

# 关于定向爆破筑坝中抛掷和滑移效应的分析

许连坡

(中国科学院力学研究所)

**摘要** 本文分析了我国几个主要定向爆破筑坝工程中的抛掷效应和滑移效应, 得到在定向爆破筑坝的成坝因素中, 两者是同等重要的, 单靠一个因素很难成坝。

**关键词** 散体动力学 滑移 抛掷

## 一、前言

定向爆破筑坝的关键问题是抛掷堆积计算, 并且最终还要落实到药包布置、药量计算和起爆次序上。当前使用的抛掷堆积计算方法, 有体积平衡法, 分散弹道法和整体弹道法。它们基本上是经验性的和工程性的。要想使我国的定向爆破技术有一个新的发展, 从机理上研究抛掷堆积的物理过程, 则是解决问题的有效途径之一。本文基于对定向爆破筑坝中抛掷因素和滑移因素的分析, 将对抛掷堆积计算提出新的见解。

## 二、中心断面的几何关系

我国已完成的定向爆破筑坝工程中, 其地形的山坡坡度多数为 $40^\circ \sim 50^\circ$ 。图1为山坡, 坝

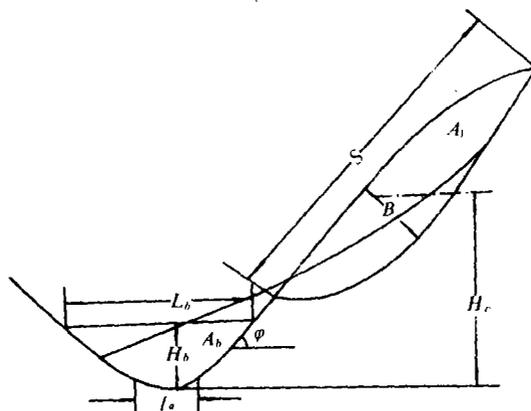


图1 定向爆破筑坝中, 山坡、坝体和取方情况

Fig.1 Hillside, dam and blasting zone in the building dam by directional blasting

1989年10月17日收到原稿, 11月20日收到修改稿

体和爆破取方情况。我们以南水, 石砭峪和柴石滩\*的情况为例, 说明其中心断面的几何关系。资料取自文献〔1~4〕。表1是图1所示各参数的具体值。为了分析问题, 尚需给出其相对值, 结果如表2。由此可得:

表 1  
Table 1

工程名称	南水	石砭峪	柴石滩*
河宽 $l_s/m$	15~30	70~90	40~60
坡度 $\varphi$	45	46	40~45
山高 $H/m$	265	250~300	340
坝高 $H_b/m$	62	57	70
坝宽 $D_{1,2}/m$	顶宽 $D_1$	40	70
	底宽 $D_2$	420	350
坝顶长 $L_b/m$	150	180	220
取方中心高度 $H_c/m$	155	150	190
可爆坡长 $S/m$	258	290	240
爆破厚度 $B/m$	50	70	100

表 2  
Table 2

工程名称	南水	石砭峪	柴石滩
$S/L_b$	1.7	1.6	1.1
$H_c/L_b$	1.03	0.83	0.86
$L_b/H_b$	2.4	3.2	3.1
$(H_c - H_b)/H_b$	1.5	1.6	1.7
$B/H_b$	0.8	1.2	1.4
上坝方/爆方	0.42	0.50	
$D_1/H_b$	0.64	1.22	2.14
$D_2/H_b$	6.7	6.1	8.7
爆后后坡坡角 $\theta^\circ$	36	37	

1. 坝底宽比坝高大得多, 再加上药包布置和爆破漏斗开口尺寸的作用, 使得抛掷堆积过程中, 在中心断面附近, 介质的横向(顺河向)扩散不大, 即有 $A_1 = A_b$ 。对这两个工程直接计算也给出同样结果。

2. 爆破漏斗的后稳定坡角为 $36^\circ \sim 37^\circ$ , 相应的摩擦系数为 $0.73 \sim 0.75$ , 与文献〔5〕给的值接近。

3. 就中心断面而言, 有一半左右的爆破方量没有上坝, 仍留在爆破漏斗中。

4. 坝顶长小于可爆坡长, 而和爆心高度接近。由于爆破取方位置较高, 有很大势能, 在上述条件下, 势能可能起重要作用。

### 三、抛掷效果

我国已完成的定向爆破筑坝工程, 取得鼓包运动速度资料的并不多, 本文可用的只有南水和石砭峪爆破的数据。

#### 1. 抛距

如图2, 设山坡坡度为 $\varphi$ , 抛掷方向垂直于坡面, 抛速为 $v_0$ , 落差为 $H$ 。由于实验和计算都证明, 空气阻力对抛掷过程影响很小, 故可按理想弹道计算抛距 $S_x$ , 得到

$$S_x = \frac{v_0^2 \sin 2\varphi}{2g} \left[ 1 + \left( 1 + \frac{2gH}{v_0^2 \cos^2 \varphi} \right)^{1/2} \right] \quad (1)$$

