

射流侵彻机理

概 述

破甲弹指具有内衬金属罩的聚能凹槽装药(图1)的弹种。利用爆炸后金属罩的部分金属形成高速、高温射流,达到穿透装甲和杀伤的目的。凹槽装药可提高爆炸的局部作用(即所谓聚能效应),早在一百多年以前人们在生产实践中发现,在理论上被人们重视则仅是几十年前的事。1888年芒罗^[1]首先提出,隔了22年(1910年)德国诺依曼^[2]又谈到此现象,故英美等国把聚能效应称为芒罗效应,德国则称为诺依曼效应。芒罗和诺依曼所谈

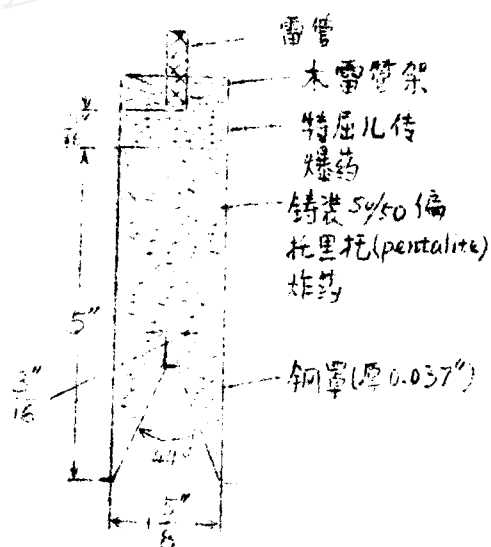


图1. C.I.T.标准聚能装药

的都是无罩聚能装药。1936年伍德(R. W. Wood)发现在凹槽内加金属罩可产生很高速度的碎片^[3]。聚能装药仅在第二次世界大战时才得到广泛的实际应用,主要用于反坦克武器。对聚能效应进行认真的实验和理论研究,也只是二次大战时才开始。关于射流的形成,其理论研究首先是贝尔克霍夫、泰勒、皮尤^[4],拉甫连捷夫^[5]进行的。他们

用定常不可压缩流体力学理论奠定了射流形成的理论基础。此后，帕克和伊万斯^[6]，艾克尔伯格^[10]，鲍姆和斯达纽柯维奇^[8]，库克^[9]等在这方面又作了进一步的发展。主要是考虑了射流形成过程中金属材料在高压下的可压缩性以及金属强度的影响，也研究了射流的非定常过程。科斯基等^[11]研究了超高速射流的形成，得到了每秒几十公里速度的射流。他用金属铍做的圆管药形罩，射流速度达到了90公里/秒。最早直接观察射流实验的是克拉克^[12]。他采用了脉冲光摄影技术，得到了射流形成过程的清晰照片。此后高速旋转镜式扫描摄影，克尔盒照相^[13]，以及电子测速技术^[14]等都相继被采用。放射性元素示踪的方法也用于测定射流参量^[15,16]。由于这些新技术的采用，才有可能对射流形成过程及其参量得到比较清楚的认识和资料。研究破甲弹结构对形成射流的影响，工作更多，主要目的是研究提高破甲弹射流侵彻能力和后效（即侵彻后射流剩余部分的杀伤和破坏能力）^[17-19]，但这方面存在的问题很多。至于射流形成的一般理论已比较成熟，射流的一些主要参数可通过理论进行计算。

关于射流侵彻机理方面的工作，也是贝尔克霍夫、泰勒、皮尤、拉甫连捷夫等各自独立地作出的，都是基于定常流体力学提出射流侵彻理论。以后帕克和伊万斯^[20]，艾克尔伯格^[21]，鲍姆和斯达纽柯维奇，辛格^[22]以及艾利森^[23]等对侵彻机理有所发展。莱因哈特^[24]，舒曼^[25]，佩尔杜^[26]，以及巴布尔^[27]对侵彻机理又分别提出了不同的模型，但是他们都没有给出定量的数学理论模型。伊万斯^[28]，科尔斯基^[29]，辛格^[30]，巴布尔，以

及鮑姆和斯达紐柯維奇等做了一系列很有趣的实验。对分析侵彻现象和研究侵彻机理提供了很有意义的实验结果。从国外文献来看，对侵彻现象已有了比较清楚的了解。对于射流侵彻机理，虽然提出过各种各样的模型，如烧穿，熔化，类似一般子弹的作用，等等，然而理论上研究得较深入的还是流体力学理论。即使这样，现有理论尚不能完满地清楚地解释所有的侵彻现象，在理论和实验结果之间仍存在着许多矛盾。这点将在后面讨论。

从国外研究聚能效应和侵彻机理的进展情况来看，主要工作是在二次世界大战时进行的。美帝侵朝战争期间又有了进一步的发展。以后的工作多是在此期间大量实验的基础上进行了一些理论上的总结提高。美帝在侵越战争期间对破甲弹的研究又给予新的注意。近十年间国外在这方面的理论工作发表不多。但在破甲弹的结构，威力和提高后效方面，以及对破甲弹的防护方面，进行了大量实验工作。美帝、苏修为了侵略的需要，对破甲弹的研究一直很重视。美国从事这方面工作的单位主要有：杜邦公司的东方实验室，亚伯丁实验场的弹道研究实验室，卡内基（Carnegie）理工学院和美国矿山局联合控制的爆炸研究实验室，海军军械实验所等。

本文仅就国外侵彻机理方面已发表的工作进行综述。

一、射流的一些参量

聚能装药就是一端有凹槽（聚能槽）的装药。将这种装药从另一端

起爆时，在凹槽軸向的猛度效应要比普通装药作用下的猛度效应大得多。它能够大大增高凹槽軸向爆炸产物的密度，提高爆炸产物内的压力，而且增高飞散的爆炸产物中和爆炸时产生的冲击波中的能量密度，并形成聚能射流。凹槽表面如有金属罩，聚能效应将极明显地增强。这和爆炸产物与金属罩材料之間特殊的能量重新分布有关，同时也和部分金属转变为聚能射流有关。聚能装药有效部分的主要能量“转移”到并集中在罩的很薄一层金属内，这一层金属就形成了聚能射流。因此聚能射流中可以达到比不带金属罩的凹槽装药爆炸时更大的能量密度。关于聚能射流形成的理论以及射流的参量计算，许多科学家对此进行了大量的研究，已形成比较完整的理论。由于测试技术的发展（比如高速旋轉鏡式扫描摄影、瞬间X光摄影、火花摄影以及电子测速等），已有可能对射流形成过程及其物理参量进行直接的观察和测量，得到可靠数据。这里仅介绍在通常条件下射流的一些主要数据。

影响射流速度的因素很多，主要是炸药的种类、密度和爆速，装药的结构和大小，起爆方式，凹槽的几何形状和尺寸，金属罩的材料和尺寸等。因此射流速度可以在很宽的范围內变化，由每秒几公里达每秒近百公里。通常破甲弹使用铜或钢的药形罩，射流头部速度约7—8公里/秒。射流前、后部分的速度也不相同。射流形成的初期，速度的分布是非线性的。经过一定时间后，射流展开，头部的速度大，尾部的速度小，速度分布可近似地看作线性的。艾克尔伯格^[2]用不同厚度靶板截割射流的方法测出速度分布：头部速度为7.28公里/秒，尾部速度

(侵彻钢靶板的最低速度)为1.82公里/秒。赫尔德^[4]也得到同样的结果。实际上尾部的速度接近于杆体的速度。杆体的速度较慢约为0.5—1公里/秒。射流直径为1—3毫米。射流质量平均占金属罩质量的6—11%^[8]，有人测出比此值高，约为20%^[3]，其原因可能与装药结构有关。其余部分的质量成为杆。鲍姆和斯达纽柯维奇用实验证实，在保持装药和凹槽的几何相似、关系式 M/ma 不变 (M 为金属罩质量， ma 为装药有效部分质量)、以及其他条件(炸药质量、金属罩材料)相同的条件下，聚能射流的速度同装药及凹槽的直径无关。射流的温度很难测量。克拉克和布鲁克纳^[31]做了铁杆的金相检验，根据微观结构的变化，估计铁杆的温度高于700℃。库克^[32]用金相检验的方法研究了钢杆和铜杆，认为温度达到900—1000℃，鲍姆和斯达纽柯维奇通过某些非致密介质捕集聚能射流，进行分析后确定在射流形成过程中金属不会熔化，射流的温度可能达到900—1000℃。

贝尔克霍夫^[4]根据定常不可压缩流体力学理论，算出侵彻过程的平均压力为 2.8×10^6 公斤/厘米²。鲍姆算出当射流头部速度为6公里/秒时，冲击靶板(射流和靶板材料均是钢)的最大压力为 2×10^6 公斤/厘米²。若射流头部速度为7.5公里/秒，则最大压力估计将在 2.6×10^6 公斤/厘米² 以上。

