

力学所在爆炸力学研究方面的发展状况

郑哲敏

(中国科学院力学研究所)

关键词 爆炸力学; 爆炸成形; 流体-弹塑性动力学; 爆炸加工; 定向爆破

1 引言

中国科学院力学研究所爆炸力学的研究, 实际上是钱学森教授所倡导的, 早在28年前他已洞察到炸药在生产建设(如水坝建设和其他工程项目)中具有重大的应用潜力, 并且意识到有需要研究并提供理论模型以充分挖掘并发挥这种潜力。已故的郭永怀教授也完全赞同和支持这一观点。在纪念力学所成立30周年之际, 我们总结力学所爆炸力学研究的一部分主要成果来表达对力学所的奠基人钱学森和郭永怀两教授的敬意。

表1列出自1958年以来的主要研究范围。

表 1

土岩定向爆破和堆积	金属表面的爆炸硬化
鼓包和空腔的形成	炸药的研制
抛射轨迹	表面硬化与爆炸参数的关系
药量计算和药包布置	冲击波对爆炸室壁的加载
相似律	金相研究
抛掷和堆积形状	冲击波对基础的加载
爆破地震	爆炸焊接
多药包延时爆破	飞板运动
地形和地质因素影响	波状界面的形成机理
建筑结构的爆破拆除	塑性功和温度场
结构动力学的应用	亚载荷的金相效应
典型结构单元的破坏准则	爆炸产物的有效做功指数
关键结构单元的弱化	爆炸焊接窗口
最大限度地利利用重力势能	爆炸法消除焊接容错的残余应力
金属件的爆炸加工	表面裂纹的性状
水下爆炸: 冲击波和滞后流	残余应力的变化与爆炸模式、炸药种类之间的关系
冲击波的反射和空化	机理
相似律	爆炸压实
工件和模具的碰撞及应力分析	操作方法
动态失稳	马赫反射
惯性的利用	金相研究
抗疲劳和腐蚀的特性	地下爆炸
用石墨爆炸合成金刚石	岩体的本构关系
	一维和二维的差分格式
	波的衰减和孔穴发展

侵彻力学	可燃气体和含生气体的爆燃和爆轰
相似律	测试技术和试验设备
射流的稳定性	用炸药、爆炸丝和激光作为能源
$u-w_j$ 关系	闪光 X 光照相机与同步机
撕裂射流的侵彻	压电晶体压力传感器
细杆的侵彻	光学技术
数值模拟	激波管、轻气炮、霍普金森杆
空气中的冲击波	

图 1 至图 4 分别是水下压力传感器，闪光 X 光照相机和同步机，一级轻气炮，霍普金森杆的图片。图 5 是马赫反射的高速摄影相片。

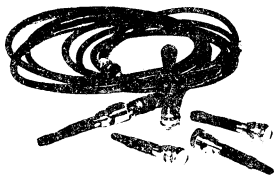


图 1 水下压力传感器

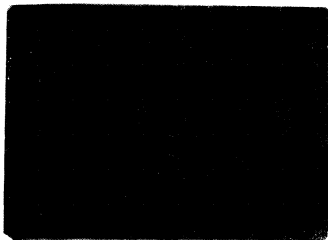


图 2 同步机

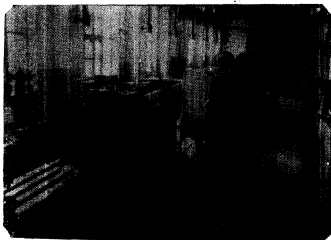


图3 一级轻气炮

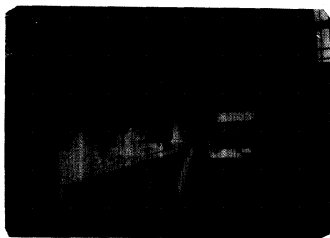


图4 真空金森杆



图5 马赫反射的高速相片

2 金属薄板的爆炸成形

2.1 爆炸成形机理

开始研究爆炸成形不久,我们从毛料的位移-时间测量中发现:存在一个第二次加速的现象,它把整个变形过程分为两个不同阶段。图6是圆板毛料中心的位移-时间曲线的测量结果,在该实验中用水作为传压介质,实验装置见图7。可以看到:圆板中心首先获得一个瞬时速度,然后逐渐减速,一定时间之后又被加速(即二次加速),紧接着再次减速直至完全停止。对于不太熟悉金属薄板爆炸成形的人来说,值得一提的是毛料厚度与其长宽尺寸之比通常小于百分之几,爆高(即药包中心到毛料的最短距离)与药包特征尺寸比大约为10%,因此入射冲击波的压力量级为100MPa。

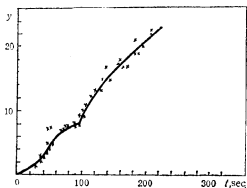


图 6

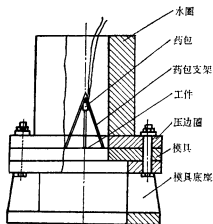


图 7

通过计算可以清楚地看到：当冲击波在毛料固壁上反射时，由于毛料具有惯性，毛料上会作用一个如同固壁反射一样的初始压力突跃，随后由于固壁运动而产生负压，从而在固壁附近形成一个空化区。负压和毛料的强度共同阻止着毛料的运动。这样，就可以解释毛料中心在第一阶段的运动中，为什么具有很大的初始加速度以及不太大的负加速度（见图6）。