当 $v_0$ 较小, 被抛出的岩块只能落到山坡上时, 则 $S_x$ 和落差 $H$ 应有如下关系

$$S_x = \frac{H}{\tan \varphi} \quad (2)$$

由(1)式和(2)式可得

\*系未建工程, 这里取的是可行性设计参数, 以便比较。

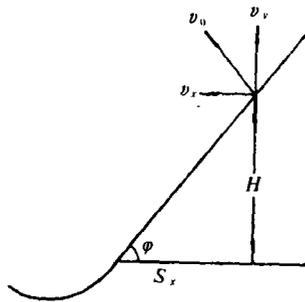


图2 抛掷条件

Fig. 2 Condition of throwing

$$Hg = 2v_0^2 \tan^2 \varphi \quad (3)$$

对南水爆破, 右岸第一排,  $\varphi = 45^\circ$ ,  $v_0 = 22 \text{ m/s}$ , 利用(3)式算得  $H = 97 \text{ m}$ , 而实际右岸第一排的  $H_c$  为100m左右, 故其鼓包表面的岩块只能抛到山坡的坡脚处。对石砭峪爆破,  $\varphi = 45^\circ$ ,  $v_0 = 29 \text{ m/s}$ 。利用(1)式对爆区坡面上不同的抛掷点进行计算, 得到其  $S_x$  最多可抛到河心。

由于在爆破漏斗中, 自介质表面到药包, 其抛距(相应的抛速)是单调下降的<sup>[10]</sup>, 因而鼓包表面的抛距最大。与此类似, 由于抛速的铅直分量有同样的结果, 表面大里边小; 再加上由于落差  $H$  变化的影响, 即导致鼓包中内层介质更早地落到山坡上, 抛距更近。

不仅如此, 因  $W/H_c$  的影响, 在抛掷过程中尚可出现“超重”现象<sup>[2]</sup>。这是因为工程爆破中, 在处理上临空面的影响时, 一般取

$$\frac{W}{H_c} = 0.6 \sim 0.8 \quad (4)$$

$W$  为上层药包的最小抵抗线,  $H_c$  为上层药包的中心到上临空面的距离。关系式(4)主要是防止爆破时药包的上冲作用。实际上, 上层药包上部的岩体, 在爆破时均被炸碎, 并形成稳定的后坡。这部分岩体的体积约为上层药包负担体积的一半。由于上部岩体得到的抛速(向上)不大, 在重力作用下很快即开始下降, 造成下部的介质受压, 形成“超重”现象。且这一效应由上向下逐层下传。

综上, 我们得到, 南水爆破右岸第一排的最远抛距只能到本岸的坡脚; 电影记录表明, 第二排抛出的岩块超不过前排; 第三排抛距更近。对石砭峪爆破, 左岸前排最远抛距只能到河心; 同样, 其后排的抛距也超不过前排。但这两次爆破都取得了成功。自然, 其成功的主要原因不能归功于副爆区的作用。

## 2. 延时

渡口狮子山平地双层延时爆破<sup>[7]</sup>, 在药量和布药均属正常的情况下, 下层延时2秒起爆, 但下层没有全部炸开。在平地定向爆破实验中, 最小抵抗线为1米, 临空面坡度为  $45^\circ$ , 实验给出, 当后排延时0.2秒时效果最好。这样, 当最小抵抗线  $W$  增加到20~40m时, 延时应为4~8秒。实际上, 我国的定向爆破筑坝工程,  $W$  为15~45m, 而延时为0.1到2.0秒, 都比实验值小, 而且, 延时之间相差20倍! 但爆破也都取得了成功。

在平地双层爆破时,  $\varphi = 0^\circ$ , 起爆延时对爆破效果有严重影响。平地定向爆破时,  $\varphi = 45^\circ$ , 抛掷效果对起爆延时比较敏感, 可以找到最佳的延迟时间。即使这时, 起爆延时也对抛距有很大影响。定向爆破筑坝时,  $\varphi = 40^\circ \sim 50^\circ$ ,  $H_c$  较大, 这时, 爆破效果对起爆延时的改变并不敏感。显然, 其主要原因是  $H_c$  较大。  $H_c$  表示重力势能, 即爆破作用只要把岩块推出爆破漏斗, 则重力作用将使其沿坡面下滑, 并最终进入坝体。后文将证明, 这一机理是完全可能的。

\*\*南水爆破科研观测总结已失, 此值是笔记本上查到的。根据南水爆破右岸第一排的布药参数和  $n$  值, 此值基本可信。

### 3. 漏斗

就中心断面而言,无论是南水还是石砭峪的情况,漏斗中残留的方量都相当于爆破方量的一半。显然,前排爆破时,爆落的方量也不会全被抛出,否则后排也将全被抛出。不仅如此,和后排爆破相比,前排残留的方量也不是小量,否则便不会出现渡口狮子山爆破的情况。较为合理的估计是,第一排残留的方量的比例要小些,对第二排,这一比例要有所增加,即可能达到50%左右;如有第三排爆破,则其残留方量的比例将会更高。