三 射流侵彻现象

1. 射流侵彻前、后，靶板的重量变化

巴布尔^[27]为了研究射流侵彻靶板的原因是由于昇华、熔化、烧穿，还是由于材料变形，进行了一系列实验。他使用的 BGK 型聚能装药结构类似于艾克尔伯格的 P-2 型锥壳装药。穿孔前后，靶板重量变化的实验结果列入表 1。

表 1

材料	平均重量 [克]		差 值	孔 的 体 积 [厘米 ³]
	穿 孔 前	穿 孔 后		
铅	5492.7	5490.0	- 2.7	30.0
锌	3538.0	3536.0	- 2.0	20.0
铝	1498.0	1451.25	+ 3.3	8.0
铁	1480.0	1485.0	+ 5	3.5
橡皮	1597.5	1600.0	+ 2.5	2.5
石蜡	1775.0	1764.0	- 11.0	150.0

当然，在比较穿孔前后的重量损失时，必须考虑附加进去的射流和杵的重量。铅和锌穿孔后重量都有减少。巴布尔认为，减少的重量相应的体积与穿孔的体积相比较，对实验来说，是可以忽略的。伊万斯^[28]的实验得到与巴布尔类似的想法。然而库克也做过同样的实验，穿孔前后铅靶板的重量减少约 30 克左右，他认为这是射流冲击靶板发生冲击爆炸现象，部分铅气化所引起的。进行了理论计算，证明射流冲击铅靶板，射流速度在 5.1 公里/秒时就可引起铅靶板的冲击爆炸，这

在实验的聚能装药条件下是完全可以达到的。并用高速摄影拍摄出气化的照片予以证实。

2. 穿孔附近靶板材料流动方向

巴布尔做了一系列很有趣的实验。他用许多层钢板或 PA2 铝合金板叠起来，或每层间保持一定的间隙，射流侵彻后，沿射流方向做剖面，观察靶板材料流动方向，结果表明材料的位移方向都是射流运动方向。他将一根铜棒压入中心有孔的 PA2 铝合金圆柱中，用聚能射流侵彻，进行了同样的解剖观察，得到了和上述一样的结果。但是这还不能肯定靶板材料质点在侵彻过程中是否有反向流动。他又进行了另外一些实验。将四层钢板和三层锡板交替地叠起来，或钢板和石墨板交替地叠起来，或多层石蜡板叠起来（石蜡板是一层不着色，一层不着色）。分别用聚能射流侵彻。结果表明只有下层材料中有上层材料的痕迹，但上层材料中都没有下层材料的痕迹。这说明靶板材料的移动方向是和射流运动的方向一致的，而不存在相反的过程。

3. 靶板密度对侵彻深度的影响

靶板密度对侵彻来说是一个很主要的因素，许多科学家都进行过这方面的研究，并从中找出规律。在侵彻机理部分将介绍。这里仅介绍实验结果。

贝尔克霍夫对标准装药找出平均射流速度与平均侵彻速度之比同靶板材料密度之间的关系。他研究了对水、铝、钢、黄铜、铜、伍德金属（Wood's metal）和铅的侵彻。发现平均射流速度与平均侵彻速

度之比同靶板材料密度的平方根成正比^[4]。

艾克尔伯格^[2]的實驗結果如下。

表 2

材 料	密 度 [克/厘米 ³]	侵彻深度 [厘米]
鋁	2.7	21.72
鋼	7.8	13.79
鉛	11.4	23.55

表3 巴布尔的實驗結果如下。

材 料	拉伸强度 [kg/cm ²]	靶板密度 [克/厘米 ³]	侵彻深度 [毫米]
鎢 鉄	124	13.0	42
30 CrMnSi 鋼	120	7.8	48
45 [#] 鋼	50	7.8	64
灰口鑄鉄 2126	13.3	7.1	81
銅 M ₃	23	8.9	80
PA2 鋁合金	21	2.7	118
PA6 鋁合金	32	2.7	110
鋅	7+15	7.13	87
玻璃纖維增強塑料	30	1.5	130

从艾克尔伯格和巴布尔的实验结果看。总的趋势是靶板材料密度大时侵彻深度浅。当然也有例外，这显然是由于材料强度等因素的影响。例如铅的侵彻由于冲击爆炸等影响，其侵彻机理与一般材料可能有所不同。

4. 靶板材料硬度对侵彻深度的影响

鲍姆研究了硬度与侵彻深度的关系，实验结果列于下表。

表 4

靶板材料	布氏硬度	侵彻深度〔毫米〕
钢	100	111
钢	350	80
铝合金	50	327
铝合金	200	256

巴布尔用测维氏硬度法研究侵彻深度与硬度之间的关系，结果如下。

表 5

组别	材 料	2.5 公斤载荷		10 公斤载 荷	平均侵彻深 度〔毫米〕
		压痕读数放大倍数			
		80×	40×		
I	火弯 玻璃	94	80		72
	窗玻璃	110	120		80
	PA3 铝合金	192	215		87
	PA6 铝合金	300	300		108
	PA2 铝合金	380	360		117

II	Armco 鉄	233	240		67
	20# 鋼	250	240		68
	30 Cr Mn Si 鋼 ($\sigma_b = 73$ 公斤/毫米 ²)	183	180		57
	30 Mn ₂ Ni ₂ Mo 鋼 ($\sigma_b = 73$ 公斤/毫米 ²)	200	185	200	60
	35 Mn 鋼 ($\sigma_b = 73$ 公斤/毫米 ²)	180	182		56
	30 Mn ₂ Ni ₂ Mo 鋼 ($\sigma_b = 160$ 公斤/毫米 ²)	120	100	220	42
	12 Mn Ni 優質鋼 ($\sigma_b = 100$ 公斤/毫米 ²)	170	170		53
III	白口鑄鐵	120	110	350	40 — 68
	灰口鑄鐵 Z1-17	228	180	382	66 — 82
	灰口鑄鐵 Z1-9	250	200	400	85 — 91
	鑄 鋅	285	260		87
	銅	300	192		80

並画出曲綫如圖 2。

鑄鐵的實驗，由於材料不均勻，侵蝕深度是在一個範圍內變化。

鮑姆和巴布尔的實驗結果是一致的。都表明，當材料密度一定時，侵蝕深度隨硬度的增加而變淺；基本上是直綫關係。

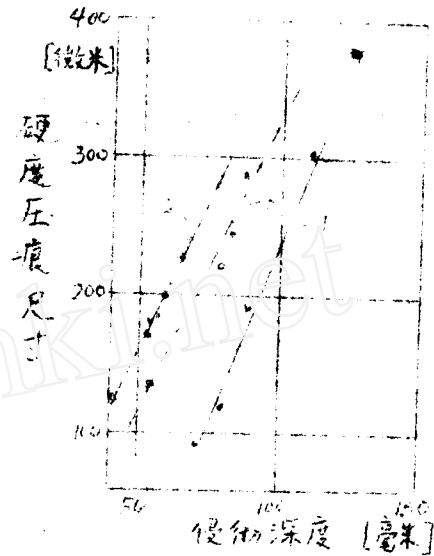


圖 2 硬度—侵蝕深度關係

1.—材料密度為 2.5；2.—材料密度為 7.84；3.—材料密度為 7.3

鮑姆和謝赫索爾實驗測得不同硬度的金屬材料射流侵蝕的臨界速度，見表 6。

靶板材料	布氏硬度	聚能射流材料	射流侵蝕臨界速度 〔米/秒〕
硬 鋁	115	硬 鋁	2900
鋼	125	硬 鋁	3300
鋼	125	鋼	2050
淬火鋼	$R_c = 50$	鋼	2200

由表中看出，靶板硬度对射流侵彻的临界速度有明显的**影响**。侵彻的**临界速度**是指射流速度超过此值，方能侵彻靶板。

5. 靶板材料强度对侵彻深度的影响

主要研究了**拉伸强度和屈服强度**对侵彻深度的影响。

艾克尔伯格研究了靶板拉伸强度对侵彻深度的影响。他测得软钢的侵彻深度为 13.79 厘米，而装甲钢的侵彻深度为 12.10 厘米^[2]。

巴布尔是在密度相同的条件下变化材料的拉伸强度，看它对侵彻深度的影响。为了满足此条件，是用碳钢和合金钢进行各种热处理来达到的。结果如图 3 所示。

从图 3 可以清楚看到，侵彻深度随拉伸强度的增大而减小，它们之间是一个非线性关系。各种材料侵彻深度随强度变化的规律也稍有不同。总起来看，在强度低的范围，侵彻深度随强度变化较大。而在强度高的范围，侵彻深度随强度的变化较小。

