

聚能射流及防护

JUNENG SHELIU JI FANGHU

顾红军 刘宏伟 著

本书特色：

- ✦ 反应装甲飞板运动规律与变形过程；
- ✦ 垂直侵彻时反应装甲干扰射流机理研究；
- ✦ 斜侵彻时反应装甲干扰射流机理研究；
- ✦ 对残余射流的侵彻行程进行评估与计算；
- ✦ 详述反应装甲与长杆体损伤作用。



国防工业出版社

National Defense Industry Press

聚能射流及防护

顾红军 刘宏伟 著

中国版本图书馆CIP数据核字(2008)第183804号

国防工业出版社

(北京市西城区百万庄大街24号 邮编100044)

北京市出版集团

国防工业出版社

开本890×1192 1/32 印张234 字数134千字

2009年1月第1版第1次印刷 印数1—3000册 定价52.00元

(本社地址:北京海淀区中关村大街24号)

国防工业出版社

发行部电话:(010)68414474

发行部传真:(010)68414474 北京·发行部:(010)68414474

图书在版编目(CIP)数据

聚能射流及防护/顾红军,刘宏伟著. —北京:国防工业出版社,2009.1

ISBN 978-7-118-06062-1

I. 聚... II. ①顾...②刘... III. 破甲性能—研究
IV. TJ012.3

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2008)第 183604 号

※

国防工业出版社 出版发行

(北京市海淀区紫竹院南路 23 号 邮政编码 100048)

天利华印刷装订有限公司印刷

新华书店经售

*

开本 850×1168 1/32 印张 5% 字数 134 千字

2009 年 1 月第 1 版第 1 次印刷 印数 1—3000 册 定价 25.00 元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

国防书店:(010)68428422

发行邮购:(010)68414474

发行传真:(010)68411535

发行业务:(010)68472764

前 言

本书是关于聚能射流与防理论学术专著。在反映国内外其他学者最新研究成果的同时,还以大量篇幅介绍了作者近几年在这方面的研究成果。

本书在介绍和分析聚能射流侵彻原理的基础上,着重阐述了反应装甲在有效降低聚能射流侵彻能力方面的防护机理特性。以往反应装甲干扰射流机理的研究,都将反应装甲飞板看作刚性平板,忽略飞板的加速和变形过程。这一分析过程与飞板的实际运动物理过程有一定差别,一定意义上影响了反应装甲干扰效果评估精度。本书采用理论分析、数值计算和试验研究的方法,考虑飞板在运动过程中的变形特点,对反应装甲飞板与射流相互作用的物理过程及干扰机理进行了系统分析和研究,为反应装甲的设计与研究,提供了科学合理的理论依据。

由于聚能射流与反应装甲涉及的研究领域是一个比较新的领域,其中有些部分甚至还是空白,因此本书作者提出的一些研究成果有待进一步完善。

本书适合高等院校有关专业研究生、高年级本科生和教师在学习中参考,也可作为相关专业研究生教材使用。

目 录

第 1 章 聚能射流与反应装甲简介	1
1.1 金属射流形成过程	1
1.2 理想射流破甲流体力学理论	7
1.2.1 连续射流的定常侵彻	7
1.2.2 连续射流的非定常侵彻近似计算	8
1.3 反应装甲简介	11
1.3.1 国外情况	12
1.3.2 国内情况	17
1.3.3 反应装甲发展趋势 ^[90-100]	18
1.4 反应装甲干扰射流机理研究	20
1.4.1 反应装甲飞板干扰	21
1.4.2 爆炸场干扰	23
1.4.3 问题与分析	24
第 2 章 反应装甲飞板变形	26
2.1 引言	26
2.2 反应装甲飞板运动及变形模型	27
2.2.1 一维瞬时爆轰产物对板微元双向驱动模型	27
2.2.2 反应装甲飞板微元运动规律	31
2.2.3 反应装甲飞板鼓包变形计算	34
2.3 反应装甲飞板变形数值模拟与分析	36
2.3.1 数值计算模型及参数	36