此外,由于爆破漏斗后坡的稳定坡角为 $36^\circ \sim 37^\circ$ ,是由爆破岩体滑坡造成的。即离开爆破漏斗的方量不全是抛出的,有一部分是滑出的。分析表明,抛出方量大约为爆破方量的25%~30%左右,因而滑出的方量大约为爆破方量的20%~25%。这个问题的详细分析,我们将另文给出。

综上,我们看到,在定向爆破筑坝中,无论从抛距上看,还是从方量上看,抛掷作用是重要的,但不是唯一的,甚至不是主要的;滑移作用是不能不考虑的。

## 四、滑移效果

### 1. 模型和方法

C.С.Григорян<sup>[5]</sup>等在研究大量岩块的滑坡和塌方时,使用了水利学近似,并取得了成功。显然,这一方法基本适合我们的情况。其方程为

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial s} = g \sin \psi - \left( \tau + \frac{kLu^2}{F} \right) \text{sign}(u) - \frac{L}{2F} \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{aF^2}{L^2} \right) \\ \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial (uF)}{\partial s} = 0 \end{array} \right. \quad (5)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial (uF)}{\partial s} = 0 \quad (6)$$

这里 $s$ 是弧长, $t$ 是时间, $u$ 是沿 $s$ 流动时其断面的平均速度, $F$ 是流动断面的面积, $L$ 是流动的宽度, $h = F/L$ 是流动的厚度, $\psi$ 是坡角, $g$ 是重力加速度,而

$$a = g \cos \psi + \frac{u^2}{R} \quad (7)$$

为总加速度在坡面的法向分量。 $k$ 为水利学阻力系数, $R$ 是流动轨迹在其法向平面内的曲率半径。 $s_0$ 是流动头部的坐标, $s_1$ 是流动尾部的坐标。而摩擦力 $\tau$ 取为

$$\tau = \begin{cases} fa & \text{当 } f\rho ah < \tau_* \\ \frac{\tau_*}{\rho h} & \text{当 } f\rho ah \geq \tau_* \end{cases} \quad (8)$$

$$\tau = \begin{cases} fa & \text{当 } f\rho ah < \tau_* \\ \frac{\tau_*}{\rho h} & \text{当 } f\rho ah \geq \tau_* \end{cases} \quad (9)$$

这里 $f$ 是摩擦系数, $\rho$ 是流动介质的平均容重, $\tau_*$ 是其特征强度,或极限摩擦力。

由于方程(5)是一维的,故要求在流动过程中侧向扩展不大。显然,对我们中心断面附近这一要求是满足的。此外,方程(6)要求我们的坡积物和河道中的复盖层不厚。

在一定初始条件下,解方程(5)和(6)须用计算机进行。本文采用简单的办法来判断滑移作用的效果。将方程(5)乘以 $ds = udt$ ,从 $t = 0, s = s_0$ 积分到 $t = t, s = s$ ,则得到

$$\left[ \frac{u^2}{2} \right]_{s_0}^s = g \int_{s_0}^s (\sin \psi - f \cos \psi) ds - \int_{s_0}^s \left( \frac{f}{R} + \frac{k}{h} \right) u^2 ds - \frac{1}{2} [ha]_{s_0}^s - \frac{1}{2} \int_{s_0}^s adh \quad (10)$$

\*\*原文此处是负号,似误。

它实际上是能量守恒关系。

在具体计算之前,我们先分析这一手续的合法性或它所要求的条件。为此,需要了解方程(5)的使用条件及其导出时所做的假定。由于著者在文献[5]中没有给出这一内容,我们只能从方程(5)本身进行分析。

碎石的运动属散体力学内容,散体动力学理论证明,散体的流动满足流体动力学方程组<sup>[8]</sup>,它的应力是由固体颗粒的摩擦、动量迁移和碰撞引起的<sup>[9]</sup>。在我们所用坐标下,一维薄层平均流动的运动方程为

$$\rho h \frac{du}{dt} = \int_0^h b dy - \int_0^h \frac{\partial p_{xy}}{\partial y} dy - \frac{\partial}{\partial s} \int_0^h p_{zz} dy \quad (11)$$

其中右端第一项是体力。由于平面运动,故

$$\frac{\partial p_{zz}}{\partial z} = p_{zz} = 0$$

而应力 $p_{mn}$ 的符号按习惯的记法。若体力是重力的 $s$ 向分量,则

$$\int_0^h b dy = \int_0^h \rho g \sin \psi dy = \rho g h \sin \psi \quad (12)$$

显然,这就是方程(5)的右端第一项。

对方程(11)右端第二项,完成积分后得

$$- \int_0^h \frac{\partial p_{xy}}{\partial y} dy = -p_{xy}(h) + p_{xy}(0) = p_{xy}(0) = -f p_{yy}(0) \text{sign}(u) \quad (13)$$

