DOI: 10.11883/1001-1455(2016)06-0759-08

纵向磁场对聚能射流极限拉伸系数的影响*

马 彬,黄正祥,祖旭东,肖强强,贾 鑫
(南京理工大学机械工程学院,江苏 南京 210094)

摘要: 在分析纵向磁场能够增强聚能射流稳定性的基础上,根据聚能射流的运动方程以及聚能射流的塑性失稳条件,推导得到了聚能射流在纵向磁场中的极限拉伸系数计算公式,并计算了有、无磁场情况下极限拉伸系数的比值。通过两种炸高下的实验研究对理论模型进行了验证。结果表明:由于磁场的存在而引起的电磁力抑制了聚能射流颈缩的发展,进而延长了射流成型的惯性拉伸阶段,最终使聚能射流在磁场中的极限拉伸系数在一定程度上得到了增加;理论和实验所得结果吻合较好。运用所建立模型可以较准确地反映磁场对聚能射流极限拉伸系数的影响。

关键词: 流体力学;极限拉伸系数;纵向磁场;聚能射流;稳定性
中图分类号: O358 **国标学科代码**: 1302547 **文献标志码**: A

聚能射流稳定性是影响其侵彻能力的重要因素之一,聚能射流的失稳机制已经引起了广泛关注。传统增加聚能射流稳定性的方法主要是,改善药型罩材料的力学性能,优化药型罩的结构和尺寸,改进药型罩的加工工艺。在无磁场的自然情况下,聚能射流从头部到尾部的速度梯度范围为 $10^4 \sim 10^5\ s^{-1}$,开始保持相当的完整性,最终将断裂成许多射流颗粒[1]。不同材料(如铜、铝、镍)的聚能射流的断裂,主要是由材料的塑性失稳引起的,其表现是射流表面颈缩的产生和发展[2]。颈缩发生之前的阶段被称为惯性拉伸阶段,在此阶段,聚能射流单元均匀拉伸,呈现近似圆柱形[3]。当药型罩结构以及材料相同时,聚能射流的侵彻能力是由其长度来决定的[4],而射流的长度又主要受到其极限拉伸系数影响。因此,提高聚能射流侵彻能力的另外方法是,在射流与靶板接触前,让聚能射流与纵向磁场进行耦合作用,从而提高其稳定性,增加极限拉伸系数。

对自然情况下的聚能射流有一些相关的研究:E. Hirsch[5-6]和 P. C. Chou 等[7]推导得到了聚能射流的断裂时间计算公式;J. P. Curtis[8]、E. Hennequin[9]、L. A. Remero[10]和 A. V. Babkin 等[3,11]从不同的角度发展了聚能射流的失稳模型。随着现代武器系统的发展,D. L. Littlefield 等[12]、S. V. Fedorov 等[13-15]对电磁场与聚能射流的作用机制进行了一定程度的理论研究。

本文中,则采用外加磁场的手段改善聚能射流内部的应力-应变关系,增加聚能射流的极限拉伸系数。主要通过建立理论模型,得到与磁场耦合后聚能射流的极限拉伸系数的计算公式,计算有、无磁场情况下聚能射流极限拉伸系数的比值,并通过实验验证理论模型的正确与否。

1 理论分析模型

1.1 放电电流特性

图 1 为耦合作用示意图,整个系统电路为 RLC 振荡电路。假设 R、L、C、U_0 和 $I(t)$分别为整个电路的电阻、电感、电容、电容器两端的充电电压以及回路中的放电电流。根据电路的特性,放电电流可以表示为:

$$I(t)=\frac{U_0}{\omega L}\mathrm{e}^{-\zeta t}\sin(\omega t) \tag{1}$$

* **收稿日期**: 2015-03-31; **修回日期**: 2015-06-11
基金项目: 国家自然科学基金项目(11272157);高等学校博士学科点专项科研基金项目(20123219120052)
第一作者: 马 彬(1988—),男,博士研究生; **通信作者**: 黄正祥,huangyu@mail.njust.edu.cn。

式中：衰减系数 $\zeta=\dfrac{R}{2L}$，振荡频率 $\omega=\sqrt{\dfrac{1}{LC}-\left(\dfrac{R}{2L}\right)^2}$。

