

电作用量在磁驱动固体套筒内爆设计分析中的应用

章征伟 王贵林 张绍龙 孙奇志 刘伟 赵小明 贾月松 谢卫平

Application of electrical action to design and analysis of magnetically driven solid liner implosion

Zhang Zheng-Wei Wang Gui-Lin Zhang Shao-Long Sun Qi-Zhi Liu Wei Zhao Xiao-Ming Jia Yue-Song Xie Wei-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 050701 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20191690

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191690>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

FP-1装置铝套筒内爆动力学过程的一维磁流体力学模拟

One-dimensional magneto-hydrodynamics simulation of magnetically driven solid liner implosions on FP-1 facility

物理学报. 2018, 67(8): 080701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172300>

磁化套筒惯性聚变一维集成化数值模拟

One-dimensional integrated simulations of magnetized liner inertial fusion

物理学报. 2020, 69(3): 035203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191411>

聚龙一号装置磁驱动准等熵压缩实验的一维磁流体力学模拟

One-dimensional magneto-hydrodynamic simulation of the magnetic drive isentropic compression experiments on primary test stand

物理学报. 2018, 67(3): 030702 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171920>

热化学模型对高超声速磁流体控制数值模拟影响分析

Numerical analysis of influence of thermochemical model on hypersonic magnetohydrodynamic control

物理学报. 2019, 68(17): 174702 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190378>

Z箍缩动态黑腔驱动靶丸内爆动力学

Numerical studies on dynamics of Z-pinch dynamic hohlraum driven target implosion

物理学报. 2018, 67(2): 025203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171640>

电作用量在磁驱动固体套筒内爆设计分析中的应用

章征伟 王贵林[†] 张绍龙 孙奇志 刘伟 赵小明 贾月松 谢卫平

(中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621999)

(2019年11月4日收到; 2019年12月23日收到修改稿)

磁驱动固体套筒内爆作为标准柱面冲击/准等熵汇聚压缩加载方式, 在流体动力学、材料物性和聚变能源等领域具有广泛应用前景. 在特定加载条件下, 套筒飞层材料、半径和厚度的选择决定了套筒内爆力学行为, 而电流烧蚀限制了所能选择的参数范围. 通过薄壁套筒假定引入作为动力学参量的电作用量概念, 利用不可压缩零维模型给出了低线电流密度下薄壁套筒尺寸优化设计方法和套筒飞层材料选择的原则; 将修正后的电阻率-电作用量模型嵌入自编的一维弹塑性磁流体力学程序 SOLID 进行模拟计算, 分别与 FP-1 装置及 ZR 装置上的实验结果进行对比, 表明在大径厚比和低线电流密度加载下, 利用电作用量估算内爆速度及利用电爆炸丝实验获取的各阶段电作用量判断套筒物理状态是有效的.

关键词: 固体套筒, 电作用量, 零维模型, 磁流体模拟

PACS: 07.35.+k, 07.55.Db, 52.30.Cv, 75.40.Mg

DOI: 10.7498/aps.69.20191690

1 引言

磁驱动固体套筒内爆指在柱面汇聚构型下利用脉冲功率装置产生的大电流/强磁场驱动固体介质至每秒数公里到数十公里的内爆速度, 通过非冲击/冲击方式产生高压/高能量密度状态. 与其他加载方式不同, 磁压与线电流密度平方成正比, 不存在驱动速度的原理性上限, 且柱面构型下电流产生的磁场具有角向对称性, 因而加载均匀性更高. 作为一种标准柱面加载方式, 磁驱动固体套筒内爆已广泛应用于流体动力学^[1-10]、材料物性^[11,12]和聚变能源^[13-15]等领域.

磁驱套筒内爆概念最早由 Turchi(1973) 等^[16]提出, 并于 20 世纪 90 年代开始大量应用. 根据应用领域不同, 套筒内爆对装置的需求不尽相同, 主要分两类. 1) 脉冲半高宽约几微秒至几十微秒

的“长”脉冲功率装置, 根据原理不同又细分为电容器组装置和爆炸脉冲功率装置, 前者如美国洛斯阿拉莫斯实验室的 Pegasus II^[1]、Atlas^[4] 和 PHELIX^[8] 装置, 美国空军实验室的 Shiva Star 装置^[14], 国内的 FP-1 装置^[10,17-19]; 后者如俄罗斯的圆盘发生器 (disk explosive magnetic generator, DEMG)^[20] 和美国的 Ranchero 装置^[21], 国内的兆安量级螺线圈发生器^[22]. 此类装置的脉冲放电时间长, 可以驱动数厘米量级的大尺寸套筒内爆至每秒数十公里, 主要应用于流体动力学实验和磁化靶聚变能源研究. 2) 脉冲上升沿为亚微秒量级的“短”脉冲装置, 此类装置的代表有美国 Sandia 实验室的 ZR 装置^[12], 国内的 PTS 装置^[23]、CQ 系列装置^[24]. 由于脉冲时间短, 驱动的负载尺寸较小 (直径为几个毫米), 主要用于准等熵压缩实验和 MagLIF 新概念聚变研究. 上述两类实验所用负载的特点亦不同, 前者线电流密度低 (约 1 MA/cm), 负载尺寸大、质量重,

[†] 通信作者. E-mail: wangglzl@163.com

以在尽可能大的空腔内实现高速/高能内爆为目的; 后者线电流密度高 (约 10 MA/cm), 负载尺寸小、质量轻, 以实现靶内尽可能高的流体压力 (达 TPa 量级) 为目的. 无论何种目的, 作为驱动器的套筒飞层必须保持相当的完整性, 也就是套筒本身不能被电流烧蚀作用贯穿. 在不涉及复杂的磁流体力学计算时, 一般可通过流经套筒的电作用量判断金属套筒材料的物理相态 (即固态、液态、气态和等离子体态).

电作用量概念最早是在电爆炸丝的研究中提出的, 其定义为 $Q = \int_0^t j^2 d\tau$, 其中 j 为流过金属丝的面电流密度. Sandia 实验室的 Tucker 和 Toth^[25] 系统研究了包括铝和铜在内的 20 多种金属的电爆炸丝作用过程, 得到了金属电阻率随电作用量的变化关系, 其电阻率涵盖了固/液/气/等离子体态. 表 1 所示为铝的物理状态与电作用量的关系^[18], 其中, Q_{mb} 表示熔化开始, Q_{me} 表示熔化结束, Q_v 表示金属发生气化, Q_b 则表示电爆炸, 此时金属变成蒸气, 电阻率最大, 之后金属蒸汽则变成等离子体态.