2.3.2	飞板微元速度和位移	39
2.3.3	飞板转角	42
2.3.4	试验验证与分析	43
2.4	飞板运动过程影响因素及分析	47
2.4.1	飞板与炸药质量比	47
2.4.2	下飞板质量变化对上飞板运动影响	50
第3章	垂直侵彻反应装甲射流断裂模型	54
3.1	引言	54
3.2	射流在空气中断裂半经验公式 ^[1]	55
3.3	射流在爆炸场中断裂模型	57
3.4	射流垂直侵彻反应装甲断裂模型	59
3.4.1	断裂时间	59
3.4.2	残余射流侵彻行程计算	62
3.5	实验验证与结果分析	62
3.5.1	试验方案	63
3.5.2	试验结果与分析	64
3.5.3	残余射流侵彻计算分析	66
第4章	斜侵彻时爆炸反应装甲干扰射流模型	68
4.1	引言	68
4.2	射流侵彻运动薄板扩孔规律研究	71
4.2.1	射流侵彻运动薄板扩孔规律研究	71
4.2.2	射流侵彻运动薄板扩孔规律的数值模拟与分析	74
4.3	考虑飞板变形时飞板干扰射流模型	77
4.3.1	飞板变形后几何参数分析	77
4.3.2	反应装甲飞板间断干扰射流计算	80
4.3.3	飞板连续干扰射流计算	83
4.3.4	斜侵彻时反应装甲爆炸场对射流作用	92
4.4	残余射流的侵彻	94

4.5	数值模拟与分析	97
4.5.1	反应装甲与射流的相互作用过程数值模拟	97
4.5.2	残余射流侵彻行程计算数值模拟	106
4.5.3	反应装甲与主靶板距离对残余射流侵彻行程影响	110
第 5 章	平行双层反应装甲与 V 形反应装甲干扰射流机理研究	115
5.1	引言	115
5.2	平行双层反应装甲与 V 形反应装甲与射流作用过程分析	115
5.2.1	平行双层反应装甲	116
5.2.2	V 形反应装甲	120
5.3	平行双层反应装甲与 V 形反应装甲与射流作用过程数值模拟与分析	123
5.3.1	平行双层反应装甲飞板与射流作用过程数值模拟与分析	123
5.3.2	双层反应装甲流干扰射流影响因素分析	126
5.3.3	V 形反应装甲与射流作用过程数值模拟	130
5.3.4	V 形反应装甲夹角对侵彻深度影响	132
第 6 章	长杆体与爆炸式反应装甲作用	135
6.1	长杆弹侵彻运动板 Rosenberg 模型	136
6.1.1	理论分析	136
6.1.2	数值计算与实验	139
6.2	运动板厚对弹杆直径对作用效果影响分析	141
6.2.1	试验设计	141
6.2.2	试验结果及数据处理	143
6.3	长杆体与运动板“擦蚀”模型	149
6.4	问题与展望	152
参考文献		154

第1章 聚能射流与反应装甲简介

1.1 金属射流形成过程

现代战争中,坦克是地面部队的主要突击装备,装甲是坦克防护的主要形式,是坦克在战场上获得生存力的重要手段之一。因此坦克的装甲防护,是其在现代及未来战场上生存的基础,始终受到重视,且在不断发展。

第一次世界大战时期的坦克装甲防护很单薄,钢板只有 5mm~30mm 厚,到 20 世纪 30 年代装甲厚度一般为 30mm~60mm,最厚的达到 80mm,第二次世界大战时期装甲制造工艺和技术有了改进,车体前装甲的厚度一般增至 80mm~100mm,20 世纪 50 年代~20 世纪 60 年代主战坦克的前装甲增至 200mm,装甲也由原来的垂直变为倾斜布局,其质量和有效厚度都得到了提高,使装甲板的抗弹能力大幅度增强^[1-4]。

自从 1916 年世界上第一辆坦克出现后,反坦克武器也随之诞生。在第二次世界大战初期,人们就已经发现了聚能现象(图 1-1)。在图 1-1 中,有锥形凹槽的装药(图 1-1(b))爆炸后,在靶板上炸出的凹坑反比炸药量比多的装药(图 1-1(a))的炸坑还要深一些。后来又发现,如果在凹槽内加一金属内衬,能显著得高装药的穿透能力。将这一原理应用于弹药设计后,出现了聚能破甲弹,其战斗部基本结构如图 1-1(c)所示。目前,这种聚能装药结构仍广泛地应用于反坦克、反装甲的各种导弹、炮弹、地雷及其他弹药上,而且随着技术的进步,所形成的射流长度和速度都在不断地增加,其破甲性能也在不断提高。