我们采用声学近似相当细致地分析了球面冲击波正入射于球形薄壳的情况（郑哲敏，1962^[1]；杨振声，谈庆明等，1963^[2]）。假设空化在某一与应变率无关的压力下产生，并认为壳体是刚塑性体，其流动应力与应变率无关。然后，我们计算了空化产生的时间和地点以及空化区的发展，并且导出了一个简单公式，近似地计算薄壳在第一阶段的运动。在该公式中，我们用一层不可压的水对金属薄壳的冲击，来代替入射波与薄壳之间的复杂的相互作用，水层的初速度和厚度由入射波的参数以及壳体的厚度和材料性质来确定。

这里，饶有兴味的是图6中所看到的二次加速现象，我们特别注意到将近一半的变形是由二次加速引起的。

根据水下爆炸理论，冲击波的能量约占总能量的1/4，而1/2的总能量用于以较低的压力向四周排挤水，这就是所谓的滞后流（Cole, 1948）^[3]。当球壳向外膨胀之初，空化区将里面的水核与附在壳体表面的一薄层水分离开来。在火球的作用下水核获得速度，象铲雪机那样追赶并吞并空化区，最后使水核和壳体之间的空隙闭合起来，这时，它们彼此发生碰撞，便出现了我们在图6的实验曲线中看到的速度间断。

依据上述理论，我们在图8中给出了薄球壳的爆炸胀形的整个过程。

以上解释是郑哲敏^[1]在1962年提出的。

详细的数值计算是杨振声、谈庆明等人^[2]在1963年完成的，同年郑也给出了一个近似解。

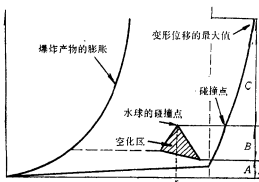


图8 薄球壳的成形过程

A 第一阶段 B 水飞板作用阶段 C 最后成形阶段

主要假设：声速近似

空腔压力=0 $\Gamma=3$ (对于爆炸产物)

$\sigma_y=5000 \text{ kg/cm}^2$

这些计算结果与图6中的实验规律相符，并且许多物理量的量级也是对的。虽然对那些形状复杂的工作来说，成形过程的细节是相当复杂的，但是我们相信上述的一些基本机理将仍然是一样的。

2.2 相似律

相似律在爆炸成形中起着重要的作用。如果忽略与变化率有关的参数的影响，如重力加速度、爆轰反应率、热导率以及应变率等等，很容易证明几何相似律成立。实验表明（郑哲敏，1962）^[4]，在实验点的散布范围内，对普通的金属和合金材来说，几何相似律至少在放大倍数不超过10的情况下确实是成立的。

令人欣慰的是几何相似律有十分广泛的用途。譬如，它可用于设计模具。如果模具尺寸增大到 n 倍，则模具的重量将增大到 n^3 倍，这样很快就达到了模具的铸造极限。这时必须寻找几何形状完全不同的新模具。

我们作了进一步的研究，建立了能量准则。在薄壁件的成形中，弯曲应变能可以被忽略，因而塑性功显然正比于 $\sigma_y \cdot \delta \cdot R^2$ ，这里 σ_y 和 δ 分别是毛料的流动应力和厚度， R 是除了 δ 之外的工件的另一特征尺寸。另外，输入的总能量正比于药量 Q 。因此在其他条件不变的情况下，如果认为炸药能利用的效率为常数，则有

$$\sigma_y \cdot \delta \cdot R^2 / Q = \text{常数} \quad (1)$$

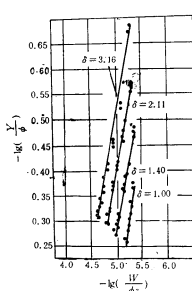


图9 $\lg(Y/\phi) - \lg(W/\phi^3)$ 关系 (03钢实验)

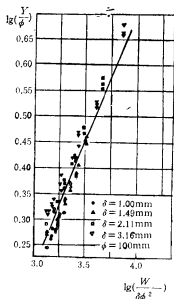


图10 08钢能量准则实验曲线

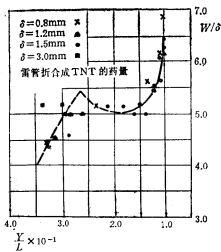


图11 $Y/L - W/\delta$ 曲线

60年代初许多实验证明了这一关系的正确性。这些实验包括自由成形和封闭模具内的成形，如深拉伸成形，锥形件的影形以及剪裁作业等。我们的实验肯定了式（1）的正确性，在图9，10，11中给出了部分实验数据，

在理论方面，在前节所简述的球形壳体自由膨胀过程的理论计算中，可以看到炸药效率几乎是一常量（见图12，13），这就为能量准则提供了有力的证据。能量准则与几何相似律在我所和其他研究单位都应用得很成功。

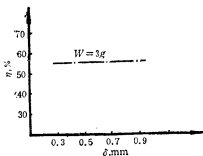


图12 利用能量与厚度之比之间的关系



图13 η 只随 δ 缓慢变化

2.3 模具强度的研究

懂得爆炸成形机理不但有助于解释、控制及有效地应用许多有趣的现象，而且有助于灵活地使用这项技术，还可以提供计算模具中应力应变所必需的初始条件。

1963年白以龙^[6]计算了空心球形模具中的动态应力应变，在计算中他假定载荷是由空心的水球与模具的冲击碰撞而产生的，而水中的初始径向速度分布与半径成反比。1965年段祝平^[9]将毛料作为碰撞体的一部分加以考虑，从而改进了上述计算。他的分析基础是与应变率无关的弹塑性理论。段特别指出由于波和界面的相互作用而引起的毛料和模具之间反复的加卸载现象。