表 1 铝的电作用量常数

Table 1. Electrical action constants for aluminum.

物态	电作用量 $Q/10^{16} \text{ A}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-4}$
Q_{mb}	2.52
Q_{me}	3.20
Q_v	4.86
Q_b	6.58

由于电作用量只涉及易于获取的电流波形和初始截面积, 因此常作为套筒飞层完整性的佐证, 但电作用量的内涵并未充分挖掘. 一方面, 电作用量类似于力学中的冲量, 是动量变化的度量, 因此当电流/磁场在套筒内的分布可忽略时, 可作为动力学参量使用; 另一方面, 电阻率/物理状态-电作用量关系是在较低压力的电爆炸丝实验中获取的, 对类似 ZR 上的高线电流密度实验并不适用, 无论是电阻率关系还是相态变化都需要进行修正. 本文通过薄壁套筒假定引入电作用量的概念, 利用不可压缩零维模型围绕 FP-1 装置上的典型加载条件进行计算分析, 给出了套筒尺寸的优化设计方法和套筒材料选取的原则, 其方法可为薄壁套筒内爆负载材料选择及尺寸参数选取提供参考, 同时亦可提供

一维/二维弹塑性磁流体力学模拟的初值条件; 将修正后的电阻率-电作用量模型嵌入自编的一维弹塑性磁流体力学程序 SOL1D 进行模拟计算, 分别与 FP-1 装置上低电流密度的实验结果和 ZR 装置上高电流密度的实验结果进行对比, 获得了不同电流密度加载下套筒内爆行为的基本特征, 并给出了电作用量作为套筒物理状态判据的适用条件.

2 作为动力学参量的电作用量

考虑如图 1 所示的负载构型, r_o 为套筒外半径, Δ 为套筒厚度, 电流 I 沿轴向流过负载外表面, 与自身产生的磁场 B 相互作用即为洛伦兹力. 根据右手螺旋法则, 无论电流从上往下流还是从下往上流, 电磁力本身都指向轴线, 因此套筒总是向轴线运动. 假定 $r_o \gg \Delta$, 即满足薄套筒近似, 则套筒径向运动方程如下:

$$\rho \frac{d^2 r_o}{dt^2} = -\frac{\mu I^2}{8\pi^2 r_o^2 \Delta} = -\frac{\mu J^2}{2\Delta}, \quad r_o \gg \Delta, \quad (1)$$

其中, ρ 为套筒材料密度, μ 为真空磁导率, I 为流过负载的总电流, $J = I/(2\pi r_o)$ 为线电流密度. 由 (1) 式可得套筒外表面速度为

$$V = -\int_0^t \frac{\mu J^2}{2\rho \Delta} d\tau = -\frac{\mu}{2\rho} \int_0^t j^2 \Delta d\tau, \quad (2)$$

其中, $j = J/\Delta$ 表示面电流密度 (根据薄套筒假定, 电流很快扩散至整个截面).

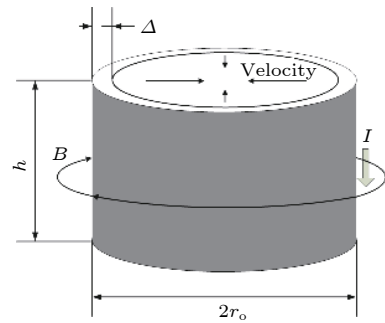


图 1 固体套筒内爆示意图

Fig. 1. The sketch for solid liner implosion.

内爆早期阶段, 由于套筒外半径变化不大, 因此套筒厚度 Δ 也变化不大, 可从积分中移除, (2) 式变为

$$V = -\frac{\mu \Delta}{2\rho} \int_0^t j^2 d\tau = -\frac{\mu \Delta}{2\rho} Q(t), \quad (3)$$

其中, $Q(t)$ 是被称为电作用量的状态变量. 根据定

义可知, 电作用量与力学中的冲量类似, 是动量变化的度量, 因此套筒速度可由电作用量表示. 进而, 电作用量不仅是表示导电金属物态变化的状态量, 也是低线电流密度下薄壁套筒动力学参数变化的内变量. 由 (3) 式可知, 内爆初期套筒外表面速度随 \int 对时间的积分线性增长, 而和电流脉冲的具体形状无关; 套筒速度正比于其厚度和电作用量, 而反比于其密度. 上述结论及其内涵可在第 3 节的零维计算中直观显示.

3 零维模型

在推导电作用量的定义时, 假定套筒负载是薄壁圆柱筒, 而套筒总有一定厚度, 尤其当内爆到轴线附近时, 这一假定将不再适用. 仍考虑如图 1 所示负载构型, 假定套筒材料不可压缩, 可得 $r_i \dot{r}_i = r_o \dot{r}_o$, r_i 是套筒内半径, 于是套筒总动能 E_k 为

$$E_k = \int_{r_i}^{r_o} \frac{1}{2} \rho 2\pi r h dr \frac{r_o^2}{r^2} v_o^2 = \pi \rho h r_o^2 v_o^2 \ln \frac{r_o}{r_i} a, \quad (4)$$

其中, h 为套筒高度, ρ 为套筒密度, v_o 是套筒外表面速度. 假定动能的改变全部来自磁压所做的功且电磁力作用于套筒外表面, 于是

$$\frac{dE_k}{dt} = P_M S v_o = -\frac{\mu_0 h}{4\pi} \frac{v_o}{r_o} I^2, \quad (5)$$

其中, P_M 为磁压力, $P_M = B^2 / (2\mu_0) = \mu_0 I^2 / (8\pi^2 r_o^2)$; S 为套筒外表面面积, $S = 2\pi r_o h$. 综合 (4) 式、(5) 式得到:

$$\frac{dv_o}{dt} = -\frac{v_o^2}{r_o} - \frac{1}{\ln r_o - \ln r_i} \left[\frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 \rho r_o^3} + \frac{v_o^2}{2r_o} \left(1 - \frac{r_o^2}{r_i^2} \right) \right]. \quad (6)$$

在电流 I 已知的条件下, 通过 (5) 式、(6) 式即可对套筒内爆速度、半径和电作用量等参量进行计算. 经验表明, 在线电流密度适度时 (小于 1 MA/cm), 套筒烧蚀并不严重, 套筒内压力也不大, 上述假定具有相当的合理性.