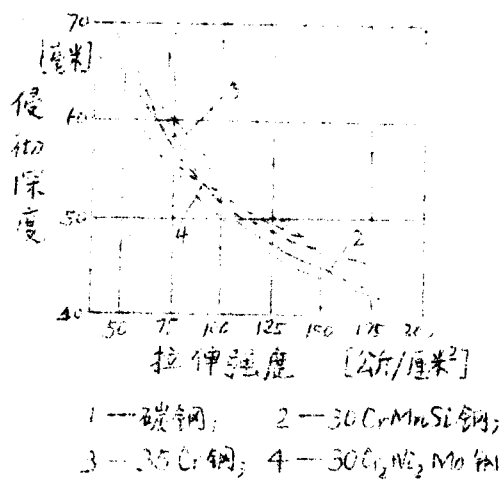


图 3 拉伸强度—侵彻深度的关系

射流有一定的速度分布，前面速度高，后面速度低。为了研究靶板材料强度对侵彻深度的影响是在侵彻过程的哪个阶段起作用，或者说起更显著的作用，巴布尔进行了一系列很有趣的实验。他选用两种不同拉

伸强度的靶板叠在一起分别改变它们的厚度，共分四组，然后观察它们被侵彻的深度。做了两个系列。

系列 I :

(1) A—20# 钢 ($\sigma_b = 38$ 公斤/毫米²)

B—合金钢 ($\sigma_b = 75$ 公斤/毫米²)

(2) B—合金钢

A—20# 钢

系列 II :

(1) C—30Mn₂Ni₂Mo 钢 ($\sigma_b = 70$ 公斤/毫米²)

D—30Mn₂Ni₂Mo 钢 ($\sigma_b = 160$ 公斤/毫米²)

(2) D— $\sigma_b = 160$ 公斤/毫米² 的钢

C— $\sigma_b = 70$ 公斤/毫米² 的钢

实验结果如表 7。

表 7

序号	系列	上层		下层		侵彻深度 〔毫米〕
		厚度〔毫米〕	材料	厚度〔毫米〕	材料	
1	I A B	10	A	60	B	58.0
2		20	A	50	B	59.2
3		30	A	40	B	57.6
4		40	A	30	B	58.4
5		10	B	70	A	68.4

~15~

6		20	B	60	A	71.2
7	I	30	B	50	A	69.0
8	BA	40	B	40	A	69.0
9		50	B	30	A	65.4
10		60	B	20	A	56.0
11		70	B	10	A	56.4
12		30	C	30	D	47.0
13	II	40	C	20	D	50.7
14	CD	50	C	10	D	54.4
15		60	C	10	D	60.5
16		70	C		D	64.0
17	II	30	D	40	C	62.5
18	DC	40	D	30	C	48.2
19		50	D	20	C	43.4

实验结果表明，对于系列 I A B，当上层 20* 钢厚度由 10 毫米变化到 40 毫米时，侵彻深度几乎不变。而在系列 I B A，改变上层厚度，侵彻深度明显降低。在上层厚度是 60 毫米时，侵彻深度是 56 毫米。可以说，靶板材料强度在射流侵彻的最后阶段明显地影响侵彻深度。

巴布尔认为，在射流作用的初始阶段，拉伸强度对侵彻深度是否有影响，还没有明显的证明。但是从表 7 中序号 1, 2 和 10, 11 的情况来比较，主要侵彻过程都是在 B 金属中进行的。而 1 和 2 表面有一定厚度的 A 金属，侵彻深度较 10 和 11 为深。似乎在侵彻初始阶段，拉伸强度对侵彻深度也略有影响。

巴布尔还研究了屈服强度和冲击韧性对侵彻深度的影响。实验结果如表 8。

表 8

材 料	名称	拉伸强度 [公斤/毫米 ²]	屈服强度 [公斤/毫米 ²]	冲击韧性 [公斤·米/厘米 ²]	侵彻深度 [毫米]
30 CrMnSi 钢	K ₁	73	55.5	10.2	57
35 Mn 钢	C ₁	73	56.3	8.9	56
BT4 钢	P ₂	100	—	12.7	51
30 CrMnSi 钢	K ₂	99	89.3	4.5	52
65 # 钢	A ₁	98	65	—	—
BT4 钢	F ₃	131	—	7.3	48
30 Mn ₂ Ni ₂ Mn 钢	N ₃	129	—	5.6	56
55 # 钢	—	80	40	—	56
12MnNi ₂ 优质钢	—	80	63	—	56

根据实验资料可以假定，屈服强度和冲击韧性对侵彻深度没有明显的影响。

6. 侵彻后，靶板微观结构变化和穿孔附近硬度分布。

伊万斯和泰勒^[33]，辛格^[30,34]，巴布尔^[27]等都对冲流侵彻后靶板微观结构变化进行过研究。

辛格研究了铜射流对中碳钢靶板侵彻后微观结构的变化。穿孔表面铜沉积层深度由0.035到0.15毫米。紧邻沉积层的是硬化层，硬化层的组织是铁素体晶粒围绕第三系马氏体 (tertiary martensitic)，约0.15毫米深。硬化层的组织表明该处温度没有达到 A_{C_2} 点 (800°C)，而超过 A_{C_1} 点 (723°C)。他认为所以能形成马氏体是由于周围冷的金属很快地冷却了它。并注意某些富碳的晶粒 (即结构为第三系马氏体晶粒) 已经和铜合金化了。接在硬化层外的是冷加工变形层，没有显出任何再结晶效应。这说明此层的温度不超过400°C。铜沉积层和硬化层的深度和侵彻深度的关系，实测曲线如图4所示。接近入口

处铜沉积层和硬化层的厚度最小，超过4厘米深时实际上厚度保持不变 (科尔斯基^[35]观察铜射流侵彻聚乙烯棒，在铜层里的第一个厘米深处也只是含有很少的铜)。离冲孔表面不同距离处的金相观察表明，离冲孔表面愈近，

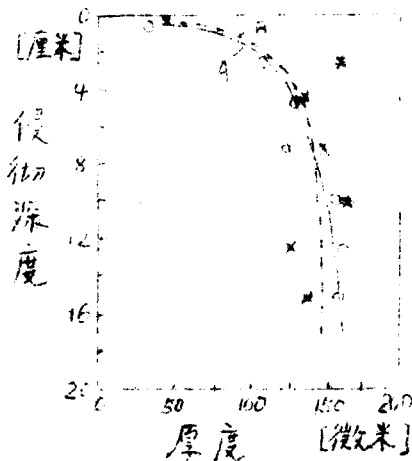


图4 沉积层和硬化层深度—侵彻深度关系

晶粒的变形歪扭愈严重，离冲击点愈远则愈轻。到相距9毫米以后变形相当轻了。到13毫米时已和原始晶粒一样。辛格的这个实验中沒有观察到諾依曼带或冲击双晶的存在。而伊万斯和泰勒的实验则在 Armco 鉄中看到冲击双晶。这可能是由于碳含量不同，所以在冲击载荷下的变形机制不同。低碳鋼在冲击载荷下容易产生冲击双晶，而中碳鋼仍是滑移变形。这为下面介绍的辛格的另一个实验所证实。

在低于冲孔底表面3.2毫米处变形是很小的。辛格用帕克和伊万斯^[10]提出的“二次侵彻”(secondary penetration)理论来解释。认为射流中最后的质点停止侵彻作用以后，射流与靶板的残余能量将使孔深继续加深，直至能量耗尽为止。由于是靶板材料的惯性运动，故孔底以下的晶粒变形很小。

辛格做了另一个实验，药形罩用中碳鋼，靶板用低碳鋼，冲击坑表面出现馬氏体层，深度0.15毫米。与此紧接的组织是鉄素体晶粒围绕馬氏体，这层厚度0.3毫米深。再往里是严重变形为鉄素体和珠光体晶粒。辛格认为馬氏体层是药形罩金属的沉积产物，表明此沉积层温度高于 A_{C_3} (780°C)。紧邻的鉄素体馬氏体组织层，说明温度高于 A_{C_1} (720°C)，低于 A_{C_3} (860°C)，是由于局部冲击压缩和严重变形达到相变的温度引起相变。当然只有这种条件下的相图仍符合于常压下的相图，温度估计是对的。这个实验与中碳鋼靶板的不同，在于冲孔周围出现了双晶距冲击孔表面2毫米的宽度范围，晶粒内

的冲击双晶还叠加上严重的晶粒流致。並注意到，晶粒内的双晶取向数与穿孔周围的硬度分布存在一定的对应关系。

巴布尔对许多材料的射流穿孔剖面做了金相观察。紧邻铜沉积层的一薄层是很难受蚀的非常细的四边形结构(tetragonal structure)，而不是马氏体。用X射线对 Armco 铁试样进行研究证明了这一点。按照斯科尔斯基(R. Skorski)的假设，纯铁中四边形结构仅在特别低的温度或非常高的压力下出现。巴布尔认为钢中马氏体相变点随压力的增高而降低，相变时间较长，不可能形成马氏体。他认为四边形结构的出现是这一层结构的特征。巴布尔和辛格的实验结果有矛盾，不知是否与碳和其他合金元素含量有关。史密斯^[36]观察到在 Armco 铁受到高压冲击后有似马氏体结构，这与巴布尔的实验现象类似。以后莱斯利^[37]用电子显微镜实验证实相变的存在。最近贾尔斯^[38]，克里斯托^[39]又进一步证实可能出现ε相，因而在这一层相变是可能的，只不过因试样的成分不同，微观结构的变化表现形态也就不同。辛格关于温度的估计可能偏高，克劳森^[40]研究铁的相变点，发现随压力升高相变($\alpha \rightarrow \gamma$)温度降低，在 10^5 公斤/厘米²压力下相变温度为605℃。