加载过程中，由于强电流的作用，整个回路的温度会急剧升高，电路中电阻、电感将会受到温度的影响，特别是回路电阻，在强电流加载并发生电爆炸过程中变化更剧烈。根据 T. J. Tucker 等[16]的研究，电路中电阻受温度的影响在整个电路加载过程中占主导地位。因此，引入比电阻率 $\beta=\rho/\rho_0$，表达温度对整个系统电阻的影响，其中 ρ_0、ρ 分别是常温（$T=300$ K）电阻率和对应状态下的电阻率。

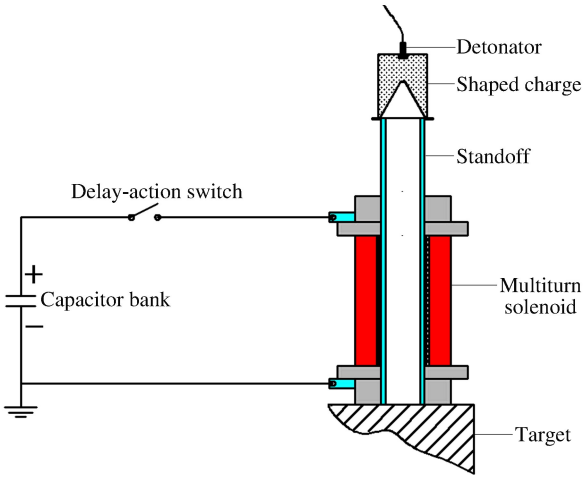

图 1 射流与磁场耦合示意

Fig. 1 Illustration of interaction of jet with magnetic field

1.2 磁场进化模型

原点选择在药型罩的顶部轴线，可以得到强磁体轴线方向上磁感应强度的表达式为：

$$B(z_1)=\frac{\mu_0 j(t)}{2}\left(z_1\ln\frac{R_2+\sqrt{R_2^2+z_1^2}}{R_1+\sqrt{R_1^2+z_1^2}}-(z_1-2b)\ln\frac{R_2+\sqrt{R_2^2+(z_1-b)^2}}{R_1+\sqrt{R_1^2+(z_1-b)^2}}\right) \tag{2}$$

式中：瞬时电流密度 $j(t)=\dfrac{NI(t)}{2b(R_2-R_1)}$；$I(t)$ 是由式(1)得到的电路瞬时放电电流；$z_1=z-(\Delta L+z_0)$，是轴线上的坐标，z 是由药型罩顶部开始沿轴线的坐标，ΔL 是虚拟原点与强磁体入口之间的距离，z_0 是虚拟原点的位移坐标，R_1、R_2 是强磁体上所绕线圈的内、外半径；b 是线圈长度。v_0 是一个阈值，即当聚能射流速度为 v_0 的单元开始进入强磁体时，实验电路开始导通，以电路开始导通的时刻为起始时刻。

1.3 磁场对极限拉伸系数的影响

根据聚能射流颗粒的径向运动方程，同时考虑聚能射流与磁场的耦合效应，轴向应力表达式可重新写为：

$$\sigma_z=Y_0-\frac{3\rho_0\dot{\varepsilon}_0^2R_0^2}{16n^3}+\sigma_z^{\mathrm{mag}} \tag{3}$$

式中：σ_z^{mag} 是聚能射流内部的磁应力分量。

在考虑感应电流空间密度 $j=-\dfrac{1}{\mu_0}\dfrac{\partial B}{\partial r}$ 的基础上，通过积分可以得到磁应力轴向分量的表达式为：

$$\sigma_z^{\mathrm{mag}}=-\left(\frac{2}{R^2}\int_0^R\frac{B^2}{2\mu_0}r\mathrm{d}r+\frac{B_{\mathrm{e}}^2}{2\mu_0}\right) \tag{4}$$

假设感应电流的空间密度沿射流单元的径向方向线性分布，可推导得到射流单元内部磁感应强度沿径向方向的分布表达式[13]：

$$B(r)=B_{\mathrm{rod}}-(B_{\mathrm{rod}}-B_{\mathrm{e}})\frac{r^2}{R^2} \tag{5}$$