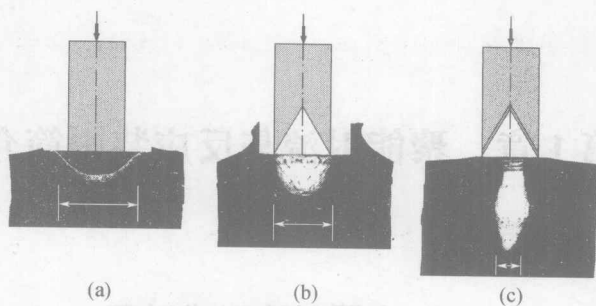


图 1-1 聚能装药实验

目前在炮弹、火箭弹及导弹战斗部中,成型装药得到了广泛应用。在成型装药领域比较常用的空心装药形成的金属射流(图 1-2)在 3 倍~6 倍装药口径的炸高下侵彻能力很强,可达 10 倍装药口径。

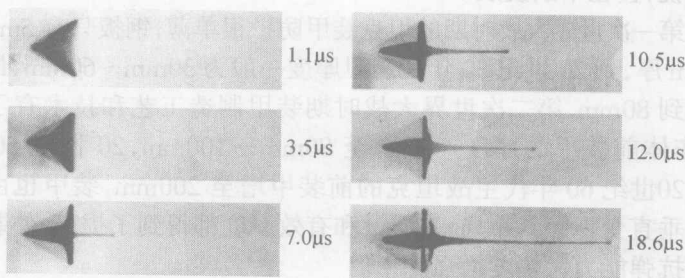


图 1-2 空心装药形成的金属射流 X 光照片

对聚能射流可以作如下解释:当装药爆轰后,凹槽附近炸药爆轰的能量就传递给了药型罩,使药型罩以 $2000\text{m/s} \sim 3000\text{m/s}$ 左右的速度向轴线运动汇合(这一过程通常称为压垮或闭合),药型罩闭合时,其内表层的金属被挤出,形成高速的金属流($7000\text{m/s} \sim 9000\text{m/s}$),而外层的金属则成为速度较低的杵体($500\text{m/s} \sim 1000\text{m/s}$)。用定常理想不可压缩流体力学模型来说明射流形成的理论过程最为简明。首先假设:

(1) 在爆炸高压下药型罩金属为理想(无黏性)不可压缩

流体。

(2) 药型罩各处的压垮速度 v_0 相同,且在压垮过程中 v_0 保持不变。

(3) 罩变形过程中其母线长度保持不变。

对于药型罩母线上任一小段所对应的环(以下称罩微元)在闭合时的情况,如图 1-3 所示。由前面的假设,在爆轰波传到 A 处时 A 点以 v_0 的速度开始闭合。当其运动到罩轴线上 C 处时发生

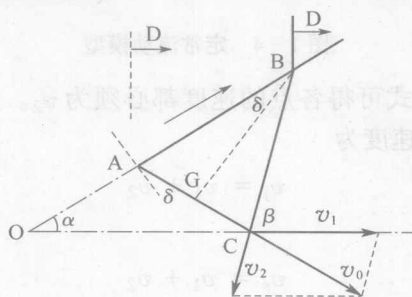


图 1-3 罩微元闭合运动

互撞,并且此时爆轰波沿母线已传到了 B 处。由假设(3)有 $AB = BC$ 。 v_0 与 AC 方向一致。 δ 为 v_0 偏离 A 点法向的一个飞散角。考虑在轴线上的碰撞点(图 1-3 中 C 点),把罩微元的闭合点的速度 v_0 分解到 BC 和 OC 两个方向上,即有

$$v_0 = v_1 + v_2 \quad (1.1.1)$$

如果在具有 v_1 速度的动坐标上来看药型罩的压垮过程,只能看到罩材料是以 v_2 的速度沿母线向轴线流来,如图 1-4 所示。它类似于一股定常流冲击刚性壁面的情况,在碰撞点分为方向相反的两股流。按定常不可压缩流体满足伯努力方程,即流体各处满足