巴布尔对各种材料的靶板用射流侵彻后，沿剖面进行硬度分布的测量，做出硬度—孔壁距离曲线，如图5。可看出不同材料硬度分布规律是不同的。碳钢和铁靠近孔壁硬化较严重，而铝相反，靠近孔壁反而变软。

辛格^[36]对中碳钢靶板

测出的硬度分布曲线与巴布
尔的结果类似。他测出不同
微观组织结构范围的硬度值。

沉积铜层显微硬度 H_V 为 60
—80，硬化层 H_V 为
600—700，严重变形

范围 H_V 为 300—350，

轻微变形范围 H_V 为 200

—250，未变形范围 H_V

为 180—200。显然铜

沉积层的显微硬度表明是软

的状态。

辛格^[34]对低碳钢靶板

测出的硬度分布曲线有一系

列等硬度的平台出现。大多

数的曲线三个平台是显著的。

莱因哈特^[41,42]在接触爆炸软钢板上和在内部爆炸的圆柱形试件的截面

上所做的硬度—距离曲线也存在硬度平台。而且硬度平台与晶粒内双晶

取向的最大数量有相应的关系^[43]。辛格的实验观察到，相应于出现硬

度平台的范围，双晶取向的最大数量恰好相应为 4，3，2。在某些有

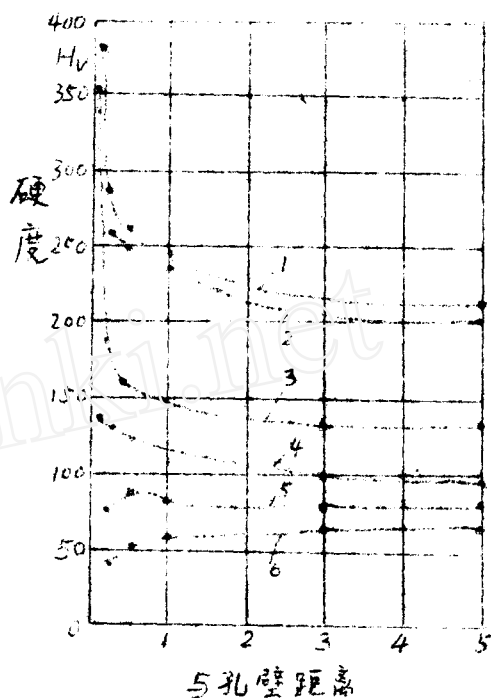


图5 硬度分布作为与孔壁距离的函数

1—45# 钢；2—ZL30 铸

铁；3—Armco 铁；4—M₃

铜；5—PA₂ 铝合金；6—锡

利取向的晶粒内，双晶取向数量比4还多。塔尔迪夫^[44]在铁单晶体一端爆炸加载，测出的硬度距离曲线虽未看到明显的硬度平台，但他做了双晶数量—距离曲线恰好与硬度—距离曲线的规律相符合。这说明双晶取向数或双晶数量与材料硬化程度有一

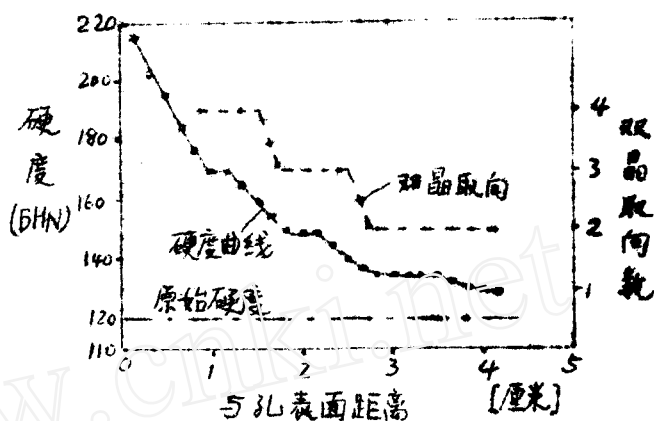


图 6 硬度—距离曲线和双晶取向数—距离曲线

定关系。若双晶叠加上严重的晶粒流动则硬度更高^[27]。这些金相研究表明，双晶的出现是冲击波加载的特征。而双晶叠加上严重的晶粒流动则表明冲击波加载作用后又受到类似冷挤压方式的变形。

7. 射流侵彻引起的破坏

辛格^[30]注意到，与射流侵彻方向相垂直的平面上，和冲孔圆周切线成 45° 的方向有剪切波坏。而此裂缝中附有铜，在金相显微镜下可看

到明显的铜线。铜线深1—5毫米，宽0.05—0.13毫米。铜线的深度相应于严重塑性流动的范围。在铜线的尾端，有时可看到“铜岛”。铜岛周围是一薄的硬化层。岛的中心显露出有大量的微裂缝，混合有铜金属。铜线周围硬化层的存在，表明它已局部加热到 A_C 点以上，并很快冷却。铜线的存在是由于射流对冲孔壁的高压作用形成裂缝，而射流金属部分是气相（研究铜射流的光谱照象指出，射流金属至少部分气化了^[46]）而进入到裂缝中去。从理论上做了估算，铜射流冲击钢靶板，射流发生冲击爆炸是可能的，即冲击的能量有可能使射流的金属气化。这一点的另一个证明是：两块靶板叠在一起，射流侵彻后，在两块板之间冲孔的周围有铜的沉积。

8. 快速旋转对射流侵彻的影响

旋转的聚能弹药的侵彻作用要比不旋转的小得多。随着聚能装药角速度的加大，旋转运动对侵彻的负作用也增加。保罗^[47,48]，鲍姆^[8]等都^过对这方面进行一系列的研究。

旋转时装药口径对侵彻深度有显著的影响。随着装药口径的加大，旋转的负作用也增加，如果具有深锥形凹槽的装药，这种负作用更为严重。见表9。

表 9

装药直径 (毫米)	锥体参数		单壁厚度 (毫米)	侵彻深度(毫米)		侵彻效应降低 %
	凹槽底直径 (毫米)	锥单高 凹槽直径		不旋转	n=20000 转/分	
32	26	1	1.0	45 ± 5	37 ± 4	20
55	44	1	1.5	77 ± 5	57 ± 2	26
76	56	1	2.0	132 ± 3	90 ± 5	32
32	26	2	2.0	74 ± 5	44 ± 5	31
76	56	2	2.0	205 ± 5	82 ± 2	60

旋转时锥体张角对侵彻深度的影响，如表10。

表 10

凹槽形状	凹槽参数			侵彻深度 [毫米]		旋转时侵彻效应降低%
	α	凹槽底直径 [毫米]	罩高 / 凹槽底直径	不旋转	n=20000 转/分	
锥形	27	56	2.0	205 ± 5	82 ± 2	60
锥形	25	56	1.2	160 ± 5	86 ± 8	46
锥形	60	56	1.0	130 ± 3	90 ± 3	32
双曲线形	—	56	2.0	160 ± 5	85 ± 5	47

从表中可看出，旋转的负作用随锥体张角的减小而增加。旋转速度与炸高对侵彻深度的影响如表 11, 12。

表 11

装药直径 [毫米]	凹槽形状	凹槽参数		侵彻深度 [毫米]				
		凹槽底直径 [毫米]	罩高 / 凹槽底直径	不旋转	n=5000 转/分	n=10000 转/分	n=15000 转/分	n=20000 转/分
76	圆锥形	56	2	205	120	115	98	82
76	双曲线形	56	2	160	150	130	100	85

表 12

侵彻深度 [毫米]		炸高 [毫米]				
		10	40	76	152	
旋转速度		不旋转	100	132	—	120
		n=20000 转/分	70	90	70	40

从以上实验结果可看出，旋转速度愈大对侵彻深度影响也愈大。旋转对侵彻深度的影响，在很小的炸高下即已表现出来。快速旋转对侵彻深度的不良影响是由于离心力的作用，使射流扭曲度增大和发生径向飞散，从而射流迅速紊乱和遭到破坏。其结果是穿孔直径加大，侵彻深度减小，甚至完全丧失侵彻能力。因此国外一直很重视研究如何补偿旋转对侵彻的不良影响 [17, 49]。