式中：B_{rod} 是射流单元轴线上的磁感应强度值。

结合式(3)～(5)，可得聚能射流横截面上轴向应力的的分布特性为：

$$\sigma_z=Y_0-\frac{3\rho_0\dot{\varepsilon}_0^2R_0^2}{16n^3}-\frac{B_{\mathrm{e}}^2}{12\mu_0}\left(4\frac{B_{\mathrm{rod}}^2}{B_{\mathrm{e}}^2}+\frac{B_{\mathrm{rod}}}{B_{\mathrm{e}}}+1\right) \tag{6}$$

根据聚能射流的塑性失稳条件，可以得到其塑性失稳的临界条件为[17]：

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\varepsilon}\frac{\mathrm{d}\dot{\varepsilon}}{\mathrm{d}\varepsilon}=\sigma \tag{7}$$

结合式(1)～(2)，通过积分变换可以得到不同情况下聚能射流的极限拉伸系数的表达式：

$$n_{\mathrm{ult}}=\begin{cases}\sqrt[3]{\dfrac{3\rho_0\dot{\varepsilon}_0^2R_0^2}{4Y_0}} & B_{\mathrm{e}}=0\\ \sqrt[3]{\dfrac{3\rho_0\dot{\varepsilon}_0^2R_0^2}{4\left(Y_0-\dfrac{B_{\mathrm{e}}^2}{12\mu_0}\left(4\dfrac{B_{\mathrm{rod}}^2}{B_{\mathrm{e}}^2}+\dfrac{B_{\mathrm{rod}}}{B_{\mathrm{e}}}+1\right)\right)}} & B_{\mathrm{e}}\neq 0\end{cases} \tag{8}$$

根据上述极限拉伸系数表达式，可进一步得到存在外加磁场和自然情况下聚能射流极限拉伸系数的比值：

$$\alpha=\sqrt[3]{\frac{Y_0}{Y_0-\dfrac{B_{\mathrm{e}}^2}{12\mu_0}\left(4\dfrac{B_{\mathrm{rod}}^2}{B_{\mathrm{e}}^2}+\dfrac{B_{\mathrm{rod}}}{B_{\mathrm{e}}}+1\right)}} \tag{9}$$

2　实　验

2.1　聚能装药

聚能装药如图 2 所示。实验中，所使用的聚能装药外径为 56 mm，装药高度为 73 mm，药型罩壁厚为 0.8 mm，锥角为 60°；所使用的炸药为无壳 8701，装药质量为 203 g，装药密度为 1.713 g/cm^3，爆速为 7 980 m/s。

X 射线实验结果如图 3 所示，主装药起爆 30 μs 后，射流的长度约为 167.5 mm，起爆 50 μs 后，为 291.5 mm。其头部直径为 3 mm，尾部直径 9 mm。射流的头部速度 6510 m/s，尾部速度 1180 m/s。根据 F. E. Allison 等[18]的虚拟原点理论，基于 X 射线实验结果，计算可得虚拟原点的坐标为：$t_0=8.8$ μs，$z_0=12.95$ mm。

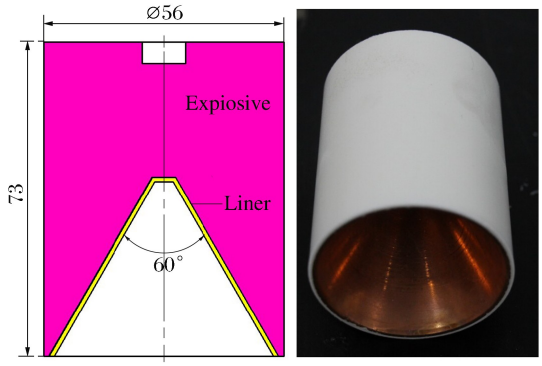

图 2　聚能装药

Fig. 2　Photograph of shaped charge

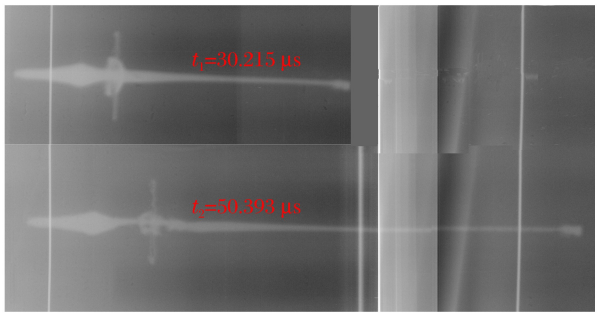

图 3　起爆后 30 和 50 μs 的 X 射线照片

Fig. 3　X-rays of shaped charge jet at 30 and 50 μs after initiation

2.2　电路结构

电路结构如图 4 所示，根据此图可进行实验电路的连接。

根据理论计算，设定合理的延时，使聚能射流通过强磁体时，尽可能充分的与磁场耦合，从而改善射流内部的应力-应变状态。使用罗氏线圈测量电流信号，并将所测信号通过外部设备进行记录存储。