惯性模具概念的引入是一个十分有趣而有用的发展。这种模具是由数个可分离的、加工精确而能拼装成一体的模块组成。一般说来，这种模具没有强度，但是在爆炸成形的过程中，它能完全利用自身的惯性来阻止毛料与水的运动。虽然每次模具最终总是被冲散为几块，但是在炸散之前毛料已经成形。这些模块可以重新组装起来，下次实验继续使用。这个思想是由郑晋敏（1965）^[7]首先提出的，其后杨振声、孙国芳和刘良吉（1966）^[12]在成形、剪裁、胀形、深拉延以及其他许多工艺中证明了这种方案十分成功。这项技术使我们能够成形一些大型工件，这在过去是可望而不可即的。图14是一幅用这种模具进行深拉延的简图。杨、刘等人进一步发展了这一想法。现在我们不用螺栓或整体环压边也能对非常薄的板进行深拉延。

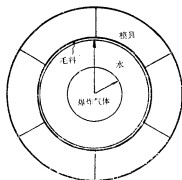


图14 惯性模具

3 流体-弹塑性动力学

3.1 地下强爆炸

在运动的早期阶段，爆炸源附近的压力比材料的强度高很多，采用流体动力学模型可以

达到足够的精确度。而在一定范围之外，或者在运动的后期，将岩体当作弹性和塑性固体则更为合适。不过，要从一个模型过渡到另一个，中间并不存在一条明确的分界线。早期的研究中，如 Nucholls (1959)^[8]的工作，要人为地选定一个压力值，当冲击波峰值压力超过这个值时，采用流体模型，否则采用弹塑性模型。很显然，我们应该摆脱这种人为的任意性。

60年代中期，我们开始研究地下强爆炸。起初我们想以解析方法为主，并以流体模型作为分析的基础（郑哲敏、解伯民等）^[9]。1965年为了适应前面所指出的需要，我们建议了一个新的模型（郑哲敏、解伯民）。根据这一模型，提出了一组统一的本构关系，它适合于整个空间和时间。在特殊情况下，这个模型允许用塑性流动应力 τ 来表征，它随压力变化的关系为

$$\tau = \tau_0 + \alpha \tanh(\beta p) \quad (2)$$

其中 p 是压力， τ_0 ， α ， β 是材料常数。关系式 (2) 考虑到静水压的强化效应。我们同时使用了 Mie-Grüneisen 形式的 p ， ρ ， e 关系，并且采用了 Misses 屈服条件和相关的流动法则。为了使方程更合理，我们假设剪切模量与岩石的密度成正比。

我们设计了一个有限差分格式用以计算空腔的发展和流场，其精度足以在很低的冲击波压力下将塑性先驱波从主波中分离出来，而每个波都按正确的理论速度传播。

我们提出了处理裂缝的几个方案。在数值试验中，我们还作了一个改进，即考虑到塑性剪切应变的累积会使材料软化，使用以下的流动应力

$$\tau \propto \alpha e^{-\mu \int_0^t \dot{\gamma} dt} \quad (3)$$

这里 $\dot{\gamma}$ 是有效剪切应变率， μ 是一个正的可调常数。

按照上述的模型，冲击波逐渐衰变为弹性波而径向应力按 r^{-1} 的形式衰减，这里 r 是从爆心到弹性波前的距离。但是这一点与试验观察是不一致的。为了解决这一问题，建议在塑性区内采用双线性加卸载的磁滞模型（郑哲敏，1968）。白以龙^[10]在1979年做了这一工作，成功地得到了渐近解。

郭汉彦、江瑜书和寇绍全等^[11]在1977年系统地研究了状态方程以及各种参数对解的影响。他们的主要发现是径向应力峰值的衰减速率对于选择哪一种状态方程的特殊形式是不敏感的，并且对此作出了解释。

70年代后期开始，研究转到表面爆炸方面（刘育魁、张德良、李荫藩）^[12]。这时我们更进一步注重选择恰当的流体弹塑性模型以及相关的数值计算格式。

3.2 聚能装药产生的射流及侵彻机理

自1972年起，我们与其他几个所合作研究自由射流的特性和对各种靶体的侵彻。

我们知道，由聚能装药产生的射流最后破裂成小段。对这一现象，几个研究单位联合进行了系统的实

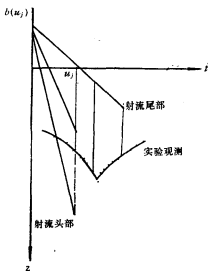


图 15

实验研究。图 15 汇集了实验数据。1977 年郑哲敏^[13,14]对射流断裂的行为做出了理论解释，图 15 中的实线便是上述理论的结果。

简要地讲，按照这一理论，射流前后两部分的拉断是基于两种不同本质的控制机理的结果。前面部分是由于空气动力学作用，而后面部分则是由于动力颈缩。对后面部分，提出了一个很有效的相似律，主要依据是，我们观察到射流可以看作是在某一时刻从一个点上射出的，并且在拉断前射流又细又长。假设流动应力与速度无关，这一相似律就是

$$t = c \left(\rho_i \frac{\Omega}{\sigma} \right)^{1/3}, \quad z = u_i t + b \quad (4)$$