9. 炸高对侵彻深度的影响

艾克尔伯格 [7] 研究炸高和侵彻深度之间的关系，存在一最佳炸高。在此最佳炸高时侵彻深度最大，大于或小于此炸高时侵彻深度都相应地

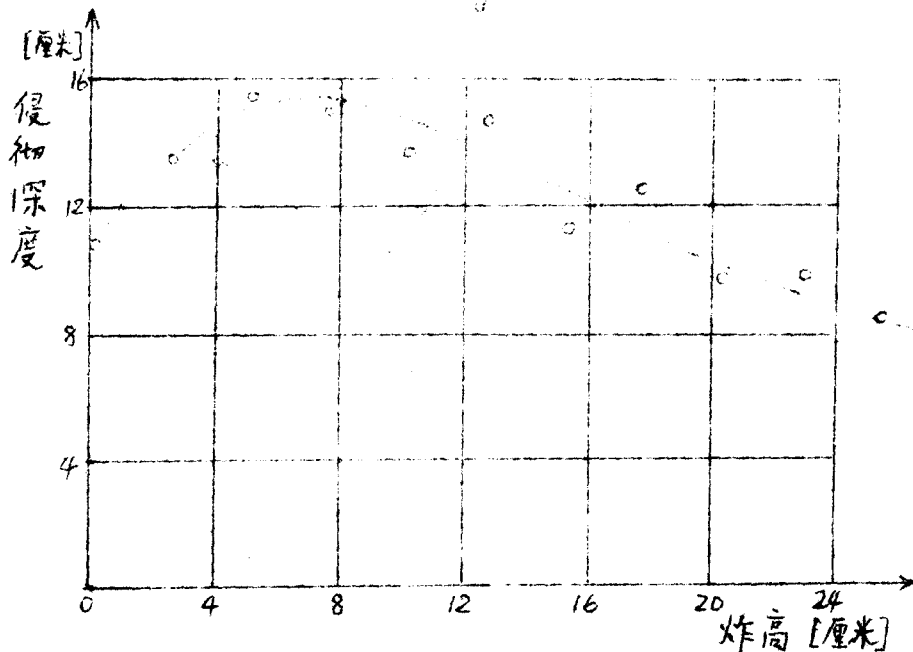


图 7 炸高与侵彻深度的关系

减小。如图 6。鲍姆认为小于最佳炸高时射流未能有效的展开，而侵彻深度与射流有效长度有着直接的关系。只有在最佳炸高时射流才能有效

的展开，因而侵彻深度最大。如果超过最佳炸高，射流将在速度梯度作用下失去连续性而成为不连续的质点。皮尤^[13]认为此时射流质点将不在一条线上，不同的质点将冲击靶板的不同点，侵彻深度必然会变浅。炸高愈大，射流的稳定性愈差，这种现象会愈严重。

10. 其他

巴布尔^[27]实验了侵彻深度和试件直径的关系，结果如表13。

表 13

试件直径 [毫米]	单次侵彻深度 [毫米]					平均侵彻深 [毫米]
	1	2	3	4	5	
1 2	7 3	7 3	8 0	7 3	7 0	7 4
2 0	7 2	6 5	6 8	7 3	6 8	6 7
3 0	6 3	6 2	6 9	6 3	6 8	6 5
6 0	6 4	6 3	6 4	6 2	6 4	6 4

从表中可看出，试件直径大小对侵彻深度有影响，直径加大时侵彻深度变浅。但在大于某一直径后，影响将不显著。

单块靶板同与此等厚的多层叠板（材料相同）侵彻深度的比较表明，单一厚板或多层薄板对侵彻深度没有影响。见表14。

表 1 4

板的尺寸 [毫米]	实验板的组成		实验次数	侵彻平均深度 [毫米]
	板数量	单板厚度 [毫米]		
100×120×20	5	20	5	68
100×120×10	10	10	20	68
100×120×1	100	1	5	68
120×100×100	1	100	5	68

巴布尔实验了用木头、纸和装甲板不同材料分别放于实验靶板下面作为支撑条件，研究它们对侵彻深度的影响。实验结果如表 1 5。

表 1 5 (堆高指 10×120×100 毫米靶板堆起总高度)

堆高 [毫米]	支撑材料	平均侵彻深度 [毫米]
70	木 头	70
70	装甲板	65
70	纸	70
80	木 头	68
80	装甲板	68
80	纸	68

结果表明，若靶板厚度接近侵彻深度，则支撑条件有影响；板厚度比侵彻深度大得多，则没有影响。在所试验条件下用装甲板作支撑，相

当于对试验板增加了强度。

三 射流侵彻机理

许多研究工作者对射流侵彻机理进行了大量的研究工作，提出了各种物理模型。但仅有流体力学模型发展比较成熟，给出了数学解析式，并经过大量的实验验证。这里对各种物理模型仅做概括的介绍，着重介绍流体力学模型。

佩尔让^[26]认为高速聚能射流侵彻靶板主要是高温的作用，因而侵彻取决于靶板材料的熔点。

舒曼^[25]假定高速射流的前部已是聚能单金属气化的金属蒸汽，此蒸汽仍保留单金属固态或液态时的元素组分。如此侵彻模型分为两个阶段，第一阶段是冲击波的作用，第二阶段为侵彻作用。形成侵彻孔主要是第二阶段的作用。高速射流冲击靶板，在冲击的面积上引起靶板材料熔化，随之被射流侵彻。如此不断侵彻形成侵彻孔。这种模型很复杂。按照舒曼的观点，材料强度对侵彻深度没有影响，影响侵彻深度的主要是材料密度和熔点。

莱因哈特和皮尔森^[24]认为射流是小质点所组成，每个小质点相当于一个子弹同靶板作用。

巴布尔^[27]基于他一系列的实验，认为不会发生烧穿、熔化和昇华现象，提出一种模型，认为射流是由金属单材料形成的连续质点流。前面的射流微元以8000米/秒的速度打到靶板上，随之后来的射流微

~ 29 ~

元不是直接打到靶板上，而是打到前面的微元上；慢下来的射流堆积在孔底，它们将吸收随之而来的射流微元的主要冲量。后面的射流是在慢下来的层中（可以是流体状态）继续侵彻的。

聚能射流侵彻靶板的流体力学理论，是贝尔克霍夫，帕克，拉甫连捷夫等分别研究创立的。他们提出的是定常侵彻理论，不考虑射流速度分布，侵彻速度假定为不变的。皮尤和艾克尔伯格讨论了非定常射流侵彻理论，按此理论，不仅考虑了射流分布，也考虑到侵彻速度随深度发生变化。鲍姆和斯达纽柯维奇在这方面也有所发展。辛格又进一步考虑了旋转的影响 [22, 50]。

基于定常理想不可压缩流体，考虑一射流长度为 L ，具有一定的速度 V ，以一定的速度 U 侵彻靶板。在射流和靶板冲击点压力是连续的，应用伯努利方程，得出

$$\lambda \rho_j (V-U)^2 = \rho U^2 \quad (1)$$

其中 ρ_j 是射流密度， ρ 是靶板密度。 λ 是考虑射流状态的因子。如果射流是完整的连续的， $\lambda = 1$ ；若射流已成为不连续的质点， $\lambda = 2 \rho_{je} / \rho_j$ ，其中 ρ_{je} 是射流有效的平均密度，考虑了质点间的自由空间。显然以上推导做了几个基本假定：(1) 射流和靶板冲击时产生的高压足以忽略金属材料的强度，并可将靶板看作不可压缩流体。(2) 实际射流存在速度分布；而此方程仅允许用 V 和 U 的平均值。(3) $\lambda \rho_j$ 对所有

使用的实验设备是同样的。换句话说。 λ 是经验值。其使用有很大的局限性。在拉甫连捷夫的推导中没有引“ λ ”，即只考虑射流是连续的。

侵彻深度 P_i 被 $U t_f$ 给出。 t_f 是用尽射流所需要的时间，它简单地等于 $L/(V-U)$ 。因此总的侵彻深度是

$$P_i = L (\lambda \rho_j / \rho)^{1/2} \quad (2)$$

若靶板和射流的密度相同，射流是连续的，则 $P_i = L$ ，即侵彻深度等于聚能射流长度。实验证实上述方程仅仅在薄靶板时是对的。拉甫连捷夫认为只有当压力超过 2×10^5 公斤/厘米²，即 $V > 4 \times 10^3$ 米/秒时，他假设的模型才是对的。但很多实验结果证明按拉甫连捷夫方法计算的侵彻速度和侵彻深度，在很多情况下与实验的结果不符。按鲍姆的资料，侵彻速度偏高约百分之十几。鲍姆和斯达纽柯维奇认为基本原因是忽略了高压下金属的压缩性，特别是靶板的强度抗力。因为金属的强度抗力往往随动载荷的增加而增加，在一定的条件下，金属的强度抗力可以与聚能射流产生的压力相比拟。所以侵彻深度不仅取决于射流长度以及射流和靶板密度之比，而且还与射流速度和甲板强度特性有关。