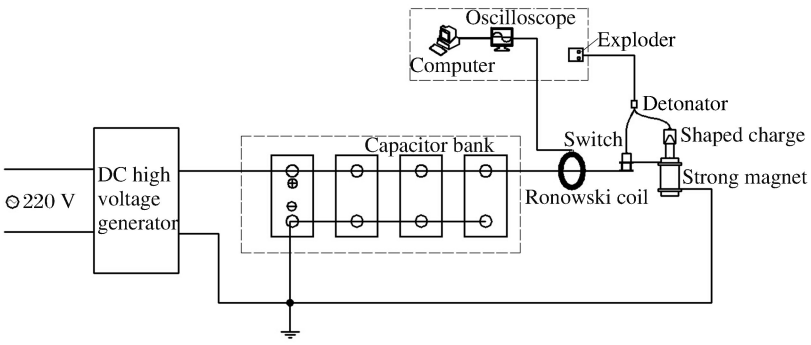

图 4　电路结构示意图

Fig. 4　Diagram of experimental circuit

2.3 负载

通过强磁体的作用提供纵向磁场，图 5 为本次实验中所使用的强磁体的结构以及实物图。实验前对电路中的相关电参数进行了测量，测量结果见表 1。图 6 为聚能装药以及爆炸开关的实验布置。

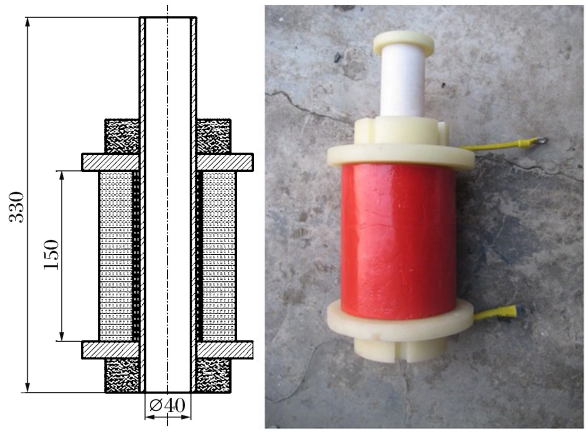

图 5 强磁体结构和实物

Fig. 5 High field magnet: structure and actual image



图 6 聚能装药和爆炸开关的设置

Fig. 6 Shaped charge and explosive switch

表 1 测量参数

Table 1 Measured parameters

单元	结构及连接特征	L/μH	$R/$mΩ	C/μF
电容器组	4 台并联	—	—	77.9
强磁体	矩形(2 mm×4 mm)截面铜导线双层并联	12	6.6	—
连接导线	截面为 41.5 mm^2 的铜排	95	32.8	—

2.4 时序分析

设定实验炸高分别为 490 和 650 mm。在两种炸高下，分别进行了相应的静态实验以及与磁场耦合的实验。当有磁场存在时，两种炸高下的延时时间分别为 20 和 110 μs。以 650 mm 炸高为例进行了相关分析，时序图如图 7 所示。由虚拟原点理论以及上述理论模型，可以获得不同速度的射流单元在任意时刻的位移以及不同速度单元在强磁体内部任意位置处的磁感应强度。