3.1 套筒尺寸优化设计

(3) 式表明当套筒初始外半径/厚度、材料密度及加载电流给定后, 内爆参数就被唯一确定了, 而套筒优化设计就是在给定驱动条件下确定套筒初始半径和厚度的影响. 一般而言, 固体套筒内爆物理实验需要一定的空间进行诊断观测, 因此套筒尺

寸往往是事先给定的. 于是, 在给定半径条件下, 根据物理设计需要确定最优的厚度成为最频繁遇到的问题.

图 2(a) 给出了初始外半径为 15.5 mm 时, 不同厚度 (0.17—0.60 mm) 的铝套筒 (6061 T6) 外表面速度随归一化电作用量的变化, 电流波形为 FP-1 装置固体套筒实验的典型加载条件, 近似为上升沿 7 μ s、最大值 1.81 MA 的正弦波形. 爆炸电作用量 Q_b 表示套筒作为完整金属已经不复存在, 故电作用量达到 Q_b 时固体套筒便达到其速度的极限. 从图 2(a) 可以看出, 内爆初期套筒外表面速度随电作用量近似线性变化, 比例系数和套筒厚度成正比, 后期由于厚度增加导致速度曲线上凹. 以 Q_{me} , Q_v 和 Q_b 3 个特征点为界, 0.27 mm 厚的套筒内爆聚心时刚好完全融化; 0.215 mm 厚的套筒聚心时气化开始; 0.18 mm 厚的套筒聚心时发生电爆炸; 厚度小于 0.18 mm 则套筒还未聚心时便已产生电爆炸, 因此最大速度应是速度曲线和电爆炸线的交

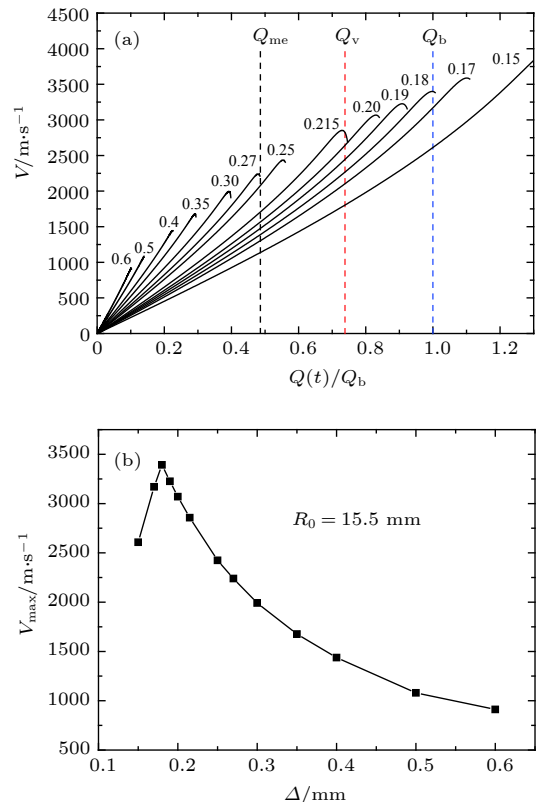


图 2 (a) 不同厚度套筒外表面速度随电作用量的变化; (b) 套筒初始外半径为 15.5 mm 时套筒外表面最大速度随厚度的变化

Fig. 2. (a) The relationship between outer surface velocity and electrical action with various liner thicknesses; (b) the change of outer surface velocity with the liner thickness for initial outer radius $R_0 = 15.5$ mm.

点. 套筒能达到的最大速度和其厚度的关系如图 2(b) 所示. 以 0.18 mm 为分界点, 当厚度比 0.18 mm 小时, 套筒最大速度随厚度近似线性增加, 与 (3) 式所示规律一致; 当厚度比 0.18 mm 大时, 套筒最大速度随厚度减小, 这可由 (1) 式解释, 即套筒加速度与厚度成反比.

上述计算表明, 给定套筒半径时, 存在某一厚度值使得套筒在聚心时刻恰好发生电爆炸, 此时的套筒速度便是最优速度. 推而广之, 当物理实验要求套筒运动至特定位置 (比如 $0.7R_0$) 撞靶, 则套筒运动至该位置恰好发生电爆炸即可获得最大撞靶速度, 一般来说, 套筒撞靶时运动距离越短则获得的最优速度越小, 而相应的初始厚度也越小.

速度并不是唯一考虑的因素, 动量或动能有时也会成为首要考虑的参量. 例如在复合套筒实验中, 为驱动多层复合靶, 飞层必须具有足够的动量, 而在反场构型的磁化靶聚变研究中, 固体套筒被用

于压缩内部等离子体, 则套筒的动能必须足够高. 图 3(a) 和图 3(b) 分别为套筒最大动量和最大动能随厚度及电作用量的变化关系, 计算所用参数不变, 仅撞靶位置变为 $0.7R_0 = 10.85$ mm. 最大动量对应厚度约为 0.57 mm, 相应归一化电作用量为 0.11; 最大动能对应厚度约为 0.2 mm, 归一化电作用量为 0.6; 作为对比, 最大速度对应厚度约为 0.14 mm, 归一化电作用量为 1.0.

上述分析中半径作为不变量出现, 而当加载能力发生变化时, 半径和厚度需重新确定. 仍遵循上述计算参数和最大速度优化原则, 计算不同半径套筒所能达到的最大速度, 如图 4 所示. 结果显示, 最大速度随着半径先增大后减小, 存在最优半径, 其值约为 10.5 mm, 原因则如 (1) 式显示的那样, 过大的半径加速度太小, 而过小的半径则电流还没到达峰值套筒便已聚心, 无法充分利用装置的加载能力.