这里 z 和 t 是速度为 u_i 的单元断裂时的位置和时间， $\rho\Omega$ 等于 dm/du_i ，这里 dm 是射流元的质量，该射流元的两端分别以 u_i ， $u_i + du_i$ 的速度运动， c 是由实验确定的材料常数。

我们还给出同样简单的公式，预测射流前部的断裂和颈缩。

射流侵入的流体动力学理论是众所周知的。由于射流和靶体的可压缩性效应几乎可以相互抵消，所以不必考虑流体的可压缩性。

有若干经验性的公式考虑了靶的强度，如 Eichelberger 的公式为

$$\frac{1}{2} \rho_i (u_j - u)^2 = \frac{1}{2} \rho u^2 + K \quad (5)$$

这里 ρ_i 和 u_j 分别是射流的密度和速度， u 是侵入速度， ρ 是靶板材料的密度， K 是反映靶体材料力学性质的一个经验常数。关系式 (5) 有两个缺陷，其一是 K 值的意义不明确，其二是常数 K 与实验确定的 $u-u_j$ 关系吻合得不太好。

为了获得 $u-u_j$ 的关系式，我们提出了一种新的改进方法，特别是对二维问题，得到了数值结果。推导上述关系的理论基础是把靶板当作流体弹塑性体(图 16)，主要假设为：

①在撞击点附近，靶体材料表现出流体塑性体的特性，流动应力 τ 按下列方式随温度和静水压变化（在 Towle 的基础上作了修改）：

$$\tau = \tau_0 (1 + \alpha p) \exp(T/T_m(p)) \quad (6)$$

$$T_m(p) = T_{m_0} (1 + \gamma p) \quad (7)$$

其中， τ_0 是温度为零度而压力为常压情况下的流动应力， α 是只考虑压力的强化效应的一个常数， T 是绝对温度， $T_m(p)$ 是静水压 p 下的熔点。式 (7) 表示了 $T_m(p)$ 与 T_{m_0} 的关系， T_{m_0} 是静水压力为零时的熔点， γ 和 ν 仍然是材料常数。假设靶体的材料是不可压缩且与应变率无关和非应变硬化的各向同性刚塑性固体。

②假设射流为无粘、不可压缩流体。可以得到，侵入的总冲量为

$$F = 2\rho_j A (u_j - u)^2 \quad (8)$$

其中， A 是来流的横截面积。二维问题中， F 应被单位长度的冲量 T 来代替，

$$T = 2\rho_j H_2 (u_j - u)^2$$

而 H_2 为平面射流的厚度。假设可以把 F 或 T 当作在无限弹性介质中的一个运动着的集中力，我们可以确定沿着侵入线或侵入面上弹性区与流体-塑性区之间的边界以及建立该处的跳跃



图 16

条件。然后，我们可以根据流体塑性模型，沿着侵蚀线积分动量和能量方程以计算轴向应力 σ_z ，它在驻点处等于 $(1/2)\rho_i(u_j - u)^2$ 。为了进行积分，我们假设，在流体-塑性区域内，速度场可由经典流体动力学理论算出。在平面情况下，这就是

$$\begin{aligned} \pi z/H = & -(1 - \cos\alpha)\ln(1 - \xi) + (1 + \cos\alpha)\ln(1 + \xi) \\ & - e^{-i\alpha}\ln(1 + \xi e^{i\alpha}) - e^{-i\alpha}\ln(1 + \xi e^{-i\alpha}) \end{aligned} \quad (9)$$

按照这种方法，可以得出二维情况下的 $u-u_j$ 关系。从定性的角度看，这一关系与我们的实验数据较为一致，并且比 Eichelberger 的关系要好些。特别是，采用外推的方法，使用这一关系能比式 (5) 更好地预测临界速度 u_j^* (当射流速度低于这一临界值时，便不能侵蚀靶板)。这个值也更接近于 40 年代 Mott 所建议的用静压挤出一个柱孔所需压力的对应值。

一旦给定 $u-u_j$ 关系，只要射流完整，侵蚀深度 P_{max} 便可以由下式给出：

$$\left. \begin{aligned} P_{max} = & -x_0(\bar{u}_j) + \bar{u}_j c^{-F(\bar{u}_j)} \int_{\bar{u}_j}^{\bar{u}_i} e^{F(u_j)} \frac{dx_0/du_j}{u_j - u} du_j \\ & u_j = \max(u_{jL}, u_j^*) \\ & F(u_j) = \int_{u_{j0}}^{u_j} \frac{du_j}{u_j - u} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

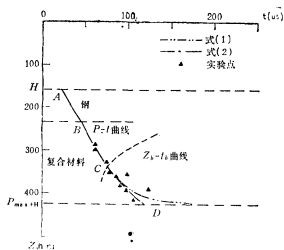


图17 $H=158\text{mm}$ 时的结果

其中， u_{j0} 、 u_{jL} 分别是射流头部和尾部的质点速度， $x_0(u_j)$ 是速度为 u_j 的射流元的初始位置。上面的公式也适用于具有两层不同性质材料的靶体。

对于断裂射流的情况，只需对式 (10) 稍作改变，就可以达到较好的精度。

对低强度和低密度的靶体，如用复合材料做的靶体，在我们的实验室里发现了一个新的现象。如图 17 所示，实验的侵蚀-时间曲线与理论流体模型结果开始时吻合得非常好，而后，实验曲线突然偏离理论曲线，并且侵蚀在临界速度 u_j^* 处终止，其 u_j^* 值甚至比钢的还大得多。还发现，突然偏离的位置和射流拉断的位置是相近的。