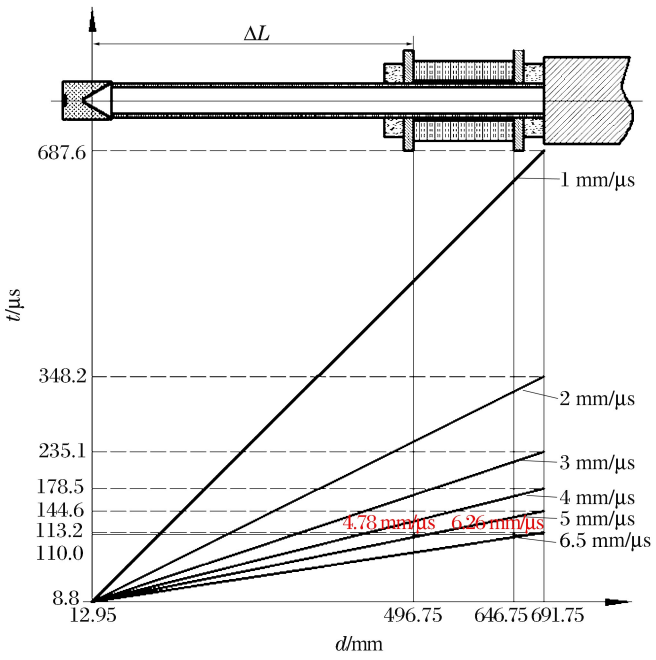

图 7 炸高 650 mm 情况下聚能射流与磁场的耦合时序图

Fig. 7 Sequence diagram of SCJ coupled with a magnetic field with standoff of 650 mm

3 结果分析

由于电路强电流作用，假设电路中导体处于临界熔化状态，因此可得 $\beta=5.6$[16]。结合式(1)以及相关电参数，同时考虑温度对电导率的影响，得到电容器组充电电压 $U_0=20.13$ kV 情况下电路的放电电流理论曲线，并与实验结果进行对比，如图 8 所示。可见，理论计算与实验结果吻合较好。

由图 8 可知，在前 400 μs，通过理论计算所得放电电流信号与实验所测信号十分吻合，然而，随着时间的推移，理论计算与实验信号出现了一定的误差。误差产生的原因是，引入的比电阻率参数 β 仅考虑强电流工作而产生的热量用于升高导体的温度，而忽略了热量向周围环境的散失。温度的增加，对电感也将产生一定程度的影响，温度对电感的影响比对电阻率的影响小，因此，未考虑温度对电感的影响。同时，设备的测量精度也是引起误差的原因。通过图 8 可以看出，在 1 000 μs 内理论与实验之间的误差相对较小，满足分析 490 和 650 mm 两种炸高情况的精度要求。