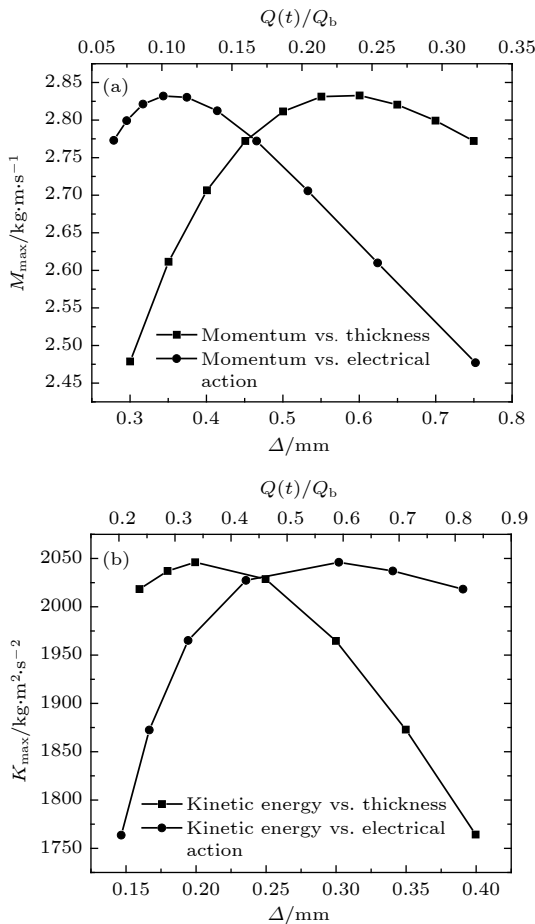


图 3 (a) 最大动量和 (b) 最大动能随套筒厚度及电作用量的变化

Fig. 3. Change of (a) the maximum momentum and (b) the maximum kinetic energy vs. thickness and electrical action.

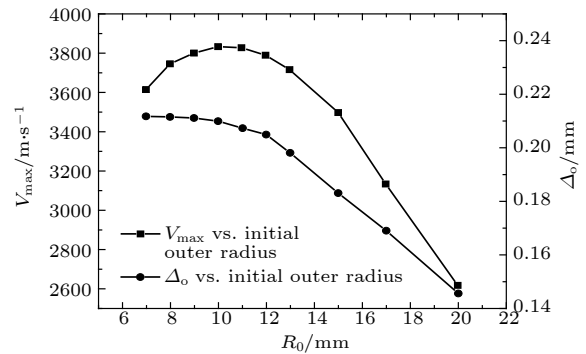


图 4 优化后的套筒速度及对应厚度随初始外半径的变化
 Fig. 4. The optimal velocity and thickness of liner vs. initial outer radius.

由于大部分物理实验需要一个固态密度且内爆过程稳定的套筒飞层, 使用电爆炸作用量 Q_b 作为固体套筒最终速度的判据会显得过于乐观, 故而根据需要可以更改电作用量判据值 (一般都小于 Q_b), 而无论判据值如何, 上述确定最优速度和最优半径的原则仍然适用.

3.2 飞层套筒材料的选择

如前所述, 爆炸电作用量 Q_b 表示套筒作为完整金属已经不复存在, 之后就是所谓的等离子体内爆, 故套筒能被加速的极限为

$$V_{\max} = -\frac{\mu_0 \Delta}{2\rho} Q_b. \quad (7)$$

表 2 典型金属的材料特性数据
Table 2. The material constants for typical metals.

材料	电阻率 $\eta/\mu\Omega\cdot\text{cm}$	密度 $\rho/\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	爆炸电作用量 $Q_b/10^{16}\text{A}^2\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$	$(Q_b/\rho)/10^{10}\text{A}^2\cdot\text{s}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$
铝(Aluminum)	2.82	2.70	6.58	2.44
铜(Copper)	1.77	8.95	17.30	1.93
金(Gold)	2.44	19.30	8.30	0.43
铀(Uranium)	28.00	18.70	3.50	0.19

(7) 式表明, 当空间足够时 (即套筒在内爆聚心之前总能发生电爆炸) 套筒最大速度正比于导体厚度, 比例系数 (Q_b/ρ) 是金属的特征常数, 该结论从图 2(b) 中可以直观看出. 为获得更高内爆速度, 套筒材料应当具有较低的密度且爆炸电作用量也应尽量高, 它们的比例越高越好. 表 2 所示为铝、铜、金和铀的材料特性数据 [25], 可以看出铝具有最高的比例系数, 虽然铜具有更低的电阻率, 但从速度这个参数来说, 铝是最好的材料.

速度并非是衡量套筒材料性能优劣的唯一指标, 在某些实验中需要产生较高的冲击压力. 由于冲击压力涉及飞层套筒和靶套筒两种材料的参数且和撞击速度有关, 所以很难确定一个性能高低的特征量. (8) 式是飞层撞靶压力和撞靶速度及粒子速度的关系:

$$P_L = \rho_T u (C_T + S_T u) = \rho_L (V_{\max} - u) [C_L + S_L (V_{\max} - u)], \quad (8)$$

其中, P_L 为撞靶压力, u 为粒子速度, C 和 S 都是冲击波常数, 下标 T 和 L 表示靶和飞层, V_{\max} 是根据 (7) 式确定的最大速度, 由于其正比于 Q_b/ρ 并假定厚度相同, 则可直接使用表 2 中的系数 Q_b/ρ 作为各自材料飞层的撞靶速度, 其他材料参数取自文献 [26]. 通过将飞层和靶材料分别代入 (8) 式, 可确定撞靶压力 P_L , 计算结果如表 3 所示.

表 3 典型金属的碰撞压力
Table 3. The impact pressure of typical metals.

	铝靶 P_L/GPa	铜靶 P_L/GPa	金靶 P_L/GPa	铀靶 P_L/GPa
铝飞层 (2.44 km/s)	23.5	34.4	40.4	39.6
铜飞层 (1.93 km/s)	26.1	46.4	60.4	59.3
金飞层 (0.43 km/s)	5.5	10.3	14	12.9
铀飞层 (0.19 km/s)	2.2	4.0	5.3	4.8

表 3 表明铜作为飞层, 无论撞击何种靶材料都可产生最高的冲击压力, 故而以冲击压力论, 铜是

最好的材料, 而铝次之. 另外, 铜飞层的速度虽然稍低于铝, 但其密度远大于铝, 因而当需要足够大的动量或能量时, 铜则是比较好的选择.