的。

在我们的实验室里，用闪光 X 射线摄像仔细考察了这一现象。从图 18 可以看出，与金属的情况不同，孔壁在几个微秒内回弹并包围射流。在射流破碎后，孔壁能把射流段推向侧方，这一点从图 19、20 中可以看出非常清楚。图 20 表明，穿出靶后的射流段变得散乱并具有可观的侧向动量。不象在连续的金属靶中那样，射流集中在一条线上运动和侵蚀，现在射流段撞击和消耗在靶的不同位置，因此严重丧失了侵蚀的能力。

这里空腔回弹不能仅用通常的流体弹塑性模型来解释。分析表明，压缩和塑性功产生的高温高压，使得复合材料热分解出气体产物，从而提供了回弹的能量。在专门安排的沙子和低强度复合材料的试验中却不能看到这种现象，这就间接证明了上述观点。



图18 空腔坍缩并包围射流



图19 反射钢之后

$t=220\mu\text{s}$
 $L=634\text{mm}$



(a) $t=240\mu\text{s}$

$L=835\text{mm}$



(b) $t=300\mu\text{s}$

$L=833\text{mm}$

由于射流段的横向运动是一个随机过程，于是我们假设被推离原射流方向的射流段服从随机分布律，已建立了一个统计理论，其中含有一个待定常数，结果相当令人满意。

3.3 爆炸焊接中波纹的形成机理

流体-弹塑性动力学方程的数值解往往掩盖掉一些引人注目的特性，其中包括某些不稳定现象，比如在爆炸焊接中两块金属板界面上波纹的形成，绝热剪切和剪切带的形成，马赫反射和空穴的形成等。在流体中，当总体运动全部终止时，这类不稳定运动终究要衰减下来而不会留下任何痕迹。然而在流体弹塑性体中情况就大不一样。这种介质的后期运动表现为固体的行为，结果，即使在运动完全停止后，早期运动的某些特征也

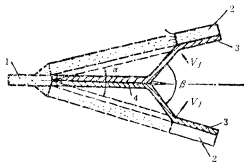


图 21

能被冻结和固定下来。

爆炸焊接中分界面上形成波纹是众所周知的一种现象 (Bahrani, Black, Crossland, 1967)^[16]。尽管目前有几种理论解释,但似乎没有一种令人信服。因此,为了更深入地理解这一有趣的现象,我们研究所在实验和理论上做了专门的研究。

为了精确地控制碰撞角,我们提出了一种确定爆炸产物的多方指数的方法 (邵丙璜、陈维波等, 1981)^[16]。作者利用 Lighthill 的活塞理论,成功地导出了一个飞板速度与载荷系数之间的关系式。所谓载荷系数是指炸药层的面密度与飞板面密度之比。这样,不但可以确定飞板的最终速度,而且可以定出它的瞬时速度。

为了能够得到比较精确的实验数据,我们采用了如图21所示的对称装置。通过不断改变载荷系数及两板间的静态角,可以在较大的范围内得到各种不同的碰撞速度和碰撞角,我们用了闪光 X 射线照相来进行监测。

图2—25是几种典型的界面波纹,图26是相对波长 λ/H 与参数 $(1/2)\rho U^2/\sigma$ 的关系曲线,这里 U 是相对于驻点的来流速度, H 是每块板的厚度 (见图27)。在低碳钢实验中,我们的实验数据与 Уткин и др. (1980)^[17] 的一致,即最大的 λ/H 正比于 $\sin(\alpha/2)$,只是比例系数有所不同,图28给出低碳钢的结果。

郑哲敏和谈庆明 (1984)^[18] 在流体塑性体动力学的基础上提出了一种新的解释。这个理

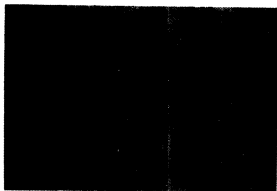


图 22 $1/\bar{\sigma}=16$

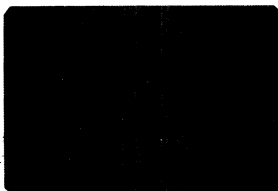


图 23 $1/\bar{\sigma}=23$

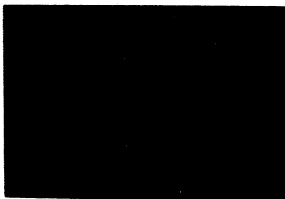


图 24 $1/\bar{\sigma}=29$

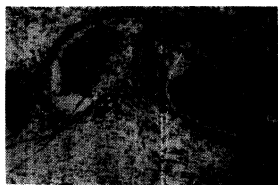


图 25 $1/\bar{\sigma}=92$

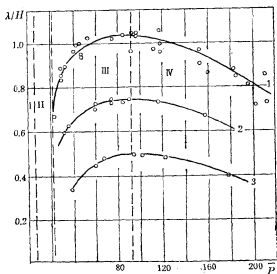


图26 无量纲波长 $\bar{\lambda}$ 与压力 \bar{p} 之间的关系
(低碳钢的对称爆炸焊接)