帕克和伊万斯^[6]对上述定常理论作了修改，考虑屈服强度和靶板的残余流动（或二次侵彻）在(2)式中引进因子 $(1 - \alpha Y/\rho_j V^2)$ ，其中 Y 是动态屈服强度， α 是常数。并引进 r 项，是二次侵彻或射流用完后由于残余流动而发生的孔深增加。他们简单取 r 作为孔半径，这是假定在所有方向上都均一的残余流动，即二次流动在前面和侧面是同样

的。他们对于侵彻的最终方程如下：

$$P = P_i (1 - \alpha Y/\rho_j V^2) + r \quad (3)$$

残余流动或二次侧面侵彻的重要性以克拉克和西利 (Seely) 的铜射流侵彻钢靶的 X 光照象明显地说明。靶板内穿孔直径比射流直径大许多倍。帕克和伊万斯的近似式是一个经验式，因此带来了应用的局限性。

定常理论的另一个有趣结果是 V/U ，即

$$V/U = 1 + (P_t/\lambda\rho_j)^{1/2} \quad (4)$$

若射流与靶板材料相同， V/U 将是 $1 + \lambda^{-1/2}$ 。对于连续射流， $\lambda=1$ ，

$V/U=2$ 或 $U=V/2$ ，即侵彻速度等于射流速度的二分之一。

按定常理论侵彻孔形状应为半球形的底和圆柱形的上部。这种孔形和实际观测的结果不一致，而且速度 V 、 U 也不是不变的。必须对此进行修正，考虑射流的速度分布，随侵彻深度的变化，速度 V 是变化的。皮尤引入方程

$$\begin{aligned} P_i &= \int U dt = \int (\lambda\rho_j/\rho_t)^{1/2} dL = \\ &= \rho_t^{-1/2} \int (\lambda\rho_j)^{1/2} dL = \bar{j} \rho_t^{-1/2} \bar{L} \end{aligned} \quad (5)$$

其中 \bar{j} 和 \bar{L} 是考虑 $\lambda\rho_j$ 和 L 的变化，在射流有效微元侵彻靶板的时间 t 内取的平均值。对于连续的射流， $\lambda\rho_j$ 将是不变的，而且 L 随时间近似线性地增加。因此 dL 将是一个复杂函数，即必须考虑射流单个微

元 dL 随时间的伸长。非定常解将没有残余流动或二次侵彻项，因为观测的孔是 V 形的。而且二次侵彻在孔底是零，可是在上部半径方向是大的。最终侵彻是射流具有临界速度 V_G 的微元。非定常侵彻理论考虑了靶板动态屈服强度对聚能射流侵彻的影响，而屈服强度的影响表现在 V_G 上。按照这种解释，即使式(2)中侵彻深度正比于 $\rho^{-1/2}$ ，但铅的侵彻深度仍比软钢大，因为铅的 V_G 远比软钢的 V_G 低。但皮尤的方程还看不出如何反映非定常的情况。由于原文未公开发表，很难确切地讨论它。

艾克尔伯格对侵彻理论的简单模型做了两点修正。第一，稍微改变了关于因子 λ 的定义。 ρ_j 用射流材料的真正密度，对不连续的射流改变 λ ， λ 将始终小于 1。第二，是在方程(1)中简单地加入强度项 σ 。如此，

$$\frac{1}{2} \lambda \rho_j (V-U)^2 = \frac{1}{2} \rho_t U^2 + \sigma \quad (6)$$

σ 用材料的静态强度或布氏硬度。 $\sigma = \sigma_t - \sigma_j$ ， σ_t 为靶板的布氏硬度， σ_j 为射流材料的布氏硬度。艾克尔伯格没有讲明 $\sigma = \sigma_t - \sigma_j$ 的物理意义，只是认为这样做，处理数据好一点。

辛格^[50] 基于非定常不可压缩流体力学理论提出射流形成和侵彻靶板的理论模型。他的模型是在帕克、伊万斯、艾克尔格的模型基础上发展的，最后导出的结果为

$$\Delta P = \epsilon \Delta L \left(\frac{c \Delta L'}{\Delta L} \frac{\rho_j}{\rho_t} \right)^{1/2} \left(\frac{R_j}{R_j + S d \tan \phi} \right) (1 - k \sigma) \quad (7)$$

其中

$$k = \frac{1}{P_t V^2} \left[\left(\frac{\Delta L}{C \Delta L'} \frac{P_t}{P_j} \right)^{1/2} \left(\frac{R_j + Sd \tan \phi}{R_j} \right) + 1 \right]^2 \quad (8)$$

式中 $\Delta L'$ 为金属罩每个微元汇流到罩轴线上形成射流的长度, ΔL 是当它到达靶板上时的长度 (非定常), V 是相应的射流微元的平均速度,

R_j 是射流半径 (当射流刚开始破坏成质点时的半径), Sd 是从射流破裂成质点的位置到前面射流打到靶板上点的轴向距离, $Sd \tan \phi$ 是考虑由于装药或罩的缺陷引起射流微元的摇摆或扩张。 $\Delta L'$ 、 ΔL 、 R_j 、 Sd 都可通通过给定罩的汇流参数 (α 、 V_0 、 V_j 作为 X 的函数) 来计算。

V_0 是罩微元到轴处的碰撞速度, V_j 是射流速度, α 是罩的半锥角, ϕ 是质点对轴的张角 (实验值)。 C 是“伸长”常数。 ϵ 和 C 是经验值。 ΔP 是微元射流侵彻深。 $\sigma = \sigma_t - \sigma_i$, σ_i 为射流变形抗力, σ_t 是靶板的屈服强度, 与应变率有关。据他介绍, 他的计算结果与艾克尔伯格的实验结果一致。

破甲弹的旋转会降低侵彻深度, 已为大量的实验所证实。早在 1943 年德国有人用克尔盒照相观察到由于旋转使射流横截面积增加。沙尔和托默^[5]用瞬间 X 光照相研究破甲弹旋转, 旋转使射流变宽, 但不影响射流速度。辛格基于以上实验结果, 考虑破甲弹的旋转, 提出侵彻深度的公式为

$$\Delta P = \epsilon \left(\frac{R_j}{R_t} \right) \left(\frac{C \Delta L' \Delta L P}{P_t} \right)^{1/2} \left[1 - \frac{\sigma}{P_t V^2} \left\{ \frac{R_t}{R_j} \left(\frac{\Delta L P_t}{C \Delta L' P} \right)^{1/2} + 1 \right\}^2 \right] \quad (9)$$

$$\Delta t = \Delta P / U \quad (10)$$

$$U = V \left[\frac{1}{1 + \frac{R_t}{R_j} \left(\frac{\Delta L P_t}{C \Delta L' P} \right)^{1/2}} - \frac{\sigma R_t}{P_t V^2 R_j} \left(\frac{\Delta L P_t}{C \Delta L' P} \right)^{1/2} \right] \quad (11)$$

其中

$$R_t = R_j + S d \tan \phi + \frac{\xi \omega x^2 \tan^2 \alpha (\Delta L - C \Delta L')}{R_j (V_j - V_j')} \quad (12)$$

式中 ρ 是射流密度, P_t 是靶板密度。U 是侵彻速度。 ω 是金属罩上微元的角速度。 ξ 是经验常数, $x \tan \alpha$ 是罩上微元与罩轴线的垂直距离。 V_j 和 V_j' 分别是 $\Delta L'$ 射流微元头部和尾部的速度。从公式(9)和(12)中可看出随角速度 ω 增加, 侵彻深度 ΔP 减小。也可看出旋转对侵彻的有害影响是从罩顶到罩底部逐渐加大的。辛格将计算结果与艾克尔伯格的实验结果做了比较, 认为很满意。

亚伯拉罕森和古迪尔^[54] 基于不可压缩流体侵彻理论, 考虑了非定常的情况, 导出侵彻深度的公式为

$$P = l \left[\left(\beta + \frac{1}{v_r} \right) \int_0^1 v^\beta(\eta) d\eta - 1 \right] + S \left\{ \left(\frac{v_0}{v_c} \right)^\beta - 1 \right\} \quad (13)$$

其中 S 是炸高。 $\beta = \left(\frac{\rho_j}{\rho_t} \right)^{1/2}$, ρ_j 是射流密度, ρ_t 是靶板密度。 v_0 是射流冲击靶板前头部速度, v_c 是侵彻靶板的临界速度, l 是射流长度。

$\eta = \frac{(\xi - S)}{l}$, ξ 作为射流微元的初始 X 坐标。计算结果与艾克尔伯格的实验结果对比有较大的偏差。由于公式中只考虑了射流连续的情况。作者认为所以造成较大的偏差, 是由于公式中没考虑射流的破坏(即成