和方程(5)对比,显然著者把 $p_{yy}(0)$ 取为

$$p_{yy}(0) = \rho h \left( g \cos \psi + \frac{u^2}{R} \right) = \rho h a \quad (14)$$

我们先不考虑“耗散”项 $ku^2 \text{sign}(u)$ ,比较方程(5)和方程(11),则有

$$\frac{\rho}{2} \frac{\partial}{\partial s} (ah^2) = \frac{\partial}{\partial s} \int_0^h p_{zz} dy \quad \partial \partial s \quad (15)$$

由此得

$$\frac{\rho}{2} ah^2 = \int_0^h p_{zz} dy + C(h, t) \quad (16)$$

对于自然流动, $C(h, t) = 0$ ,这时方程(16)的唯一解是

$$p_{zz} = \rho a (h - y) \quad (17)$$

注意到(14)式的意义和(17)式,则可判断,著者用了条件

$$p_{zz} = p_{yy} \quad (18)$$

散体动力学理论<sup>[8]</sup>给出,当介质运动是简单剪切流时,条件(18)式成立。所谓简单剪切流,就是介质运动只有 $s$ 方向的速度 $u_s$ ,且 $u_s$ 只是 $y$ 的函数,而和 $s, t$ 无关。这里 $u_s$ 是局部速度。

又由于方程(5)中 $u$ 是沿厚度的平均速度,为此,还要求局部速度沿厚度方向的变化不太剧烈,否则平均值就失去意义,即要 $du_s/dy$ 不大。它可用较强的条件:

$$h \ll s_s - s_1, \quad h \ll R \quad (19)$$

来代替,即流动的厚度很薄。

这样,我们看到,从散体力学的观点看,为了得到方程(5),实际上要求三个条件,即关系式(18)、(14)和(19)。由于对运动的散体,关系式(14)不能成立,故用“耗散”项 $ku^2 \text{sign}(u)$ 加以补充。尽管如此,对Григорян所处理的问题<sup>[5]</sup>,方程(5)仍是一个较好的近似。

至于我们的处理方法,它不同于流体力学中推导伯努利积分<sup>[10]</sup>的情况。那里因要得到压力 $p$ 的全微分,故要求 $\partial p/\partial t = 0$ ,即要运动是定常的。我们则不要求这一条件;但要求运动是连续的。为此我们设想,在介质流动速度为零处,山坡有一孔洞。一旦介质停止运动,它就沿孔洞掉下,不阻挡后续介质的运动,从而运动可以连续进行。显然,这一假设对我们要求计算介质能滑多远的问题无任何影响。自然,孔洞的位置是随滑移的距离而变的。于是可以得到,我们对方程(5)所采用的手续是合法的;它不给方程(5)的应用增加任何新的限制条件。

显然,要进行具体计算,须给出问题的地形条件,起点条件和终点条件。

**地形条件** 取如图3,两岸山坡平直、无坡积物、坡度为 $\varphi$ ;河道断面为圆弧形,曲率半径 $R$ 为常数;在山坡坡脚处河道与山坡相接,并保持该处坡度的连续变化;河道中复盖层不厚。

**起点条件** 这里我们只考虑抛体落入河道的情况。利用图3,其初始位置由 $\psi_0$ 确定,而初速度为 $u_0$ 。应当指出,我们的目的是通过 $\psi_0, u_0$ 与爆破地形、爆区位置和初抛速 $v_0$ 建立联系,以研究其滑移效果。这里为了计算方便,暂用 $\psi_0, u_0$ 代之。

**终点条件** 由于我们要计算抛体落地后的滑移距离,故终点条件为 $u=0$ 。

## 2. 宽河低坝的情况

由于河谷较宽,抛体落地后不能滑到对岸山坡上,最多只能达到对岸的坡角处。因为我们的目的是对滑移效应进行分析判断,故只对三种情况进行计算。

(1) 抛体落入河道 介质以速度 $\vec{u}_0$ 落入河道,我们来计算其滑移距离。由图3有

$$dS = R da \quad (20)$$

$$\psi = -a \quad (21)$$

由于 $\psi$ 由 $\psi_0$ 增加到 $\psi$ ,故 $a$ 由 $-\psi_0$ 变化到 $-\psi$ 。显然有

$$\sin \psi = -\sin a \quad (22)$$

$$\cos \psi = \cos a \quad (23)$$

对方程(10)右端的第一项得

$$g \int_{\psi_0}^{\psi} (\sin \psi - f \cos \psi) ds = gR [\cos \psi - \cos \psi_0 - f |\sin \psi| - f \sin \psi_0] \quad (24)$$

这里 $|\sin \psi|$ 是由方程(5)的符号函数 $\text{sign}(u)$ 引起的。我们取 $50\text{m} < R < 100\text{m}$ ,  $h_0 = 20\text{m}$ 。又由 $f = 0.74$ ,  $k = 0.01$ <sup>[5]</sup>。又由薄层流动, $h$ 变化不大,则有