$$P + \frac{1}{2} \rho v^2 = \text{常数}$$

在距碰撞点较远各处(图 1-3)的压强可认为近似相同,密度

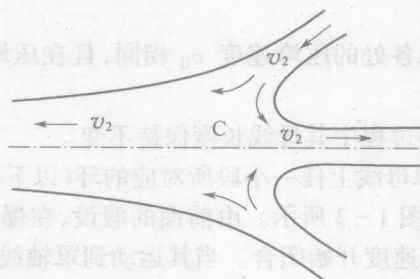


图 1-4 定常流动模型

也相同,则由上式可得各点的速度都必须为 v_2 。这样,在静坐标系中,可得射流速度为

$$v_j = v_1 + v_2 \quad (1.1.2)$$

杆体的速度为

$$v_s = v_1 + v_2 \quad (1.1.3)$$

由图 1-3 可知:

$$\angle DCF = \angle ACB = \angle CAB = \frac{\pi}{2} - \delta \quad (1.1.4)$$

$$\angle CFD = \angle OCA = \frac{\pi}{2} - (\beta - \delta) \quad (1.1.5)$$

由正弦定理可得:

$$\frac{v_0}{\sin \beta} = \frac{v_1}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \delta\right)} = \frac{v_2}{\sin\left[\frac{\pi}{2} - (\beta - \delta)\right]} \quad (1.1.6)$$

即有:

$$\frac{v_0}{\sin \beta} = \frac{v_1}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \delta\right)} = \frac{v_2}{\cos(\beta - \delta)} \quad (1.1.7)$$

$$v_1 = v_0 \frac{\cos \delta}{\sin \beta} \quad (1.1.8)$$

$$v_2 = v_0 \frac{\cos(\beta - \delta)}{\sin \beta} \quad (1.1.9)$$

将式(1.1.8)、式(1.1.9)分别代入式(1.1.2)、式(1.1.3)可得:

$$v_j = \frac{v_0}{\sin \frac{\beta}{2}} \cos \left(\frac{\beta}{2} - \delta \right) \quad (1.1.10)$$

$$v_s = \frac{v_0}{\cos \frac{\beta}{2}} \sin \left(\frac{\beta}{2} - \delta \right) \quad (1.1.11)$$

式中: v_0 为药型罩压跨速度。由图 1-3 所示的几何关系可得:

$$\beta = \alpha + 2\delta \quad (1.1.12)$$

代入式(1.1.10)、式(1.1.11)有:

$$v_j = \frac{v_0}{\sin \frac{\beta}{2}} \cos \left(\frac{\beta}{2} - \beta - \delta \right) \quad (1.1.13)$$

$$v_s = \frac{v_0}{\cos \frac{\beta}{2}} \sin \left(\alpha + \delta - \frac{\beta}{2} \right) \quad (1.1.14)$$

式中: α 为药型罩半锥角; β 为压跨角; δ 可按如下方法计算。在图 1-3 中, 设 u 为爆轰波沿药型罩面扫过的速度, t 为微元 A 点闭合运动到 C 点所用的时间, 则有:

$$ut = AB, v_0 t = AC \quad (1.1.15)$$

而根据图 1-3 中的几何关系有:

$$\sin \delta = \frac{AG}{AB} = \frac{AC}{2AB} \quad (1.1.16)$$

将式(1.1.15)代入式(1.1.16)可得:

$$\delta = \arcsin \left(\frac{v_0}{2u} \right) \quad (1.1.17)$$

对于一般装药而言, 爆轰波阵面与药型罩面的夹角 φ 在爆轰波传播过程中总是在变的。在计算 u 时, 可近似地按平面波来处理, $\varphi + \alpha = \frac{\pi}{2}$ 则有:

$$u = \frac{D}{\sin \varphi} = \frac{D}{\cos \alpha} \quad (1.1.18)$$

射流与药型罩质量 m_j 、 m_s 可以得用质量守恒和动量守恒求得。由质量守恒必有：

$$m = m_j + m_s \quad (1.1.19)$$

式中： m 为药型罩质量。

在药型罩轴线方向应满足动量守恒条件，即

$$-mv_2 \cos \beta = -m_s v_2 + m_j v_2 \quad (1.1.20)$$

联立两式求解可得：

$$m_j = \frac{1}{2} m (1 - \cos \beta) = m \sin^2 \frac{\beta}{2} \quad (1.1.21)$$

$$m_s = \frac{1}{2} m (1 + \cos \beta) = m \cos^2 \frac{\beta}{2} \quad (1.1.22)$$

至此，利用式(1.1.21)、式(1.1.22)可求得射流质量。而在求射流速度的过程中，在式(1.1.12)、式(1.1.13)、式(1.1.17)、式(1.1.18)四个方程中仍有五个未知量： v_j 、 v_0 、 β 、 δ 、 u 。要求解射流速度，还需要确定其中一个参数。