4 一维弹塑性磁流体模拟

前述低线电流密度 (1 MA/cm) 和大径/厚比 ($r_o/\Delta \sim 30-40$) 分析结果对于薄壁套筒内爆具有很好的适用性, 但对非薄壁套筒内爆, 比如 ZR 上开展的偏离雨贡纽 (off-Hugoniot) 实验 [12], 套筒厚度和半径尺寸相当 (外半径为 3.43 mm, 厚度为 1.53 mm, r_o/Δ 略大于 2), 不仅 (3) 式和零维模型不可用, 且磁扩散过程和内爆时间相当, 电流烧蚀强烈非均匀, 此时必须使用一维磁流体程序模拟烧蚀行为并对电作用量估计套筒物理状态进行修正.

4.1 电作用量的电阻率模型及其修正

一维磁流体模拟的前提是作为材料状态函数的金属导体电阻率已知, 为方便讨论, 选取两个状态变量: 比内能 e 和压力 P . 当电流通过导体时, 电阻率 η 引起当地的功率耗散可表示为

$$w = \eta(e, P) j^2. \quad (9)$$

由于电阻加热的时间尺度远小于热传导, 且没有明显的辐射能流, 因此材料比内能升高全部来自电阻焦耳加热效应. 于是比内能可表达为

$$e(t) = \frac{1}{\rho} \int_0^t \eta(e(\tau), P(\tau)) j^2(\tau) d\tau. \quad (10)$$

假定电阻率和压力无关, 则根据电作用量的定义得到

$$e(t) = \frac{1}{\rho} \int_0^t \eta(e) j^2(\tau) d\tau = \frac{1}{\rho} \int_0^{Q(t)} \eta(q) dq, \quad (11)$$

于是电阻率只是电作用量的函数.

在推导上述模型时, 假定电阻率和压力无关,

这在低压条件下是可以接受的. 如果磁压和流体压力都很高, 则必须考虑材料压缩引起的电阻率变化. 为此, 引入 Burgess 电阻率模型中电阻率-比容关系^[27], 从而得到

$$\begin{aligned}\eta(Q, v) &= v^{2\gamma-1}\eta_0(Q), \\ \gamma &= \gamma_0 - (\gamma_0 - 1/2)(1 - v),\end{aligned}\quad (12)$$

其中, γ 为 Gruneisen 系数, γ_0 为常态下的值, v 为比容, η_0 为由电爆炸丝实验获得的电阻率-电作用量关系.

4.2 一维弹塑性磁流体力学程序

根据固体套筒内爆加载特点, 采用 Wilkins 有限差分格式^[26]编写了多区多介质带空腔打开闭合功能的一维拉氏弹塑性磁流体力学程序 SOL1D. 柱面对称构型下, 忽略辐射及热传导, 其质量、动量和能量守恒及磁扩散方程为:

$$dM/dt = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\rho_0 u}{v} = \frac{\partial \Sigma_r}{\partial r} + (d-1) \frac{\Sigma_r - \Sigma_\theta}{r}, \quad (14)$$

$$\dot{E} - v[s_1 \dot{\epsilon}_1 + (d-1)s_2 \dot{\epsilon}_2] + (P+q)\dot{v} + v\eta j^2 = 0, \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{vB_\theta}{r} \right) = \frac{1}{4\pi\mu} \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\sigma r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\theta) \right), \quad (16)$$

其中, M 为单元网格质量, ρ_0 为初始密度, u 为粒子速度, v 为比容, P 为流体静水压, q 为人工黏性, s 为应力偏量, ϵ 为应变, B_θ 为角向磁场, μ 为磁导率, d 为表征构型的参量, $d = 1, 2, 3$ 分别表示平面、柱面和球面构型.

总应力为

$$\begin{aligned}\Sigma_r &= -(P+q) + s_1 - B_\theta^2/(8\pi\mu), \\ \Sigma_\theta &= -(P+q) + s_2 + B_\theta^2/(8\pi\mu).\end{aligned}\quad (17)$$

应变率可表示为

$$\dot{\epsilon}_1 = \partial u / \partial r, \quad \dot{\epsilon}_2 = u / r. \quad (18)$$

应力偏量和应变率及比容的关系为

$$\begin{aligned}s_1 &= 2G \left(\dot{\epsilon}_1 - \frac{1}{3} \dot{v} / v \right), \\ s_2 &= 2G \left(\dot{\epsilon}_2 - \frac{1}{3} \dot{v} / v \right), \\ s_3 &= 2G \left(\dot{\epsilon}_3 - \frac{1}{3} \dot{v} / v \right),\end{aligned}\quad (19)$$

其中, G 为剪切模量. 而本构方程采用 Steinberg-Cochran-Guinan 模型^[28]:

$$\begin{aligned}Y &= [Y_0(1 + \beta\epsilon^p)^n] \left[1 + bPv^{1/3} - h(T - 300) \right], \\ [Y_0(1 + \beta\epsilon^p)^n] &\leq Y_{\max},\end{aligned}\quad (20)$$

$$G = G_0 \left[1 + bPv^{1/3} - h(T - 300) \right], \quad (21)$$

其中 Y 为动态屈服强度, 当 $T > T_m$ 时, $G = Y = 0$, $T_m = T_{m0}v^{2/3} \exp[2\gamma_0(1-v)]$; ϵ^p 是等效塑性应变; $Y_0, Y_{\max}, G_0, \beta, n, b, T_{m0}$ 均为材料常数. 状态方程采用三项式 Gruneisen 状态方程^[26]:

$$P = k_1(1-v) + k_2(1-v)^2 + k_3(1-v)^3 + \gamma_0 E, \quad (22)$$

其中, E 为比内能, k_1, k_2, k_3 是状态方程常数. 人工黏性采用如下形式:

$$q = C_0^2 \frac{\rho_0}{v} \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 (\Delta r)^2 + C_L \frac{\rho_0 a}{v} \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right) \Delta r, \quad (23)$$

其中, C_L 和 C_0 是常数, $a = \sqrt{P/\rho}$, Δr 为网格间距. 屈服准则采用 von Mises 屈服准则:

$$(s_1^2 + s_2^2 + s_3^2) - \frac{2}{3}(Y)^2 \leq 0. \quad (24)$$

模拟输入条件为实验测量电流或其他感兴趣的电流波形.