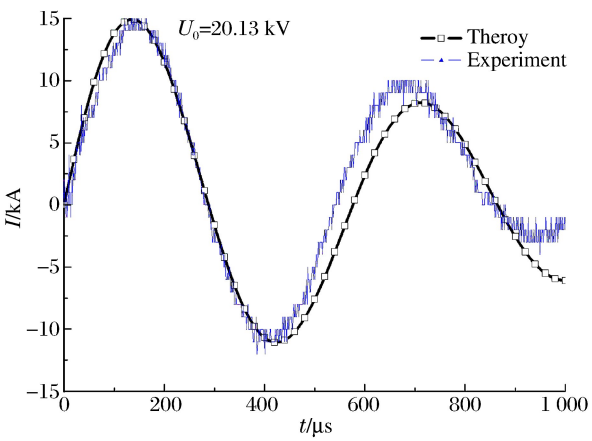

图 8 动态实验放电电流信号

Fig. 8 Discharge current of dynamic experiments

结合式(1)～(2)，以及所给的相关电参数，通过上述理论模型可以得到，聚能射流不同速度单元通过强磁体在不同位置时的磁感应强度，如图 9 所示。

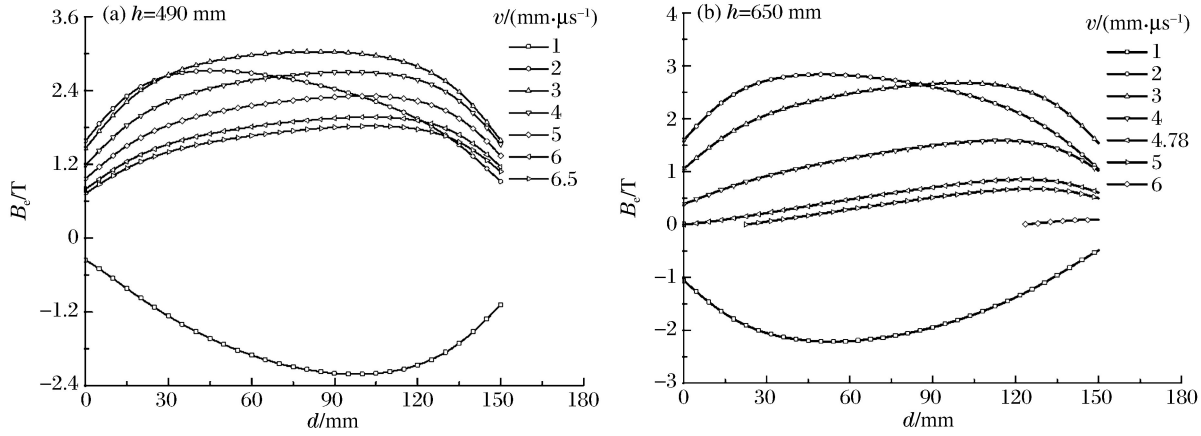

图 9 射流单元通过强磁体时在轴线上的磁感应强度

Fig. 9 Magnetic induction intensities of element of SCJ passing through high field magnet

在炸高 490 mm 情况下，当实验电路导通时，射流头部还未进入磁体，根据理论模型可得任意速度的射流单元通过强磁体时的位移-时间表达式，结合式(2)，通过计算可得到，任意速度的射流单元通过强磁体时，到达强磁体轴线任意位置时的磁感应强度。通过磁感应强度表达式可以看出，磁感应强度是由电流密度以及所处强磁体轴向位置所决定的。

在炸高 650 mm 情况下，实验电路闭合时，射流头部已经离开强磁体。这与炸高 490 mm 情况不同，对于 650 mm 炸高实验，设定的延时时间为 110 μs。实验电路闭合的瞬间，速度为 4.78 mm/μs 的射流单元即将进入强磁体，速度为 6.26 mm/μs 的单元已经到达强磁体底部。

对于某个确定速度的单元，对位移进行积分，可以得到该单元通过强磁体时所经历的磁感应强度的平均值；进一步对速度积分，即可得到整个射流通过强磁体的平均磁感应强度，计算结果见表 2。表中，t_1 是进入强磁体的时刻，t_2 是离开强磁体的时刻，Δt 是射流单元通过强磁体所用时间，B 是平均磁感应强度。

根据相关实验数据，铜射流的临界侵彻速度大约为 1.0 mm/μs[1]。在研究中，490 和 650 mm 两种炸高下，所取射流的速度范围分别是 1.0～6.5 mm/μs 和 1.0～4.78 mm/μs，因此，两种炸高下，所研究的射流单元从进入强磁体到离开强磁体都能受到磁场的作用。计算结果见表 3。

表 2 不同速度的射流单元进入和离开强磁体的相关参数

Table 2 Parameters of jet elements with different velocities entering and leaving high field magnet

h/mm	v/(mm·μs^{-1})	t_1/μs	t_2/μs	Δt/μs	B/T
490	6.5	38.62	61.69	23.1	1.544
	6	42.77	67.77	25.0	1.673
	5	53.56	83.56	30.0	1.977
	4	69.75	107.25	37.5	2.337
	3	96.73	146.73	50.0	2.654
	2	150.70	225.70	75.0	2.239
	1	312.60	462.60	150.0	1.666
650	6	110.0	114.4	4.4	0.450
	5	110.0	135.5	25.5	0.424
	4.78	110.0	141.4	31.4	0.520
	4	129.7	167.2	37.5	1.218
	3	170.0	220.0	50.0	2.270
	2	250.7	325.7	75.0	2.376
	1	492.5	642.5	150.0	1.712

表 3 理论计算与实验对比

Table 3 Comparison of theoretical calculation with experiments

h/mm	B/T	l/mm	α_{exp}	α_{th}	ε_α/%
490	0	8.01	1	1	0
490	2.02	10.29	1.28	1.31	2.3
650	0	9.18	1	1	0
650	1.76	11.60	1.26	1.20	4.8

实验数据表明,自然情况下,射流断裂时的截面半径与初始半径的比值近似为 0.32[19]。有磁场情况下,假设在起始时刻聚能射流内部与外部的磁感应强度相等。基于磁场在介质内部的“冻结”效应,同时考虑磁场的散失,可得射流断裂时刻 $B_{rod}=10B_e$。根据式(9)以及相关参数,计算可得存在不同强度的外加磁场与自然情况下聚能射流的极限拉伸系数的比值,并与实验结果进行对比,如图 10 所示。可见,理论计算与实验结果吻合较好。侵彻后的靶板剖面照片如图 11 所示。