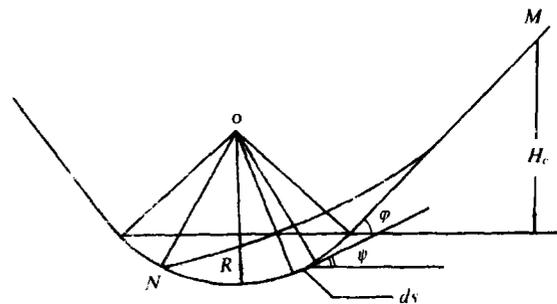


图3 山坡和河道情况

Fig. 3 Schematic diagram of the hillside and the river channel

$$\frac{f}{R} \gg \frac{k}{h} \quad (25)$$

故对方程(10)的右端第二项得

$$- \int_{s_0}^s \left( \frac{f}{R} + \frac{k}{h} \right) u^2 ds = -f u_c^2 (\psi_0 - \psi) \quad (26)$$

对其最后两项得

$$-\frac{1}{2} [ha]_{s_0}^s - \frac{1}{2} \int_{s_0}^s adh = -\frac{g}{2} [h \cos \psi - h_0 \cos \psi_0 + (h - h_0) \cos \psi_c] - \frac{1}{2R} [hu^2 - h_0 u_0^2 + (h - h_0) u_c^2] \quad (27)$$

这里下标为“0”的量是该量的初始值,下标为“c”的量是该量的中间值。

由于我们关心的是滑移的距离,由终点条件 $u = 0$ ,把(24)~(27)式代入(10)式中,舍去次要量以后得到

$$\frac{u_0^2}{2gR} \left[ 1 + \frac{h_0}{R} - 2f(\psi_0 - \psi) \left( \frac{u_c}{u_0} \right)^2 \right] = \cos \psi_0 - \cos \psi + f(|\sin \psi| + \sin \psi_0) \quad (28)$$

在这个方程中,要计算的量为 $R$ 或 $\psi$ ;而 $u_0$ 和 $\psi_0$ 是初始值。即给出 $u_0$ 和 $\psi_0$ ,通过(28)式求得 $R$ 或 $\psi$ 。关系式(28)表明,在我们分析的精度下,如果滑移起点和终点的高度相同,则动能主要用于克服摩擦力,包括重力和离心力引起的摩擦力。

下面我们把抛体落地时的速度 $u_0$ 和爆破条件的关系求出。在直坡部分,坡角 $\varphi$ 为常数。利用图3,得落差 $H$ ,为

$$H_s = H + R(\cos \psi_0 - \cos \varphi) \quad (29)$$

抛距 $S_x$ 为

$$S_x = \frac{H}{\tan \varphi} + R(\sin \varphi - \sin \psi_0) \quad (30)$$

用 $H_s$ 代替(1)中的 $H$ ,并用关系式(30)消去 $S_x$ ,得到

$$v_0^2 = \frac{gH \left[ 1 + \frac{R}{H} (\sin \varphi - \sin \psi_0) \tan \varphi \right]^2}{2 \left[ 1 + \frac{R}{H} \sin \varphi \sin(\varphi - \psi_0) \right] \tan^2 \varphi} \quad (31)$$

这就是在我们所取的地形下,抛速 $v_0$ 和落点 $\psi_0$ 的关系。

对 $u_0$ ,由于它是抛体落点速度在坡面切向的投影,于是利用图3得

$$u_0 = v_x \cos \psi_0 + v_y \sin \psi_0 \quad (32)$$

而

$$v_x = v_0 \sin \varphi \quad (33)$$

$$v_y = \{v_0^2 \cos^2 \varphi + 2g[H + R(\cos \psi_0 - \cos \varphi)]\}^{1/2} \quad (34)$$

把(33)和(34)式代入(32)式中,并取 $u_0^2$ ,其中 $v_0^2$ 用(31)式代入,最后得

$$u_0^2 = \frac{gH}{2} \frac{a+b + [aF_1 + bF_2](R/H) + [aF_3 + bF_4](R/H)^2}{[1 + (R/H) \sin \varphi \sin(\varphi - \psi_0)] \tan^2 \varphi} +$$

$$\begin{aligned}
 & +gh \frac{\sin\varphi \sin\psi_0 \cos\psi_0 [1 + (R/H)(\sin\varphi - \sin\psi_0)\tan\varphi]}{[1 + (R/H)\sin\varphi \sin(\varphi - \psi_0)]\tan^2\varphi} \\
 & \times \left\{ 4\tan^2\varphi + \cos^2\varphi + [4F_1\tan^2\varphi + F_2\cos^2\varphi] \frac{R}{H} \right. \\
 & \left. + [4F_3\tan^2\varphi + F_4\cos^2\varphi] \left( \frac{R}{H} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (35)
 \end{aligned}$$