4.3 与 FP-1 装置上飞层撞靶实验结果对比

飞层撞靶实验负载区结构及测速探针支架布局分别如图 5(a) 和图 5(b) 所示, 飞层和靶之间及靶内抽高真空 ($< 10^{-3}$ Pa), 测速探针为带垂直反射支架的多点激光测速探头 (photonic Doppler velocity, PDV), 为同时测量靶和飞层速度, 在靶上开两个直径约 3 mm 的腰型孔. 飞层外直径为 31 mm, 内直径为 30 mm, 厚度为 0.5 mm; 靶外直径为 22.4 mm, 内直径为 21 mm, 厚度为 0.7 mm, 飞层和靶材料均为 6061 T6 铝. 实验充电电压为 ± 20 kV, 最大电流为 2.36 MA, 上升沿为 7.0 μ s, 电流波形为正弦曲线. 由于罗氏线圈位于装置汇流板后端, 离靶区仍有一定距离, 故存在电流损失, 本算例中取损失系数为 0.77. 图 6(a) 为 FP-1 装置上套筒飞层撞靶实验的电流波形和测速曲线, 结果表明: 一维计算结果与实验测量值非常吻合, 飞层在 11.6 μ s 撞靶, 此时电流处于下降沿; 同时给出的还有根据 (3) 式计算得到的速度曲线, 该曲线与一维模拟结果及实验值基本吻合. 图 6(b) 分别给出了一维弹塑性磁流体力学模拟和 (3) 式计算得到的飞层速度随电作用量的关系, 内爆前期两者基

本重合, 内爆后期, 当薄套筒近似不再成立时, 两者才出现明显偏差, 在内爆的大部分时间里, 飞层速度和电作用量基本成线性关系。

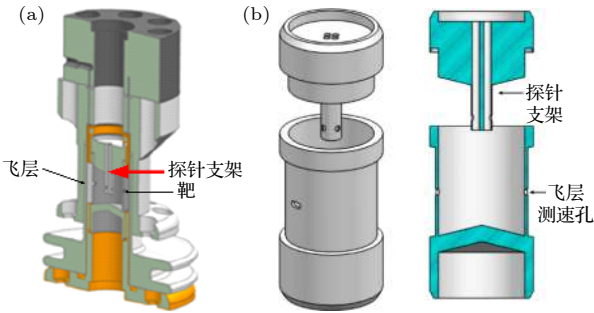


图 5 (a) 冲击撞靶实验负载示意图; (b) 测速探针支架布局
Fig. 5. (a) The configuration of impact experiment liner; (b) the layout of PDV probe.

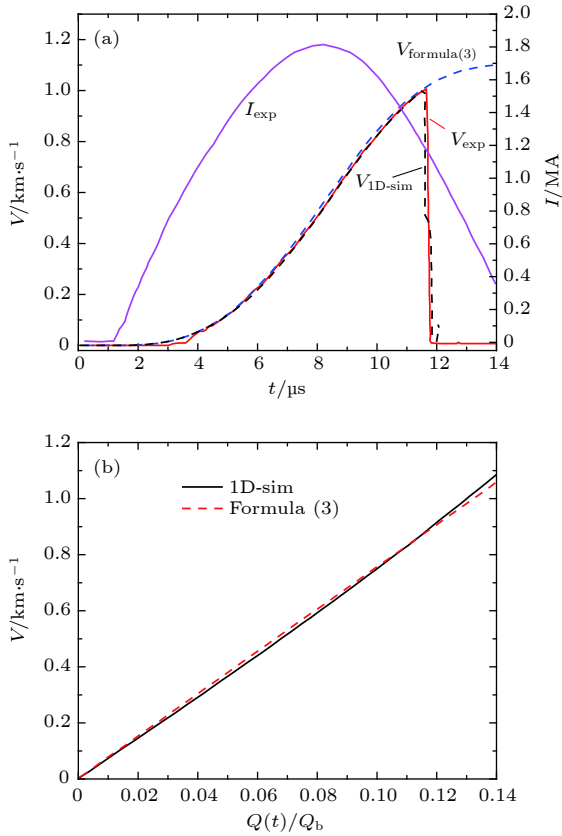


图 6 (a) 测速曲线和计算结果对比; (b) 一维模拟结果和 (3) 式对比
Fig. 6. (a) The measurement velocity profile comparing with the calculated results; (b) the velocity profile of 1D-simulation and formula (3) via electrical action.

4.4 与 ZR 装置上等熵压缩实验结果对比

在 ZR 装置上已开展了多年的平面构型材料状态方程实验^[29], 由于电流密度的限制, 驱动压力很难超过 600 GPa. 而柱面构型下, 磁压正比于

I^2/r^2 , 随着内爆汇聚压缩, 磁压快速增长, 在相同电流条件下可获得更高的压力. 2016 年 ZR 装置上开展了柱面汇聚等熵压缩的高压物态方程实验^[12], 获得超过 1000 GPa 的压力. 实验电流峰值约 16 MA, 上升沿约 900 ns, 负载为双层复合套筒, 外层是铝推进器 (pusher), 内层为样品材料铜, 总厚度为 1.53 mm (其中铝外半径为 3.43 mm, 厚度为 1 mm, 铜样品内半径为 1.9 mm, 厚度为 0.53 mm).

利用 SOLID 程序开展了相应的计算模拟并与测速结果进行对比, 如图 7(a) 所示. 根据套筒尺寸及磁压计算公式 $P = \mu I^2 / (8\pi^2 r^2)$, 磁压上升至铜材料发生屈服时 (120 MPa) 的电流约为 300 kA, 对应的上升时间为 30 ns, 根据铝和铜的声速和各自厚度估计的声速传播时间为 323 ns, 两者相加即得到内界面发生屈服且速度开始起跳的时间为 353 ns, 而实验测量和一维程序计算得到的速度起跳点均位于电流起始位置约 350 ns, 与估算吻合. 图 7(b) 所示为 3.016 μ s 时刻流体静水压、磁