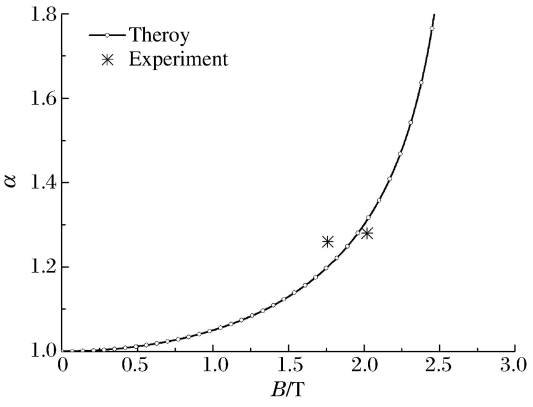

图 10 极限拉伸系数的比值随磁感应强度的变化

Fig. 10 Change of ratio of coefficient of ultimate elongation with magnetic induction intensity

理论计算及相关的实验数据测量结果见表 3,l 是聚能射流的断裂颗粒长度。对于炸高为 490 mm 的情况,所施加的磁场的磁感应强度为 2.02 T,与磁场耦合后的聚能射流的极限拉伸系数与无磁场耦合的比值为 1.28,理论计算结果为 1.31,相对误差为 2.3%。对于炸高为 650 mm 的情况,耦合磁场的磁感应强度为 1.76 T,聚能射流的极限拉伸系数之比为 1.26,理论计算结果为 1.20,相对误差为 4.8%。炸高为 650 mm 的聚能射流的断裂颗粒长度比炸高 490 mm 的长,主要原因是,炸高 490 mm 情况下部分聚能射流在侵彻靶板时尚未完全拉伸,另外,测量误差也是一个不可避免的影响因素。

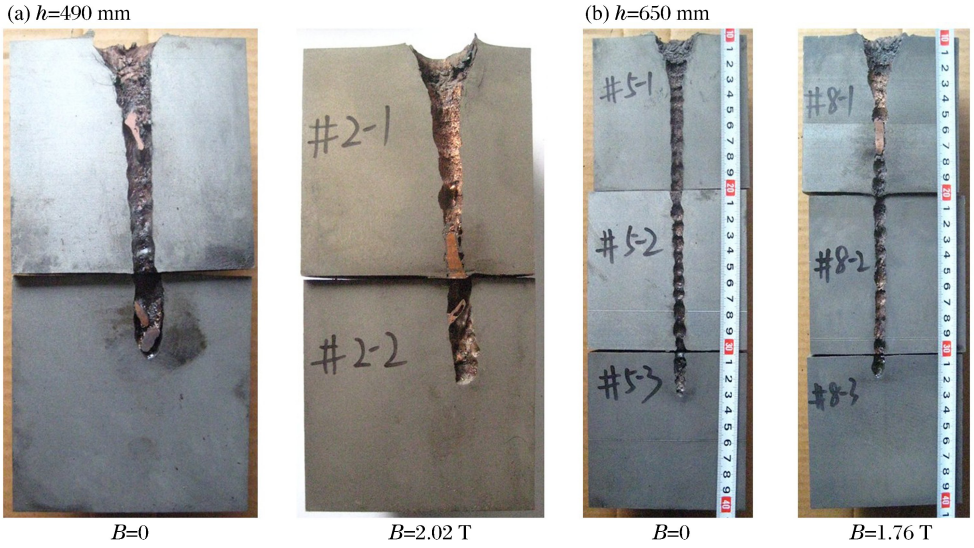

图 11　聚能射流侵彻后的靶板剖面

Fig. 11　Split targets penetrated by SCJ

4　结　论

建立并验证了与磁场耦合后聚能射流极限拉伸系数的计算模型，理论计算和实验结果吻合较好。

实验结果表明，在 490 和 650 mm 两种炸高下，聚能射流所经历的平均磁感应强度分别为 2.02 和 1.76 T，两种炸高下聚能射流与对应的磁场耦合后，极限拉伸系数比自然情况下的相比，分别提高了 26％和 28％。对于给定的聚能射流，在一定范围内，随着外加磁场的增加，极限拉伸系数也随之增加。

参考文献：

[1]　Walters W P, Zukas J A. Fundamentals of shaped charges[M]. John Wiley, 1989.