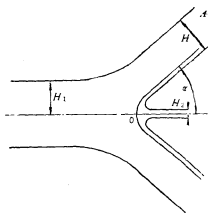


图 27

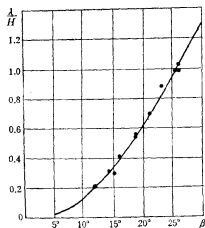


图28 波长随碰撞的变化

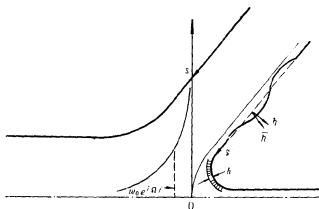


图 29

论假定在来流中存在一个薄层，由于绝热剪切，它会从来流中撕离开来（图29），又假定它可以用一个附着两层薄片的不可压缩无粘流体来描述，并且作了振动分析。分析表明某些扰动发展得比其他扰动快。这个理论的关键在于：在主射流驻点下游的某些地方，材料的固体特性使扰动冻结了起来。流体性质向固体性质转化的分界位置，显然取决于比值 σ_v/p 。由该理论可得

$$\frac{\lambda}{H} = \frac{2\pi}{\Omega} \frac{U_x}{U} \sin^2 \frac{\alpha}{2} \quad (11)$$

计算表明当 $5^\circ < \alpha < 8^\circ$ 时可证明 Ω 等于 0.08。如果材料强度 σ_v 较小，则 $U_x/U \approx 1$ 。这样

$$\lambda/H = 79 \sin^2(\alpha/2) \quad (12)$$

考虑到分析的近似性，式（12）与实验大致吻合。

应该提及：这个理论是唯一建立在流体-固体模型之上的理论，以前的一些理论主要是建立在纯流体模型之上的。那些最常用的理论往往是以卡门涡街理论或平行流中 Helmholtz 不稳定性理论为基础的。我们有足够的理由认为这些理论赖以存在的条件实际上是不成立的，因为在实验中发现距驻点很近的地方就有波纹出现，而在驻点附近不能用平行流理论；并且由于已经证明几何相似律是成立的（李国豪，张登霞等，1982）^[19]，说明粘性作用不大。

最近，我们在实验中发现 λ/H 的峰值与位置明显地依赖于材料性质（如图 30 所示），就

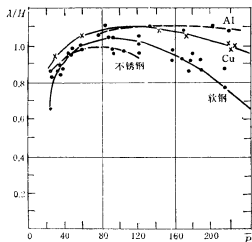


图 30

这里 c 是量级为 0.1 的常数。

我们根据 Karman-Tsien (钱学森) 方法作了可压缩性修正 (郑哲敏, 李国豪, 1985) ^[20]。应当注意，方程 (11) 中的 U_x/U_0 代表流体-固体分界面上的实际速度比，Karman-Tsien 方法直接将该速度比与不可压缩流的速度比 w_x/w 联系起来，从而得到方程

$$\frac{U_x}{U} = \frac{w_x}{w} \frac{\sqrt{1-M^2} + M^2(U_x/U)^2 + \sqrt{1-M^2}}{1 + \sqrt{1-M^2}} \quad (15)$$

解上面两个联立方程，就建立了一个以比参量 $\bar{p} (= (1/2)\rho U^2/\sigma_s)$ ， M 及 c 为自变量的 U_x/U_0 的公式。在低碳钢、不锈钢、铝及铜为毛料的实验中，我们发现用这个公式去关联实验数据使人相当满意。

1982 年，张登霞、李国豪等人 ^[21] 对爆缝作了细致的显微镜分析。他们观察到熔化、绝热剪切带、重结晶、孪晶及晶粒的大畸变等现象，并将观察结果和采用公式 (6) 所计算的应变场和温度场关联起来。在这种计算中，流体相的加热完全来源于塑性变形，在固相中考虑了由于热传导引起的冷却。计算结果与显微镜观察能够相符 (张登霞, 1985) ^[22]。

4 土岩定向爆破

定向爆破是一种特殊的爆破技术，它是为完成某一工程任务而使预先埋在地下的炸药包发生爆炸，从而将指定数量的土岩抛向指定的方向而最终堆积成所需的形状。大家会想到的

钢而言， λ/H 取峰值时 $(1/2)\rho U^2/\sigma_s$ 近似等于 100。一开始， λ/H 随 $(1/2)\rho U^2/\sigma_s$ 单调增加，达到最大值后便下降。这一现象表明对较低的 $(1/2)\rho U^2/\sigma_s$ ，材料强度影响很大；对较高的 $(1/2)\rho U^2/\sigma_s$ ，流体的压缩性起着重要作用。可以证明，在方程 (11) 的基本框架下进行修正，便能够把这些因素的影响考虑进去，关键在于如何选取 U_x/U_0 。如果以 $p/\sigma_s \geq c$ 作为定义流体区域的准则，根据不可压缩流体动力学理论，以 w_x, w 代替 U_x 及 U ，则可得

$$(1/2)\rho w_x^2 + c\sigma_s = (1/2)\rho w^2 \quad (13)$$

或

$$\frac{w_x}{w} = \sqrt{1 - \frac{c}{(1/2)\rho w^2/\sigma_s}} \quad (14)$$

在狭窄的峡谷中爆破筑坝便是一例。

从1958年起，我们就积极地开展了定向爆破技术的研究和发展，并参与了许多应用这一技术的工程项目。实验室和野外研究侧重于对基本过程、相似律和经验设计准则的理解。这里将集中讨论相似律以及如何控制抛出物的质量和速度。我们将给出一个系统的野外研究的例子，我们最近发展的一些经验公式都是以它们为基础的。