为不连续的质点)。摇摆和强度的影响。

艾利森研究了105毫米直径的聚能装药的射流形成理论^[55]。进一步提出了计算聚能射流侵彻变量的新方法。在流体力学模型的基础上，提出一种新的模型用于计算侵彻深度。

$$P = \int_{t_0}^{t_1} U dt + \sum_{i=1}^N \Delta P$$

P 为总的侵彻深度，右边第一项为连续射流部分的侵彻深度，第二项是射流已破裂成不连续质点流部分的侵彻深度。 t_0 为开始侵彻的时间，

t_1 为射流破裂之前连续射流部分的侵彻时间。他按照非定常的不可压缩流体处理，不考虑材料强度的影响。导出的最后结果为

$$P(t) = \int_{t_0}^{t_1} U dt = \int_{t_0}^{t_1} U_1 dt + \int_{t_0}^{t_1} U_2 dt \quad (14)$$

$$(t \geq t_1)$$

式中

$$U_1 = V_j / (1 + \gamma)$$

$$U_2 = V_j^2 / (1 + \gamma) V_j(t_1)$$

$$\gamma = (\rho_t / \rho_j)^{1/2}$$

而 U_1 式中 $V_j = V_j^0 (t_0/t)^{\gamma/(1+\gamma)}$

V_j^0 是射流着板前的初始速度。 U_2 式中的 V_j 为

$$V_j(s) = V_j(t_1) - [V_j(t_1) - V_j^{min}] S/L$$

参数 $s = \int_0^s dl$ ，它是无限小射流微元 dl 相对于 t 时刻侵彻深度的距离。射流破裂后不连续部分的有效长度 $L = \lim_{\substack{\Delta l \rightarrow 0 \\ N \rightarrow \infty}} (N \Delta l) = Z_0 + P(t_1) - t_1 V_j^{\min}$ ，其中 Z_0 是射流形成点与靶板表面的距离（相应于 $t = 0$ ）。 V_j^{\min} 是靶板临界侵彻速度。 t_1 可由实验来确定。实验做出侵彻深度—时间曲线，依据曲线上偏离连续射流侵彻规律的点定出 t_1 。艾利森模型在概念上是清楚的，公式推导是严格的。他指出根据公式(14)，对于不连续质点的射流，侵彻速度正比于射流速度的平方。因此不连续射流的性质不能用有效密度代替式(1)中 ρ_j 来描述。艾利森的模型是基于迪珀西奥^[53]的实验建立的。迪珀西奥用瞬间 X 射线照象表明破裂的射流可以考虑作一系列接近等长度的分开的质点。相邻质点间的速度增量接近于常数。艾利森对高压下金属的可压缩性的影响做了估算，认为影响不大，不可压缩流体力学模型已足够精确。并说明他的理论模型在炸高较小时不够精确。

鲍姆和斯达纽柯维奇提出，要建立更精确的侵彻理论，必须考虑下列诸物理因素：

(1) 在聚能射流与靶板相互作用所产生的高压下，必须考虑金属的可压缩性，因为它已变得很大。

(2) 靶板的强度特性对侵彻深度影响很大。

(3) 可把侵彻速度当作射流和靶板分界面运动速度来计算。

(4) 在其它条件相同的情况下，侵彻深度取决于聚能射流有效长度。

这时射流有效长度的尾端速度相应于临界侵彻速度。低于此速度时侵彻作用即行停止。

基于上述概念，鲍姆和斯达纽柯维奇应用冲击波理论导出侵彻速度公式

$$U = V \sqrt{\frac{1}{\left(1 - \sqrt{\frac{\alpha_1 \rho_{t,0}}{\alpha_2 \rho_{j,0}}}\right)^2} - \frac{p_{np} \alpha_2}{\rho_{t,0} V^2}} \quad (15)$$

可压缩性系数

$$\alpha = 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{p_x}{A}\right)^{1/n}} \quad (16)$$

其中 p_x 是冲击瞬间介质分界面上的压力。V 是射流相应微元的速度。 α_1 是射流材料的可压缩性系数， α_2 是靶板材料的可压缩性系数， $\rho_{t,0}$ 是靶板初始密度， $\rho_{j,0}$ 是射流材料初始密度， p_{np} 是靶板材料的强度抗力。A 是依赖于 $\frac{x}{x_0}$ 的一个变量。鲍姆和斯达纽柯维奇并给出射流速度和冲击压力关系的实验曲线。由此很容易求出侵彻速度 U。根据 V 求出相应的 p_x ，然后按式(16)求出 α ，代入式(15)即求出 U。鲍姆和斯达纽柯维奇声称按他们的公式计算，所得结果和实验结果完全一致。在计算中取的是在侵彻过程中所消耗的射流微元的平均速度。

鲍姆和斯达纽柯维奇给出侵彻深度的计算公式。根据式(7)，侵彻速

度为

$$\frac{dx}{dt} = V_0 \sqrt{\frac{V^2}{V_0^2 \left(1 + \sqrt{\frac{\alpha_1 \rho_{t,0}}{\alpha_2 \rho_{j,0}}}\right)^2} - \frac{p_{np} \alpha_2}{\rho_{t,0} V_0^2}} \quad (17)$$

V_0 是射流头部速度。有了初始条件和侵彻终了条件，便可求得 $P = \alpha_k$ (侵彻深度)，但解此问题是十分烦琐。为了简化计算，对射流中的速度取平均值，考虑射流中的速度为线性分布，最后导出侵彻深度的公式

$$\frac{P}{L} = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \frac{P_t}{\rho_j}}} \sqrt{1 - \frac{P_{np} \alpha_2}{P_t v^2} \left(1 + \sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \frac{P_t}{\rho_j}} \right)} \quad (18)$$

根据射流和靶板碰撞后产生瞬时高压，但压力消失很快，在惯性力作用下靶板产生径向运动。西姆和斯达纽柯维奇推导出计算穿孔直径的公式。他们声称，计算结果与实验结果是符合的。

库克基于定常流体力学理论考虑了靶板材料的强度，导出计算侵彻孔直径的公式

$$d' = \left[d_0 V (\lambda \rho_j)^{1/2} / \left[(\rho_j^{1/2} + (\lambda \rho_j)^{1/2}) \right] \right] \left[\rho_t^{1/2} / (2\sigma)^{1/2} \right] \quad (19)$$

计算结果也与实验结果一致。他并导出计算穿孔体积 V_t 的公式

$$V_t = \frac{\rho_j^{1/2} \rho_t^{1/2}}{(\rho_j^{1/2} + \rho_t^{1/2})^2} \left(\frac{m_p V^2}{2\sigma} \right) \quad (20)$$

其中 d_0 是射流直径， m_p 是射流质量， σ 是靶板静态屈服强度。

四 讨 论

研究聚能射流的侵彻机理已有近三十年的历史。在这方面确有很大

的发展。通过大量的实验资料，对侵彻过程的一些现象已经有了比较清楚的认识，但仍有一些问题不清楚。比如温度的影响，射流本身的温度很高，近 1000°C ，且以每秒七、八公里的速度冲击靶板，可以设想冲击点的温度是很高的。Yuan S.W和比林斯利^[52]用热电偶实际测出，子弹以 1300 米/秒的速度冲击靶板，冲击坑表面的温度即可达到 630°C 。而射流的速度远高于子弹的速度，但至今并没有可靠的资料说明有熔化发生。仅库克等认为某些金属可能产生气化。是果真不会发生熔化，还是没有用有效的手段发现此现象，显然是需要进一步弄清楚的问题。如果确实不会熔化，则巴布尔的模型很有参考价值。从大量的实验资料看，靶板强度对侵彻深度有很显著的影响。但强度（硬度）与侵彻深度的关系（密度相同时）也有矛盾。在射流侵彻的情况下，显然高压和高应变率的影响是存在的，而且还有温度的影响，采用通常的常温静态的屈服强度（或硬度）是否能反映真实情况，实验结果中的矛盾是否与此有关，值得研究。射流冲击靶板除侵彻作用之外，应先有冲击波的作用，因侵彻速度低于靶板内的冲击波速度。从实验结果看，冲击波的作用对韧性好的金属来说，似乎破坏作用并不显著。然而对脆性材料来说，冲击波的作用又将如何？此问题目前仍不清楚，也需要进一步研究。