在以上的求解分析过程中，还需补充一个方程。只要确定药型罩微元压跨速度 v_0 ，就可以求解射流微元的相关参数。而药型罩微元压跨过程实际上是一个爆轰驱动过程，对于罩微元压跨速度 v_0 ，国内外提出过各种方法，具体过程可参考有关参考文献[1-10]，本文不作过多阐述。

以上关于射流形成讨论都是基于定常流动的假设基础之上，而在实际的聚装药中，药型罩各处的壁厚是不同的，且相对应的装药厚度也有很大的变化。为了使分析讨论更接近实际，在实际分析和应用过程中是采用“准定常方法”，即将药型罩以及对应的装药沿轴向划分成若干微元，只要求在微元内满足定常条件，而各微元之间允许参量 v_0 、 β 、 δ 等有变化。

1.2 理想射流破甲流体力学理论

在成型装药射流的高速撞击速度下,此撞击应变和应变率水平下诱发的应力大大超过了射流和靶板材料的机械强度。在分析射流与靶板相互作用的过程时,可以完全忽略射流与靶板的强度效应,射流与靶板均类似于流体材料,射流破甲过程可按流体模型计算。

1.2.1 连续射流的定常侵彻

设射流微元速度为 v_j ,破甲速度为 u ,不计靶板和射流的材料强度,并假定射流各微元的直径和速度都不变,则破甲速度 u 也是不变。一旦局部的定常状态已经建立,在射流与靶板交界面产生一驻定体(驻点),这个驻定体以速度 u 向靶内运动。把坐标原点放在驻定体上,相对于驻定体,射流以速度 $v_j - u$ 流来,靶板材料以速度 u 流来。在这种条件下,驻定点压力 p 作用于驻定体内的射流和靶板两种材料,根据不可压缩流体的伯努力方程有:

$$p = \frac{1}{2} \rho_j (v_j - u)^2 \quad (1.2.1)$$

$$p = \frac{1}{2} \rho_t u^2$$

式中: ρ_j 、 ρ_t 分别为射流和靶板材料密度; v_j 是射流微元速度。设长度为 l 的射流速度 v_j 为常数,其在均质靶板中的侵彻速度 u 也是常量:

$$u = \frac{v_j}{1 + \sqrt{\frac{\rho_t}{\rho_j}}} \quad (1.2.2)$$

总的破甲时间为

$$t = \frac{l}{v_j - u} \quad (1.2.3)$$

射流引起的侵彻深度为

$$P = ut = l \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_t}} \quad (1.2.4)$$

式(1.2.4)就是由定常理想不可压缩流体理论导出的破甲深度公式,该式表明,破甲深度与射流长度成正比与射流和靶板密度之比的平方根成正比,这与某些实验结果相符合。例如,增加炸高,使射流长度增加,在射流不断裂和偏转条件下,能使破甲深度提高。又如,相同条件下,铜罩比铝罩的破甲深度更深,这是因为铜罩的密度较大;而铝靶比铜靶的破甲深度大,则是因为铝靶的密度小。

式(1.2.4)是假设射流速度不变的条件下得到的,实际上射流的速度是变化的,因此要对止式进行修正。

1.2.2 连续射流的非定常侵彻近似计算

实际射流总是头部速度大,尾部速度小,沿射流长度有速度差。射流直径也是从头部到尾部由小到大变化,因此,和前面假设的直径不变的恒速射流不同,不能直接应用伯努力方程。

对于射流的非定常的破甲过程,假设射流与装药轴线理想共线且连续伸展,具有线性的速度梯度,这样,在 $t-z$ 坐标上,各射流微元的扫描线均交于一点,该点称为虚拟原点。下面采用 $t-z$ 图来研究射流破甲过程,如图 1-5 所示, z 为轴向距离, t 为时间。如前所述,射流速度沿长度分布是线性的,在 $t-z$ 图上,从虚拟原点 A 发出的一簇直线,每一直线的斜率就是该射流元的速度。射流头部在 B 点与靶板相遇并开始破甲,BC 线是破甲孔随时间增加曲线,曲线上的每一点斜率就是该点的破甲速度,如 C 点的破甲深度为 $P(t)$,C 点切线斜率为 u ,而直线 AC 的斜率是相应的射流速度 v_j 。由于射流速度越来越慢,因而 BC 是斜率逐渐变小的曲线。D 点表示破甲的终点。