其中,  $a = 4\sin^2\psi_0 \tan^2\varphi$ ,  $b = \sin^2\varphi \cos^2\psi_0 + \cos^2\varphi \sin^2\psi_0$  (36)

$$F_1 = \cos\psi_0 - \cos\varphi + \sin\varphi \sin(\varphi - \psi_0) \quad (37)$$

$$F_2 = 2\tan\varphi \cdot (\sin\varphi - \sin\psi_0) \quad (38)$$

$$F_3 = \sin\varphi \sin(\varphi - \psi_0) (\cos\psi_0 - \cos\varphi) \quad (39)$$

$$F_4 = (\sin\varphi - \sin\psi_0)^2 \tan^2\varphi \quad (40)$$

显然, 当  $\varphi = \psi_0$  时有

$$F_1 = F_2 = F_3 = F_4 = 0$$

我们把(28)式写成

$$u_0^2 = 2gR \frac{f(|\sin\psi| + \sin\psi_0) + \cos\psi_0 - \cos\psi}{1 + (h_0/R) - 2f(\psi_0 - \psi)(u_c/u_0)^2} \quad (41)$$

令(41)式和(35)式相等, 消去 $g$ , 除以 $H$ , 即得一个方程。为了行文方便, 我们把它写成

$$F\left(\varphi, \psi_0, \psi, \frac{h_0}{R}, \frac{R}{H}, f, \frac{u_c}{u_0}\right) = 0 \quad (42)$$

由于方程中已消去 $g$ , 故这个问题是几何相似的。我们只在特定参数下研究方程(42)式所给出的结果。这里对它进行两类分析。

a. 给出 $\varphi, \psi_0, \psi, h_0/R, f, u_c/u_0$ , 求 $R/H$ 。假定抛掷体落到坡脚处, 即 $\varphi = \psi_0 = 45^\circ$ , 令 $\psi = -45^\circ$ , 即介质滑到对岸的坡脚处。令 $h_0/R = 0.2$ ,  $f = 0.74$ ,  $u_c/u_0 = 1/2$ , 则算得 $R/H = 0.6$ 。由于 $2R\sin\varphi$ 大体为坝长, 则得 $L_b/H_c = 0.72$ , 而表2中的此值为1.1, 再考虑到 $h_0/R = 0.2$ , 即滑体尚有20m左右的厚度和副爆破区的作用, 便可得到关系式(42)给出的结果和表2接近。这时利用(31)式可算出初抛速, 对南水右岸第一排爆破。得 $v_0 = 22\text{ m/s}$ ; 对石砭峪左岸第一排爆破得 $v_0 = 27\text{ m/s}$ 。

b. 给出 $\varphi, \psi_0, h_0/R, R/H, f, u_c/u_0$ , 求 $\psi$ 。利用表2中的 $L_b/H_c$ 值, 算得 $R/H = 1.0$ , 仍取 $\psi_0 = \varphi = 45^\circ$ , 其他参数不变, 则得 $\psi = -29^\circ$ , 即达到图3中的N点; 可以堆成MN线, 再加上副爆区的作用, 则坝体可成。

(2) 抛体落入河心 这时 $\psi_0 = 0$ , 其余参数不变, 则算得 $\psi = -30^\circ$ , 等于前一情况的角度。可见就滑移来说, 抛掷体落入河心并不有利。这是因为落差形成的动能没有转变成滑移能量, 而损失到与河底的撞击上了。自然, 这时的坝形可能比较好, 即马鞍形小, 或不出马鞍形, 如石砭峪的情况。但这需要较大的初速度, 如对南水, 则质心抛速应达到 $28\text{ m/s}$ , 而对石砭峪爆破, 初抛速应达到 $30\text{ m/s}$ ; 当然其表面抛速 $v_0$ 将更大。

(3) 从爆破漏斗下滑 由于离开爆破漏斗的方量有一部分是滑出的; 自然我们要了解它可滑到何处。这时须要算出介质滑到坡脚时速度, 然后用关系式(41)。由于这时是直坡,  $R \rightarrow \infty$ , 而 $\psi = \varphi = \text{常数}$ 。据此计算(10)式, 同样舍去次要量, 得到滑体到达坡脚时的速度

$u_0$ 为

$$u_0^2 = 2gH(1 - f \cot \varphi) \quad (43)$$

进入河道后则使用关系式(41),即得

$$\frac{f(|\sin \psi| + \sin \varphi) + \cos \varphi - \cos \psi}{1 + h_0/R - 2f(\varphi - \psi)(u_c/u_0)^2} = \frac{H}{R} (1 - f \cot \varphi) \quad (44)$$