[2]　Chou P C, Carleone J. The stability of shaped-charge jets[J]. Journal of Applied Physics, 1977, 48(10): 4187-4195.

[3]　Babkin A V, Ladov S V, Marinin V M, et al. Regularities of the stretching and plastic failure of metal shaped-charge jets[J]. Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, 1999, 40(4): 571-580.

[4]　Fedorov S V, Babkin A V, Ladov S V, et al. Possibilities of controlling the shaped-charge effect by electromagnetic actions[J]. Combustion, Explosion and Shock Waves, 2000, 36(6): 792-808.

[5]　Hirsch E. A model explaining the rule for calculating the break-up time of homogeneous ductile metals[J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1981, 6(1): 11-14.

[6]　Hirsch E. A formula for the shaped charge jet breakup-time[J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1979, 4(5): 89-94.

[7]　Chou P C, Flis W J. Recent developments in shaped charge technology[J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1986, 11(4): 99-114.

[8]　Curtis J P. Axisymmetric instability model for shaped charge jets[J]. Journal of Applied Physics, 1987, 61(11): 4978-4985.

[9]　Hennequin E. Modelling of the shaped charge jet break-up[J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1996, 21(4): 181-185.

[10]　Romero L A. The instability of rapidly stretching plastic jets[J]. Journal of Applied Physics, 1989, 65(8): 3006-3016.

[11]　Babkin A V, Ladov S V, Marinin V M, et al. Characteristics of inertially stretching shaped-charge jets in free flight[J]. Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, 1997, 38(2): 171-176.

[12] Littlefield D L, Powell J D. The effect of electromagnetic fields on the stability of a uniformly elongating plastic jet [J]. Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, 1990,2(2):2240.

[13] Fedorov S V, Babkin A V, Ladov S V. Salient features of inertial stretching of a high-gradient conducting rod in a longitudinal low-frequency magnetic field[J]. Journal of Engineering Physics and Thermophysics, 2001,74(2): 364-374.

[14] Fedorov S V. Magnetic-field amplification in metal shaped-charge jets during their inertial elongation[J]. Combustion, Explosion and Shock Waves, 2005,41(1):106-113.

[15] Fedorov S V, Babkin A V, Ladov S V. Influence of the magnetic field produced in the liner of a shaped charge on its penetrability[J]. Combustion, Explosion and Shock Waves, 1999,35(5):598-599.

[16] Tucker T J, Toth R P. EBW1: A computer code for the prediction of the behavior of electrical circuits containing exploding wire elements[R]. Albuquerque, NM, USA: Sandia Labs, 1975.

[17] Singh M, Bola M S, Prakash S. Determination of dynamic tensile strength of metals from jet break-up studies[C] // Proceedings of the 19th International Symposium on Ballistics. Interlaken, Switzerland, 2001:7-11.

[18] Allison F E, Bryan G M. Cratering by a train of hypervelocity fragments[C]// Proceedings of 2nd Hypervelocity Impact Effects Symposium. 1957:81.

[19] Walters W P, Summers R L. An analytical model for the particulation of a jet from a shaped charge liner[J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1995,20(2):58-63.

Influence of longitudinal magnetic field on coefficient of ultimate elongation of shaped charge jet

Ma Bin, Huang Zhengxiang, Zu Xudong, Xiao Qiangqiang, Jia Xin

(*School of Mechanical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing* 210094, *Jiangsu, China*)

Abstract: The coefficient of the ultimate elongation is one of significant parameters related with theoretical calculations of a shaped charge jet (SCJ). Based on the effect of a longitudinal magnetic field on the stress-strain of SCJ, and following the motion equation and the plastic instability condition, the formula of the coefficient of the ultimate elongation of a shaped charge inside the magnetic field was obtained and, using this formula, the ratio of the coefficient of the ultimate elongation was calculated respectively with and without the existence of a magnetic field. In addition, the theoretical model was verified through the experiments with two different standoffs. The results indicate that the electromagnetic force arising from the deformation of the SCJ due to the magnetic field that has penetrated into its material inhibits the development of the necking, and extends the stretching stage before the SCJ breaks up into particles, thus increasing the coefficient of the ultimate elongation. Predictions from the theoretical calculation are in good agreement with the data obtained from the experiments.

Key words: fluid mechanics; coefficient of ultimate elongation; longitudinal magnetic field; shaped charge jet; stability

(责任编辑 丁 峰)