从侵彻机理理论方面的工作来看，虽然进行了大量的工作，但至今还没有很完善的理论。拉甫连捷夫的流体力学模型是定常不可压缩流体，

没有考虑材料的强度，理论上推导是严格的，但仅对很薄的靶板是对的。贝尔克霍夫引入 λP_j 考虑了射流的不连续情况，可是 λP_j 的引进变成经验公式，因为 λP_j 只有靠实验确定，而且有一定的适用范围，这就给它的应用带来局限性。帕克和伊万斯，艾克尔伯格的公式考虑了靶板强度的影响。帕克和伊万斯的公式(3)是定常的情况，考虑靶板强度的影响在整个侵彻过程中起作用，随射流速度的大小不同其作用也不同。这与巴布尔的实验结果是一致的。但由于他们加入经验系数 α 而成为经验公式。考虑二次侵彻加一项 r 。他们的公式没有严格的实验证明，由于是定常的，可以预料与实际结果相差较大。艾克尔伯格的公式(6)加入 σ 项，用 $\sigma = \sigma_t - \sigma_j$ 没有明确的物理意义，他自己也承认这样做只是为了处理实验数据好一些。实际上，他的计算结果与实验结果出现矛盾，24 T S 铝合金算出的强度值与他采用的静态值相差3倍，他认为这是应变率的影响。事实上，应变率对软钢的影响比对铝合金的影响大得多^[57]，这种解释显然是不对的。辛格的模型是在艾克尔伯格的基础上发展的。他考虑了非定常的情况，但并未解决艾克尔伯格公式中的问题。而且他引进很多经验系数，虽然他认为与艾克尔伯格的实验结果符合，但难以令人相信他的结果具有普遍性。辛格考虑旋转对射流侵彻影响的模型，概念上是对的，但他的公式极为烦琐，很难应用和实验验证。艾利森模型概念是清楚的，推导是严密的，但他没有考虑强度的影响，在短炸高时偏差较大。

鮑姆和斯达纽柯维奇应用冲击波理论导出侵彻速度的公式(15)。按冲击波理论, $P_2 \sim P_1$ 是激波前后的压力差, 而他们将 P_1 代入靶板的强度抗力 P_{np} , 概念是模糊的。按公式(18)和他们对射流长度的数据计算, 所得结果与实验结果相差很大。分析其原因, 主要是侵彻的非定常情况的影响。库克计算侵彻孔径的公式(19)基于流体力学中流线的概念, 他的推导在概念上也是很模糊的。

鮑姆和斯达纽柯维奇提出的建立侵彻理论需考虑的四个因素是对的, 但不够完全。正确模型的建立, 显然有待于通过实验进一步搞清楚侵彻现象。射流侵彻靶板区别于弹丸穿甲的最大特点, 是它具有非常高的能量密度。在此巨大能量密度的作用下, 靶板材料是否仍^为固态? 是单靠射流动能侵彻(如流体力学模型), 还是在侵彻过程中需要考虑熔化或汽化? 冲击波如何作用? 等等问题, 都还没有搞清楚。只有在获得较充分的实验资料的基础上明确侵彻机理, 才能建立正确的侵彻理论。根据现有资料, 建立侵彻理论应考虑的几个问题为:

(1) 侵彻的非定常过程。

(2) 靶板的强度特性对侵彻深度的影响(是用静态强度, 还是需要考虑高压、高应变率、高温的作用)。

(3) 是否会熔化。

(4) 冲击爆炸对侵彻的作用。

(5) 冲击波的作用。

(6)高压下金属的可压缩性•

(7)旋转对侵彻的影响•

(8)射流的有效长度,等等•

www.cnki.net

参 考 文 献

1. Munroe, C.E.: Amer. J. Sci., Vol. 36, P.48, 1888
2. Neumann, W.: Ger. Pat. Ann. W., Vol. 36, P.269, 1910
3. Eichelberger, R.J.: " Re-examination of the Theories of Jet Formation and Target Penetration by Lined Cavity Charges" PB 144831
4. Birkhoff, G. , D.P. MacDougall, E.M. Pugh, and G.I. Taylor: J. Appl. Phys., Vol. 19, P.563, 1948
5. Лаврентьев, М. А.: УМН, Том 12, вып. 4, стр. 41—56, 1957
6. Evans, W.M. and D.C. Paek: Proc. Phys. Soc.(London), Vol.64, Sec. B, P.303, 1951
7. Eichelberger, R. J.: Appl. Phys., Vol.27. No.1, P.63, 1956
8. Баум, Ф.А., К.П. Станюкович, Б.И. Шехтер: 《爆炸物理学》, 众智译, 科学出版社, 1963.
9. Cook, H.A.: " The Science of High Explosives" 1958
10. Eichelberger, R.J.: J.A.P., Vol.26, P.398, 1955
11. Koski, J.S., P. A. Lucy, R.G. Shreffler and P.J. Willig: J.A.P., Vol.23, No.12, P.1300, 1952
12. Clark, J.C.: J.A.P., Vol.20, P. 363, 1949
13. Pugh, E.M., Heine-Geldern, R.V., S.Foner, and F.C. Mutschler: J.A.P., Vol.22, P. 487, 1951
14. Feld, H. und F.R. Thomaneck: Explosivstoffe, Heft. 10, P.203, 1963
15. Bryan, G.H. and R.J. Eichelberger, D. MacDonald and P.E. Zigan: J.Appl. Phys., Vol. 28, No. 10, P.1152, 1957
16. Gainer, M.K.: PB 150068, 1960
17. Lipinski, H.S.: U.S.P. 2981188, 1961
18. Thomaneck, F.R.: U.S.P. 3474731, 1969
19. Paul, M.A.: U.S.P. 3217650, 1965
20. Paek, D.C. and W.M. Evans: Proc. Phys. Soc. London; Sec.B., Vol.64, P.298, 1951
21. Eichelberger, R. J.: PB 144831, 1954

22. Singh, S.: Proc.Phys. Soc., Vol.71, Pt.3, P.508, 1958
23. Allison, F.E.: AD 400485, 1963
24. Rinehart, J. and J. Pearson: " Behavior of Metals under Impulsive Loads" 1954
25. Schuman: Report of Physical Institute of the University of Berlin and the Research Department of the Army Armaments Office, 1942-1943
26. Pergent, J. : Revue Militaire Generale, P.392, 1959
27. Babul, V.: AD 610050, Oct. 1964
28. Evans, W.M. and A.R. Ubbalohde: Research (London), Vol. 3, P.331, 1950
29. Kolsky, H.: Research, Vol.2, No.2, P.96, 1949
30. Singh, S. and F. Gandhi: Research (London), Vol.9, No.2, P.55, 1956
31. Clark, G.B. and Bruckner, W.H.: Tech. Publ. Amer. Inst. Min.(Metall.) Engrs., No.2158 , 1947
32. Cook, M.A., de Callal, X. and R.E. Keyes: Tech. Report No.2, Contract AF-18(603)-100, ERG, University of Utah, Oct. 15, 1956
33. Evans, W.M. and G.I. Taylor: Research (London), Vol.5, P.502, 1952
34. Singh, S., N.R. Krishnaswamy and A. Soundraraj: J.Appl. Phys., Vol.27, No.6, P.617, 1956
35. Kolsky, H., C.I. Snow and A.C. Shearman: Research (London), Vol.2, P.89, 1949
36. Smith, C.S. Trans, AIEE, Vol.212, P.574, 1958
37. Leslie, W.C., E.Hornbogen and G.E.Dieter: J.Iron Steel Inst., Vol.200, No.8, P.622, 1962.
38. Giles, P.M., M.H. Longenbach and A.R.Warder: J. Appl. Phys., Vol.42, No.11, P.4290, 1971
39. Aristos Christon and Norman Brown: J. Appl. Phys., Vol.42, No.11, P.4160, 1971
40. Claussen, W.E.: Rev. Scie. Inst. , Vol.30, P.878, 1960
41. Rinehart, J.S.: J. Appl. Phys., Vol.22, P.1086, 1951
42. Pearson, J. and J.S. Rinehart: J. Appl. Phys., Vol.23, P.434, 1952
43. Pearson, J. and J.S. Rinehart: J. Appl. Phys., Vol.23,

- 6, P.778, 1954
44. Tardif, H.P., F. Claisse and P. Chollet: Estes Park, Conference "Response of Metals to High Velocity Deformation", P.389, 1960
 45. Carrington, W.E. and L.V. Gayler: Proc. Roy. Soc. London, Sec.A, Vol.194, No.1038, P.323, 1948
 46. Singh, S., A.K. Ray and M.L.N. Sastri: Defence Sci. J. India, Vol.4, P.209, 1954
 47. Paul, M.A.: OSRD No. 1680 (Div.8-404-M2) 1943
 48. Paul, M.A.: OSRD No.3874 (Div 8-404-M3)
 49. 中国人民解放军420部队《国外空心装药破甲弹的一些改进》1970
 50. Singh, S.: Proc. Phys. Soc., Vol. 70, Sec.13, Pt.9, P.867, 1957
 51. Schall, R. and G. Thomer: Proc. 2nd Int. Congr. High-Speed Photogr., Paris: Dunod, 1954
 52. Yuan, S.W. and J.P. Billingsley: Appl. Sci. Res., Vol.24, No. 6, P.431, 1971
 53. Dipersio, R., J. Simon and T.H. Martin: Ballistic Research Laboratories No.1298, Aug. 1960
 54. Abrahamson, G.R. and J.N. Goodier: J. Appl. Phys., Vol.34, No.1, P.195, 1963
 55. Allison, F.E. and R. Vilali: AD 277458, 1962
 56. Allison, F.E.: AD 400485, 1963
 57. 赵士达: 科学通报, P 596, 1964年7月号