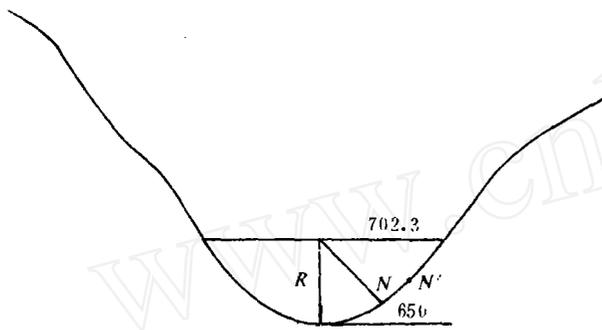


图4 对石砭峪爆破的计算结果

Fig. 4 Calculated result for building dam by directional blasting in Shibianyu

仍取前边同样的参数,  $\varphi = 45^\circ$ ,  $h_0/R = 0.2$ ,  $u_c/u_0 = 1/2$ ,  $f = 0.74$ , 及  $R/H = 1.0$ , 则算得  $\psi = 0^\circ$ , 即介质自漏斗下滑也可达到河心。

(4) 对石砭峪爆破的应用 石砭峪爆破坝轴线断面如图4。这时  $R = 57.4\text{m}$ , 取  $h_0 = 20\text{m}$ , 由表1, 取  $H = 150\text{m}$ ,  $\varphi = 45^\circ$ ,  $u_c^2 = u_0^2/2$ ,  $f = 0.74$ , 仍取  $\psi_0 = \varphi = 45^\circ$ , 即抛体自坡脚滑起。则算得  $\psi = -40^\circ$ , 即到图4的N点, 再加  $h$  的影响, 则转移体的头部即可达到N'点。可见主爆区的

抛掷和滑移即可大体成坝, 而副爆区则填上右岸的堆积缺口。

### 3. 窄河高坝的情况

由于河谷较窄, 抛体落入河道后可滑到对岸的山坡上, 这时分三段计算, 除了河道中的滑移外, 还要计算对岸的滑移。这里我们只考虑抛体落入河边, 即  $\psi_0 = \varphi$  的情况。于是关系式(35)退化为

$$u_0^2 = 2gH \quad (45)$$

为求出介质滑移到对岸坡脚处的速度  $u_1$  的值, 仍须用关系式(10), 并借助于关系式(24)~(27), 舍去次要量后得到

$$-2gRf \sin \varphi + \left(1 + \frac{h_0}{R} - 2f\varphi\right) \frac{u_0^2}{2} = \left(1 + \frac{h_1}{R} + 2f\varphi\right) \frac{u_1^2}{2} \quad (46)$$

当介质沿对岸山坡上滑时, 则因这时是平坡,  $R \rightarrow \infty$ ,  $\varphi = \text{常数}$ 。再利用终点条件  $u = 0$ , 则关系式(10)给出

$$\frac{u_1^2}{2} = gS(\sin \varphi + f \cos \varphi) \quad (47)$$

利用(45)、(46)和(47)式, 消去  $u_0$  和  $u_1$ , 则得

$$\frac{S}{R} = \frac{\left(1 + \frac{h_0}{R} - 2f\varphi\right) \frac{H}{R} - 2f \sin \varphi}{\left(1 + \frac{h_1}{R} + 2f\varphi\right) (\sin \varphi + f \cos \varphi)} \quad (48)$$

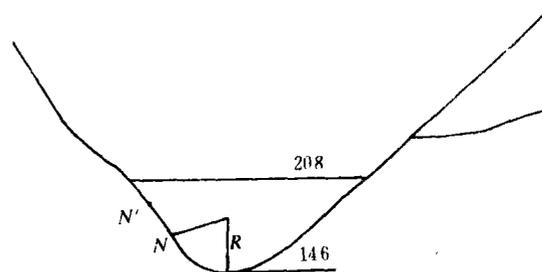


图5 对南水爆破的计算结果

Fig. 5 Calculated result for building dam by directional blasting in Nanshu

其中 $S$ 是在对岸坡上滑移的距离。同样, 这里 $g$ 也不出现。

我们来计算南水的情况, 地形断面如图5, 这时 $R=32.5\text{m}$ 。取 $h_0=20\text{m}$ , 由表1,  $H=155\text{m}$ ,  $\varphi=45^\circ$ ,  $f=0.74$ , 即可算得 $S=10.6\text{m}$ , 如图5的 $N$ 点, 同样, 计及 $h_0$ 的影响, 则滑体头部可达 $N'$ 点, 情况与石砭峪类似。

#### 4. 炸药爆炸能和势能

计算表明, 表1所列的几次爆破, 单位体积炸药能(以耗药量为 $1\text{kg}/\text{m}^3$ 计算) $E_d$ , 和重力势能 $E_g$ 基本相等。由于介质的抛掷动能只占 $E_d$ 的 $10\sim 20\%$ , 故动能远小于重力势能 $E_g$ 。当落点坡角为 $45^\circ$ 时, 则有一半的势能用于滑移, 它也远比动能大。可见, 对滑移作用, 势能是主要的; 其另一部分用于形成法向压力, 以提高坝体的密实度。

