(P)-時間(t)关系

綜上所述, 如果材料很硬, 撞击速度較低, 球的直径較小, 則赫芝理論所給出的撞击力-時間关系就更好地符合于撞击的实际情况.

第二章 材料性质

§ 2.1 确定材料处于弹性或塑性状态的方法

弹性、非弹性及塑性的概念，通常总是和材料应力状态的变化相联系的。为了确定应力状态发生某些变化时材料的性质，应该使材料迅速地恢复到原来的应力状态。如果经过这样的变化后，材料的变形立刻恢复到原来的状态（至少在宏观范围内如此），那么材料处于弹性状态；如果材料的变形不是立刻而是过了一段时间（在室温下经过几秒钟）之后才恢复到原来的状态，那末材料处于非弹性状态；最后，如果材料的变形不恢复到原来的状态，那末材料便处于塑性状态（可能还同时表现出弹性及非弹性性质）。

所以这样叙述弹性、非弹性及塑性性质之间的差别的理由下面将会说明。除了在本节中考虑到材料的非弹性性质之外，以后我们一般只谈到材料的弹性及塑性性质。

在这一节里，我们将研究与（软）钢性质类似的材料。

从弹性状态转变到塑性状态，并非一定是由于应力状态的变化所引起的。一般说来，应该注意到如下的因素：

- (a) 应力状态；
- (b) 应力的历史；
- (c) 时间效应；
- (d) 温度效应。

如果材料的应力状态一直是纯粹弹性的，也即材料从未进入过塑性应力状态，应力的变化很慢，温度保持不变，并且低于某一温度（在该温度下无论应力多么小都会使材料产生塑性变形），在这种情况下，应力状态的影响可在以 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ （主应力）为坐标轴的三维应力空间中进行研究。应力空间中任一点 $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ 代表一定的应力状态。根据一些合理的屈服理论和实验研究 [布瑞