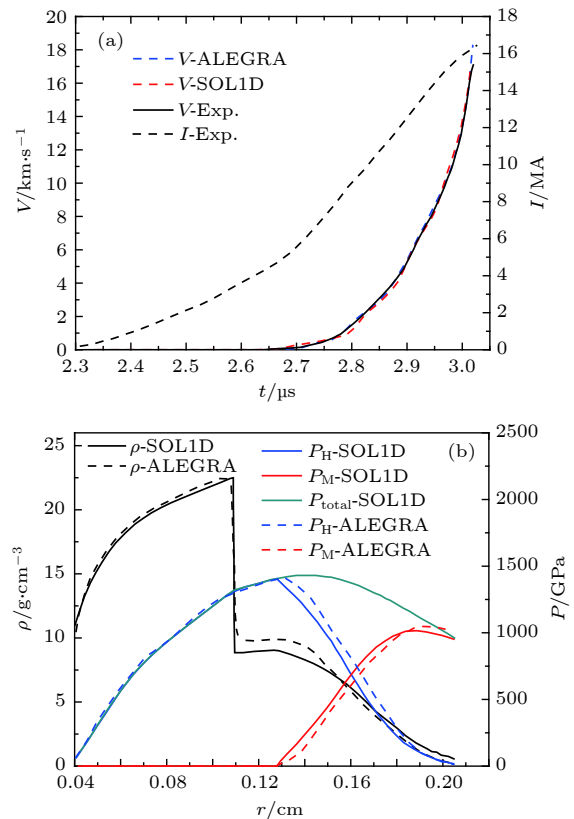


图 7 ZR 上的偏离两贡献实验结果和模拟对比 (a) 测速曲线; (b) 压力、密度剖面
Fig. 7. The comparison of experiment and simulation: (a) The velocity profile; (b) the pressure and density profile.

压、总压和密度空间分布的计算结果,实线是 SOL1D 的计算结果,虚线是 Sandia 实验室二维程序 ALEGRA 的模拟结果,两者大致符合. 根据定义,外层铝套筒的电作用量在 $3.016 \mu\text{s}$ 时为 $10.7 \times 10^{16} \text{ A}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-4}$, 远超过其爆炸电作用量 Q_b , 而 MHD 模拟结果却表明此时磁场还未扩散至铝筒内界面,表明在径厚比相当的情况下,套筒内的烧蚀过程极不均匀,且磁扩散时间与内爆时间可比拟. 进一步分析表明,金属密度升高后电阻率下降,从而抑制磁场和电流的进一步扩散, Q_b 作为套筒飞层烧蚀的判据就显得有些保守,故而加载压力越高,磁扩散越慢,套筒烧蚀完成时对应的电作用量越大.

5 结 论

利用薄壁套筒假定推导出低线电流密度下套筒内爆速度和电作用量之间的关系,结果显示: 1) 内爆初期外界面速度随 r^2 对时间的积分线性增长而和电流脉冲的具体形状无关; 2) 套筒速度正比于其厚度和电作用量,而反比于其密度. 不可压缩零维模拟给出了套筒负载设计优化的原则,即: 1) 当半径固定,内爆聚心时套筒恰好发生电爆炸的套筒厚度可以获得最大速度,而套筒动量和动能均存在最优化的厚度值; 2) 当套筒半径变化时,存在最优半径使得内爆速度最大. 根据发生电爆炸时的速度-电作用量关系,套筒极限速度与厚度成正比,比例系数是金属的特征常数,其值越大则越有利于获得高速内爆飞层. 进一步分析表明,铝是高速内爆的最佳材料,而铜则是获得高压力的最佳材料.

建立了一维弹塑性磁流体力学程序 SOL1D, 根据修正后的电阻率-电作用量关系,分别与 FP-1 装置上的低电流密度/低压力实验和 ZR 上高电流密度/高压力实验进行比对,获得的速度曲线与测量结果较为符合. FP-1 装置套筒内爆的一维模拟结果和实验结果均与 (3) 式符合较好,证明了在薄套筒近似及低线电流密度下利用电作用量估算内爆速度的有效性; ZR 装置等熵压缩实验模拟结果表明,在极高电流密度和压力下,磁扩散过程受到抑制,套筒烧蚀完成时对应的电作用量大于电爆炸丝的实验值 Q_b . 故而,在大径厚比和低线电流密度加载下, (3) 式估算套筒速度及电爆炸丝实验获取

的各阶段电作用量作为套筒物理状态的判据是有效的.

参考文献

- [1] Bowers R L, Brownell J H, Lee H, Mclenithan K D, Scannapieco A J, Shanahan W R 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 4146
- [2] Hammerberg J E, Kyrala G A, Oro D M, Fulton R D, Anderson W E, Obst A W, Oona H, Stokes J 1999 *Los Alamos National Laboratory Report* LA-UR-99-3378 (New Mexico: Los Alamos National Laboratory)
- [3] Degnan J H, Alme M L, Austin B S, et al. 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2681
- [4] Reinovsky R E 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 1563
- [5] Rodriguez G, Roberts J P, Echave J A, Taylor A J 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 3230
- [6] Rodriguez G, Roberts J P, Echave J A, Taylor A J 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 1791
- [7] Turchi P J, Reass W A, Rousculp C L, Reinovsky R E, Griego J R, Oro D M 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 2006
- [8] Rousculp C L, Oro D M, Margolin L G, Griego J R, Reinovsky R E, Turchi P J 2015 *Los Alamos National Laboratory Report* LA-UR-15-25643 (New Mexico: Los Alamos National Laboratory)
- [9] Freeman M S, Cousculp C, Oro D, Kreher S, Cheng B L, Griego J, Patten A, Neukirch L, Reinovsky R, Truchi P, Bradley J, Reass W, Fierro F, Randolph R, Donovan J, Saunders A, Mariani F, Tang Z W 2018 *AIP Conf. Proc.* **1979** 080005
- [10] Zhang Y, Dai Z H, Sun Q Z, Zhang Z W, Sun H Q, Wang P, Ding N, Xue C, Wang G Q, Shen Z J, Li X, Wang J G 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 080701 (in Chinese) [张扬, 戴自换, 孙奇志, 章征伟, 孙海权, 王裴, 丁宁, 薛创, 王冠琼, 沈智军, 李肖, 王建国 2018 *物理学报* **67** 080701]
- [11] Atchison W L, Faehl R J, Lindemuth I R, Reinovsky R E 2005 *Los Alamos National Laboratory Report* LA-UR-04-9044 (New Mexico: Los Alamos National Laboratory)
- [12] Lemke R W, Dolan D H, Dalton D G, Brown J L, Tomlinson K, Robertson G R, Knudson M D, Harding E, Mattsson A E, Carpenter J H, Drake R R, Cochrane K, Blue B E, Robinson A C, Mattsson T R 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 015904
- [13] Degnan J H, Taccetti J M, Cavazos T, Clark D, Coffey S K, Faehl R J, Frese M H, Fulton D, Gueits J C, Gale D, Hussey T W, Intrator T P, Kirkpatrick R C, Kiuttu G H, Lehr F M, Letterio J D, Lindemuth I, McCullough W F, Moses R, Peterkin R E, Jr., Reinovsky R E, Roderick N F, Ruden E L, Shlachter J S, Schoenberg K F, Siemon R E, Sommars W, Turchi P J, Wurden G A, Wysocki F 2001 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29** 93
- [14] Intrator T, Taccetti M, Clark D A, et al. 2002 *Nucl. Fusion* **42** 211
- [15] Sun Q Z, Yang X J, Jia Y S, Li L L, Fang D F, Zhao X M, Qin W D, Liu Z F, Liu W, Li J, Chi Y, Wang X G 2017 *Matter Radiat. Extremes* **2** 263
- [16] Turchi P J, Baker W L 1973 *J. Appl. Phys.* **44** 4936
- [17] Zhang Z W, Wei Y, Sun Q Z, Liu W, Zhao X M, Zhang Z H, Wang G L, Guo S, Xie W P 2016 *High Power Laser and Particle Beams* **28** 045017 (in Chinese) [章征伟, 魏懿, 孙奇志, 刘伟, 赵小明, 张朝辉, 王贵林, 郭帅, 谢卫平 2016 *强激光与粒子束* **28** 045017]