综上所述我们看到: 我国两次重要定向爆破筑坝工程中, 主爆区爆破的抛掷体落到坡脚时, 滑移作用可将它送到对岸的坡脚处或山坡上。从而为成坝打下了基础。副爆区的作用是填上堆积的缺口, 显然, 其起爆时间应当最晚。

### 五、结论和问题

1. 抛掷和滑移 在一般地形条件下, 定向爆破筑坝的成坝因素中, 抛掷和滑移是同等重要的; 单靠一项因素很难成坝。在我国已完成两个主要定向爆破筑坝工程中, 介质的最远抛距只到河心, 大量的岩块落到河道和岸坡上, 是靠滑移作用而最后成坝的。

2. 副爆区的作用 尽管副爆区的爆破量和抛距都不大, 但其作用是不可忽视的; 它可补偿主爆区的堆积缺口, 改善坝体形状。其起爆时间应最晚。

3. 主爆区爆破安排 由于第一排的抛掷条件最好, 且在原山坡和河道中滑移, 故应尽量增加其最小抵抗线, 以便有更多的方量达到最远的距离。对后排爆破则应使更多的方量被推出爆破漏斗, 沿坡下滑, 以增加上坝方量。由于后平方量有剩余能量(可以滑到河心), 故应尽量减少前后排的延迟时间(当然以不影响爆破效果为限), 以使前后排的滑移得到协调, 后排的多余能量能够传给前排。

4. 增加坝体的密实度 增加抛速, 使岩块大都抛到河心。这时和炸药能量大致相等的重力势能几乎都用来增加坝体的密实度, 提高其防渗性能, 从而可简化坝体的防渗措施。其代价是增加炸药量。石砭峪水库爆后渗流量很小, 可能和这一因素有关。

5. 其他问题 本文只对抛掷和滑移在定向爆破筑坝中的作用进行了估算和分析; 若研究坝体堆积形状, 则须在确定地形条件下解方程(5)式和(6)式, 但因初始条件问题, 这一工作难度也较大。而当把方程(5)式, (6)式用于较深的V形河谷时, 由于 $R$ 太小, 可能导致这两方程需要修正, 并结合模型实验进行分析。

应当指出, 本文所阐明的机理可以发展为新的抛掷堆积计算法。

### 参 考 文 献

- [1] 马乃耀, 霍水基, 南水水电站定向爆破筑坝勘测设计技术总结, 力学所资料室, (1963, 11)。
- [2] 定向爆破筑坝科研工作协调小组, 石砭峪水库定向爆破筑坝科研观测成果汇编, 陕西省革命委员会水电局印, 力学所资料室。
- [3] 陕西省革命委员会水电局, 定向爆破筑坝科研工作协调小组, 石砭峪水库定向爆破筑坝设计施工技术总结。

- 力学所资料室, (1974, 12)。
- [ 4 ] 钱瑞五等, 柴石滩水库定向爆破筑坝可行性方案简介, 水利水电科学研究院抗震防护所, (1987, 7)。
- [ 5 ] Григорян, С.С. и др. Математическое Моделирование Горных Обвалов и Оползней Больших Объемов. Инженерная Геология, 6, Москва, (1983)。
- [ 6 ] 金星男, 许连坡, 周家汉, 平地定向爆破试验研究, 土岩爆破文集, 北京, 冶金工业出版社, (1980) 11。
- [ 7 ] 边克信, 刘殿中, 关于大面积分层爆破效果的分析, 土岩爆破文集, 北京, 冶金工业出版社, (1980), 45。
- [ 8 ] Lun, C.K.K., Savage, S.B. et al. Kinetic Theories for Granular Flow: Inelastic Particles in a Couette Flow and Slightly Inelastic Particles in a General Flow Field. *J. Fluid Mech.*, 140 (1984), 223。
- [ 9 ] Savage, S.B., Flow of Granular Materials, in Theoretical and Applied Mechanis. P. Germain, M. Piau and D. Carlierie (Editors), Elsevier Science Publishers B.V. (North-Holland) IUTAM, (1989), 241。
- [ 10 ] 柯钦, Н.Е.等著 (曹俊等译), 理论流体力学, 第一卷, 第一分册, 北京, 高等教育出版社, (1956), 64~104。

## THROWING AND SLIDING EFFECTS IN DIRECTIONAL BLASTING FOR BUILDING A DAM

Xu Lianpo

(*Institute of Mechanics, Academia, Sinica*)

**ABSTRACT** The key problem in building a dam by directional blasting is the calculation of throwing and stack. The mechanical processes of throwing and stack are analysed in this paper. On the basis of some large native directional blasting works, the author summarized some empirical laws such as the geometrical relations of the central longitudinal section of the dam, the throwing distance, the delay ignition time, the crater formation and the sliding effect, especially the author suggests a method similar to that of energy integration in hydrodynamics to estimate the sliding distance.

The conclusion is that the throwing and sliding effects must be equally considered in directional blasting for the dam building.

**KEY WORDS** dynamics of granular material, slide, throwing.