4.1 相似律

重力对成坑的影响问题长期以来是一个未能很好解决的问题。随着核爆炸的出现，能量范围，或者说长度的尺度范围已经大大地扩展了，这就使得重力效应充分地显示了出来。研究结果表明，为产生几何相似的爆坑（即爆坑半径 R 与爆炸深度 W 之比为一常数 n ），炸药量 Q 与 R （或 W ）的关系需满足下面的经验公式：

$$Q \propto W^{3.4} \quad (16)$$

另外，几何相似则要求

$$Q \propto W^3 \quad (17)$$

我们不能肯定应用似乎更精确的公式（16）就一定好，特别是，地质条件的影响如何还很不清楚。因此我们假定：（1）可以忽略重力和所有与速率有关的土岩性质的影响；（2）土岩的性质是均匀不分层的。这些假定可以保证成坑过程的几何相似，如果用恰当将会十分方便。

我们设想爆炸过程是由两个阶段组成的：第一阶段包括了断裂、破碎、洞壁的变形、机械能由炸药向土岩的传递及流场的形成。这一过程的时间假定是很短的，所以重力可以认为是不起作用的。随后发生的第二阶段中每一碎块按照前一阶段获得的速度各自互不相干地向外飞散，在这一阶段重力和空气阻力起支配作用。

因此，对任何速率无关的过程（包括断裂过程），下列关系成立：

$$n = R/W = f(Q^{1/3}/W), \quad v = g(Q^{1/3}/W) \quad (18)$$

式中 v 是任一特征质点速度。若不考虑空气阻力，由上述式子中的第二式将得出如下结论：不管药包多大，抛出物的最大飞行距离基本是相同的。即

$$L = L_f + CW \quad (19)$$

式中 L_f 是自由飞行距离， L 是由爆心量起的总距离， C 是一个数值因子，它依赖于特定碎块相对于爆心的初始位置。

实验已经证明，当炸药包和碎块足够大时，式（19）是成立的。为了能够应用式（19），要求空气阻力 $\frac{1}{2}C_D \rho_a v^2 \left(\frac{M}{\rho}\right)^{2/3}$ 必须远小于重力 Mg 。即

$$\frac{C_D \rho_a v^2 \left(\frac{M}{\rho}\right)^{2/3}}{Mg} = \frac{C_D \rho_a}{2} \frac{v^2}{g} \left(\frac{\rho}{M}\right)^{1/3} \ll 1 \quad (20)$$

式中 ρ_a 和 ρ 分别是空气和岩石（或土）的密度， M 是碎块质量， C_D 是量级为 1.0 的阻力系数，它依赖于碎块形状。在大多数情况下， $v < 20$ 米/秒，这样，上述不等式对质量大于约 10 公斤的碎块是可以满足的。

然而式（19）是同我们的日常经验相违背的，我们的经验是炸药包越小， L 也越小。这个

明显的矛盾，或是由于碎块尺度很小使得空气阻力起着支配作用，或是碎块与 W 相比比较大以至于整个变形、破碎能量的传递过程发生了改变。在这两种情形下，式(19)均是不成立的。于是我们得出结论：式(19)仅在式(20)成立及 $\delta/W \ll 1$ 时才可以应用。这里 δ 是碎块的特征尺度，它通常是由地质分层构造决定的。

4.2 抛体方向、速度和质量的控制

对于单个药包，抛体通常是沿着被称为最小阻力线(LLR)的方向飞出的，如图31和图32所示。LLR通常取为药包中心与表面上距药包最近一点的连线。当两个相同的药包放

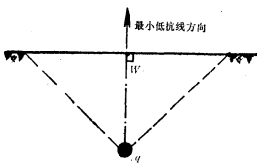


图 31

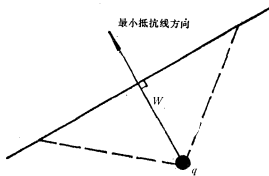


图 32

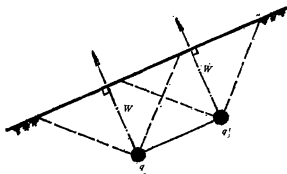


图 33

在如图33所示的位置时，一般取对称线作为LLR。在两个药包不同时，或是当局部地质构造不能把土岩当作是均匀的时候，必须选择适当的方向。比较图32和图33，可以容易地看出，使用两个一组的药包比使用单药包会取得更为均匀的速度分布，因此可以更有效地利用爆炸能量。

于是，为了控制抛体的方向、速度和质量，原则上可以通过调节和处理自由面的形状、爆炸深度和药包分布来实现。

60年代后期，我们研究了平地定向爆破技术。在粘土、饱和土壤及沙砾中完成了 $W < 4$ 米、系统的小规模的野外实验，除了传统的测量手段外，还应用了高速摄影、埋块和烟火剂测量抛体的速度和轨迹。下面列出这些研究的主要结果。

(1) 建立了两个阶段的概念和相似律，这在前一节已经介绍了。再就是建立了初速度 v 和比药量 q 之间的关系，这是非常有用的。这里 q 由 Q/V 来定义， Q 是总药量， V 是坑内土的体积。

(2) 初始抛速与水平成 45° 角的方向是最佳值，这一点即使对中等大小的空气阻力来说也是适合的。这意味着我们可以先用一系列药包爆炸形成一个倾角为 45° 的自由面(图34)。