如图 1-5 所示, Z_0 为射流虚拟原点到靶板前表面的位置; t_0 为射流头部从虚拟原点运行到靶前表面的飞行时间。对于某一点

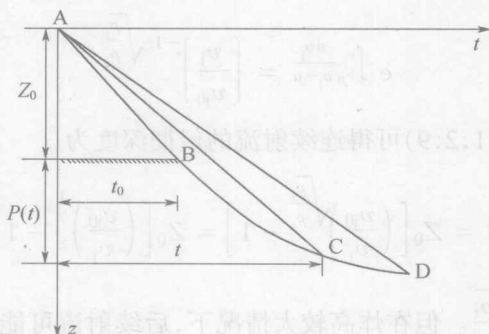


图 1-5 破甲过程 $t-z$ 图

C, 破甲深度为 P , 破甲时间为 t , 则

$$(t_0 + t)v_j = P + Z_0 \quad (1.2.5)$$

将式(1.2.5)对 t 进行微分, 且有 $\frac{dP}{dt} = u$, 可得

$$v_j + (t_0 + t) \frac{dv_j}{dt} = u \quad (1.2.6)$$

分离变量两边积分

$$\int_{t_0}^{t_0+t} \frac{dt}{t_0 + t} = - \int_{v_j}^{v_0} \frac{dv_j}{v_j - u} \quad (1.2.7)$$

上式积分可得

$$t_0 + t = t_0 e^{-\int_{v_j}^{v_0} \frac{dv_j}{v_j - u}} \quad (1.2.8)$$

将上式代入式(1.2.5)可得

$$P = t_0 v_j e^{-\int_{v_j}^{v_0} \frac{dv_j}{v_j - u}} - Z_0 \quad (1.2.9)$$

对于定常理想不可压缩流体, v_j 和 u 的关系由式(1.2.2)给出, 对于非定常理想不可压缩流体, 目前尚未找到合适的 $v_j - u$ 的关系, 在此, 按近似计算, 将式(1.2.2)代入式(1.2.9)的积分项积分可得

$$e^{-\int_{v_{j0}}^{v_j} \frac{dv_j}{v_j - u}} = \left(\frac{v_j}{v_{j0}} \right)^{-1} \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_t}} \quad (1.2.10)$$

上式代入式(1.2.9)可得连续射流的侵彻深度为

$$P = Z_0 \left[\left(\frac{v_{j0}}{v_j} \right)^{\sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_t}}} - 1 \right] = Z_0 \left[\left(\frac{v_{j0}}{v_j} \right)^{\frac{1}{\gamma}} - 1 \right] \quad (1.2.11)$$

式中: $\gamma = \sqrt{\frac{\rho_t}{\rho_j}}$ 。但在炸高较大情况下,后续射流可能在着靶之前发生断裂。对于射流断裂,假定射流要么不发生断裂,要么在其全长内同时发生断裂。设射流断裂时间为 t_b ,则在时间 t_b 以后,单个射流颗粒不再伸长,但颗粒化后射流继续侵彻,其侵彻深度的表达式为

$$P = \frac{(1 + \gamma)(v_{j0} t_b)^{\frac{1}{1+\gamma}} - Z_0^{\frac{\gamma}{1+\gamma}} - v_j t_b}{\gamma} - Z_0 \quad (1.2.12)$$

将式(1.2.11)、式(1.2.12)中,采用恒等式

$$v_j = \frac{P + Z_0}{t} \quad (1.2.13)$$

将式(1.2.13)代入式(1.2.11)、式(1.1.12)中可得连续射流和断裂射流的侵彻深度与时间关系分别为

$$P = Z_0 \left[\left(\frac{t}{t_0} \right)^{\frac{1}{1+\gamma}} - 1 \right] \quad (1.2.14)$$

$$P = Z_0 \left[\frac{(1 - \gamma) \left(\frac{t_b}{t_0} \right)^{\frac{1}{1+\gamma}} t}{t_b + \gamma t} - 1 \right] \quad (1.2.15)$$

以上在分析射流微元的破甲过程中,将射流和靶板都看成是理想不可压缩流体,忽略其强度效应。但试验表明,靶板的强度对破甲过程有影响,特别在射流速度较低时影响更大,对于考虑靶板强度的侵彻计算可参考相关文献。