- [18] Zhang S L, Zhang Z W, Sun Q Z, Liu W, Zhao X M, Zhang Z H, Wang G L, Jia Y S 2017 *High Power Laser and Particle Beams* **29** 105002 (in Chinese) [张绍龙, 章征伟, 孙奇志, 刘伟, 赵小明, 张朝辉, 王贵林, 贾月松 2017 *强激光与粒子束* **29** 105002]
- [19] Zhang S L, Liu W, Wang G L, Zhang Z W, Sun Q Z, Zhang Z H, Li J, Chi Y, Zhang N C 2019 *Chin. Phys. B* **28** 044702
- [20] Faehl R J, Anderson B G, Clark D A, et al. 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 1972
- [21] Goforth J H, Atchison W L, Colgate S A, et al. 2009 *Los Alamos National Laboratory Report* LA-UR-09-04121 (New Mexico: Los Alamos National Laboratory)
- [22] Sun Q Z, Liu W, Liu Z F, Chi Y, Dai W F, Fang D F, Sun C W 2009 *High Power Laser and Particle Beams* **21** 1571 (in Chinese) [孙奇志, 刘伟, 刘正芬, 池原, 戴文峰, 方东凡, 孙承伟 2009 *强激光与粒子束* **21** 1571]
- [23] Wang G L, Guo S, Shen Z W, et al. 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 196201 (in Chinese) [王贵林, 郭帅, 沈兆武, 等 2014 *物理学报* **63** 196201]
- [24] Cai J T, Wang G J, Zhao J H, Mo J J, Weng J D, Wu G, Zhao F 2010 *Chinese Journal of High Pressure Physics* **6** 455 (in Chinese) [蔡进涛, 王桂吉, 赵剑衡, 莫建军, 翁继东, 吴刚, 赵峰 2010 *高压物理学报* **6** 455]
- [25] Tucker T J, Toth R P 1975 *Sandia National Laboratory Report* SAND-75-0041 (New Mexico: Sandia National Laboratory)
- [26] Wilkins M L 1999 *Computer Simulation of Dynamic Phenomena* (Berlin: Springer) pp63–64
- [27] Bruggess T J 1986 *Sandia National Laboratory Report* SAND-86-1093 C (New Mexico: Sandia National Laboratory)
- [28] Steinberg D J, Cochran S G, Guinan M W 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 1498
- [29] Kraus R G, Davis J P, Seagle C T, Fratanduono D E, Swift D C, Brown J L, Eggert J H 2016 *Phys. Rev. B* **93** 134105

Application of electrical action to design and analysis of magnetically driven solid liner implosion

Zhang Zheng-Wei Wang Gui-Lin[†] Zhang Shao-Long Sun Qi-Zhi Liu Wei
Zhao Xiao-Ming Jia Yue-Song Xie Wei-Ping

(*Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621999, China*)

(Received 4 November 2019; revised manuscript received 23 December 2019)

Abstract

As a typical cylindrical-convergent drive technique, magnetically driven solid liner implosion could compress interior substance with a shock or quasi-isentropic manner, which has been widely used to investigate the hydrodynamic behavior, the dynamic characteristics of material and fusion energy and so on. For a specific facility, the implosion parameters depend on material, radius and thickness of the liner, and the ablation of liner restrict the optional parameters. The concept of electrical action is introduced via thin shell model, which not only is the representation of states for conductive metal, but also indicates the change of liner velocity under the condition of thin shell hypothesis. The result shows that the outer velocity of liner increases linearly with electrical action and is directly proportional to liner thickness but inversely proportional to liner density. The incompressible zero-dimensional model is used to calculate the dynamic parameters of thin shell liner, including the implosion time, the outer interface velocity, the implosion kinetic energy, and the electrical action under the condition of low linear current density. There exist optimal radius and thickness which can achieve the maximum velocity, momentum, and kinetic energy. The aluminum is suitable for reaching higher velocity and the copper can obtain higher pressure according to a proportionality coefficient Q_b/ρ which is an intrinsic quality of metal. A one-dimensional (1D) elastic plastic magnetic hydrodynamic code which is called SOL1D is developed to simulate liner implosion behavior. The modified relationship between resistivity and electrical action is introduced to SOL1D, which can adapt higher hydrodynamic pressure. According to current waves, the 1D code can be used to simulate liner implosion behavior for all kinds of current densities. The 1D simulation liner velocity is in agreement with both the experimental results and the electrical action model for liner implosion experiment on FP-1 facility. The simulation of isentropic compression experiment at ZR facility shows that the magnetic diffusion process is suppressed at extra high current density and hydrodynamic pressure, and the electrical action is larger than the experimental value of wire electrical explosion. The zero-dimensional (0D) and 1D simulation show that estimating the liner velocity and liner phase changing via the electrical action are suitable when thin shell hypothesis and low current density assumption are satisfied.

Keywords: solid liner, electrical action, zero-dimensional model, magneto-hydrodynamics simulation

PACS: 07.35.+k, 07.55.Db, 52.30.Cv, 75.40.Mg

DOI: 10.7498/aps.69.20191690

[†] Corresponding author. E-mail: wangglzl@163.com