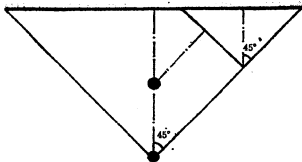


图 34

(3) 对所试验的三种土壤均找出了最合适的药包分布。图 35 显示了粘土中的药包分布，它还显示了由标识物给出的数据绘制的等抛距线。

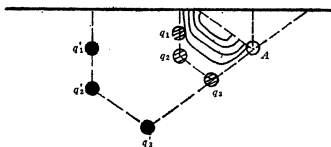


图 35

(4) 重复应用上述单次爆破的方案或者采用延期多排爆破，可使抛体逐渐堆积起来。70年代，上述方法被成功地推广应用于群药包的爆破筑坝建设。

5 结 论

这篇报告回顾了力学所在爆炸力学领域所做的工作。我们着重讲述了有应用价值的几项进展。

还有一些目前正在进行而本文没有述及的研究工作，如可燃气体和含尘气体的爆炸，煤矿中的瓦斯突出，粉尘爆炸压实，塑性动力学，马赫反射和热塑剪切，材料的动态力学性质等。

笔者感谢力学所和其他协作单位的许多研究工作者所做出的贡献。

参 考 文 献

- 1 郑哲敏，水击波入射于平板时空化的形成，中国科学院力学研究所报告（1962）
- 2 杨振声，谈庆明，刘小萃，刘良吉，球壳爆炸成形机制的初步探讨，中国科学院力学研究所报告（1963）
- 3 Cole R H, Underwater Explosions, Princeton Univ. (1948)
- 4 郑哲敏，爆炸成型模型律，中国科学院力学研究所报告（1962）
- 5 白以龙，球对称爆炸成形模具的强度计算，中国科学院力学研究所报告（1964）
- 6 段祝平，爆炸成型中贴蚀过程的弹性分析，中国科学院力学研究所报告（1965）

- 7 郑哲敏等. 爆炸加工. 国防工业出版社, 北京 (1981)
- 8 Nucholls J H. A computer calculation of Rainer. UCRL-5675 (1959)
- 9 郑哲敏. 解伯民. 关于地下爆炸计算模型的一个建议. 中国科学院力学研究所报告 (1965)
- 10 白以龙. 一种简单介质模型和球对称应力脉冲波的新近传播理论. 中国科学院力学研究所报告 (1979)
- 11 郭汉彦, 江瑜书, 寇绍全, 尚嘉兰. 地下爆炸冲击波传播规律. 中国科学院力学研究所报告 (1977)
- 12 刘育魁, 张德良, 李荫藩. 地面强爆炸近区地冲击波传播规律数值计算和分析. 中国科学院力学研究所报告 (1977)
- 13 郑哲敏. 关于射流侵彻的几个问题. 中国科学院力学研究所报告 (1977); 科技参考资料, 6 (总第4) (1977); 兵工学报, 1 (1980)
- 14 郑哲敏. 破甲弹射流稳定性的研究. 中国科学院力学研究所报告 (1977); 爆炸与冲击, 1 (1980)
- 15 Bahraani A S, Black T J, Crossland B. The mechanics of wave formation in explosive welding. *Proc. Roy. Soc.*, **A296** (1967)
- 16 邵丙斌, 陈维波, 周一以, 李国豪, 张登霞, 石成. 滑移爆轰过程中爆炸产物的有效多方指数 γ_0 的确定. 爆炸与冲击, 2 (1981)
- 17 Уткин А В, Дрежин А Н, Михайлов А Н, Гордолозов Ю А. Волнообразование при высоко-скоростном соударении металлов. *Ф. Г. В.*, **16**, 4 (1980)
- 18 Cheng She-min (郑哲敏), Tan Qing-ming (谈庆明). Mechanism of wave formation of the interface in explosive welding. In Lecture, 1983-1984 Regents' Lectureship, Univ. of California, San Diego; 中国科学院力学研究所报告 (1984)
- 19 李国豪, 张登霞, 周之洪, 邵丙斌. 对称碰撞焊接模型律试验研究. 第4届全国爆炸加工会议文集 (1982)
- 20 Cheng She-min (郑哲敏), Li Guo-hao (李国豪). Effects of strength and compressibility of materials on wave formation at interface in explosive welding. *Proc. of the Int. Symp. on Intense Dynamic Loading and Its Effects*, June 1986, Beijing, China; 中国科学院力学研究所报告 (1985)
- 21 张登霞, 李国豪, 周之洪, 邵丙斌. 碰撞焊件金相组织分析. 爆炸与冲击, 3, 3 (1983)
- 22 Zhang Deng-xia (张登霞). A calculation on the temperature distribution in explosive weld. *Proc. of the Int. Symp. on Intense Dynamic Loading and Its Effects*, June 1986, Beijing China; 中国科学院力学研究所报告 (1985)

ON THE STUDY OF EXPLOSION DYNAMICS AT THE INSTITUTE OF MECHANICS

Zheng Zhe-min

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract The paper reviews the progress of research endeavors at the Institute of Mechanics on explosion dynamics since 1958. It places special emphasis on explosive forming of sheet metal parts; hydro-elasto-plastic dynamics as applied to underground explosion, stability of jets produced by shaped charges, penetration mechanics, and explosive welding; and directional blasting in rock and soil.

Keywords *explosion dynamics; explosive forming; hydro-elasto-plastic dynamics; explosive working; directional blasting*