

**CNIC-01681**  
**IAPCM-0027**

**金属丝等离子体形成数值模拟  
研究的初步设想**

**A TENTATIVE OPINION OF  
MODELING PLASMA FORMATION IN  
METALLIC WIRE Z PINCH**  
*(In Chinese)*

**中国核情报中心**  
China Nuclear Information Centre

CNIC-01681  
IAPCM-0027

# 金属丝等离子体形成数值模拟的初步设想

丁 宁

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京, 100088)

## 摘 要

在分析 Z-pinch 内爆等离子体研究发展动态基础上, 阐述了开展金属丝等离子体形成研究的重要性, 调研了近年来大量单丝、多丝实验工作, 提出将金属丝等离子体形成分两个阶段描述, 即: 金属丝电爆炸阶段的磁流体动力学描述和丝等离子体形成阶段的磁流体动力学描述。

关键词: Z-pinch 内爆等离子体 金属丝等离子体形成 数值模拟 磁流体动力学

# **A Tentative Opinion of Modeling Plasma Formation in Metallic Wire Z Pinch**

*(In Chinese)*

DING Ning

(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing, 100088)

## **ABSTRACT**

Numerous experiments in both single wire and in wire arrays have attracted much attention. For the wire array Z-pinch implosions the plasma formation in the metallic wire Z pinches is a key question. By means of analyzing a number of single-wire and multi-wire experiments, two models to describe the behavior of a wire array Z-pinch in initial phase are suggested. In this phase each wire carries a rising current and behaves independently in a way similar to that found in single wire Z-pinch experiments in which a comparable current in one wire is employed. Based on one- or/and two-dimensional magnetohydrodynamics (MHD) theory, one model is used to simulate the electrical explosion stage of the metallic wire, another is used to simulate the wire-plasma formation stage.

**Key words:** Z-pinch implosion, Plasma formation, Metallic wire, Numerical simulation, MHD theory

## 引言

Z-pinch 技术在聚变、高强度 X 射线源、中子辐射源、粒子加速器上高能量束的测试、X 射线激光等方面有着广泛应用前景。Z-pinch 的概念简言之就是一个载有纵向（沿  $z$  方向）电流的等离子体柱，经历自激发（沿  $\theta$  方向）磁场产生的径向向内的磁力（洛伦兹力）作用。向内箍缩的力若使等离子体加速运动，则称为动力学箍缩（dynamic pinch），也称为快过程 Z-pinch；若与等离子体热压力产生的向外的力保持平衡，从而约束等离子体，则称为平衡箍缩（equilibrium pinch）。这两类 Z-pinch 有不同之处，如：动力学 Z-pinch 的等离子体剖面是中空的，平衡 Z-pinch 的等离子体剖面是密度分布在轴上通常为最大的扩散型剖面。然而它们又有共性，即都具有不稳定性。Z-pinch 内爆等离子体的磁流体动力学不稳定性（如：磁场驱动的 Rayleigh-Taylor 不稳定性等）曾在过去很长一段时间是 Z-pinch 研究发展的“瓶颈”，不稳定性问题的解决是 Z-pinch 技术提高的关键。正是由于 Z-pinch 内爆对 Rayleigh-Taylor (RT) 不稳定性非常敏感，人们采用了许多技术来抑制或减缓 RT 不稳定性增长，幸运的是在 20 世纪 90 年代中期，Sandford 等人<sup>[1]</sup>在美国 Sandia 国家实验室的 Saturn 装置上，用铝 (Al) 丝阵作负载进行 Z-pinch 内爆实验发现，通过减小丝间隙，有效减缓了 Rayleigh-Taylor 不稳定性增长，使得 X 射线功率突破 20 TW 猛增到 85 TW，取得了突破性进展，Saturn 的这个实验已成为 Z-pinch 研究的一个里程碑，见图 1。尤其是 Sandia 实验室继在 Saturn 装置上的重要实验以后，又在更大的装置——Z 上进行了一系列 Z-pinch 实验<sup>[2~6]</sup>。1998 年 Spielman 等人<sup>[2]</sup>在 20 MA 的 Z 装置进行钨 (W) 丝阵 Z-pinch 实验，用 240 根 7.5  $\mu\text{m}$  直径的钨丝做成高 2 cm，直径 4 cm，总质量 4.1 mg 的丝阵负载，获得 X 射线功率约 200 TW，X 射线能量接近 2 MJ，显然这个结果比 Saturn 装置上的铝丝阵实验结果<sup>[1]</sup>大大提高了一步，紧接着 Deeney 等人<sup>[3]</sup>也是在 Z 装置上做金属丝阵 Z-pinch 实验，与文献[2]一样，也选用钨丝，但与文献[2]不同的是首次采用嵌套丝阵，外层直径 4 cm 布 240 根钨丝，内层直径 2 cm 布 120 根丝，实验证明这种嵌套丝阵有效减缓了 RT 不稳定性，获得射线功率比单层丝阵<sup>[2]</sup>增加了 40%，达到  $280 \pm 40$  TW，X 射线能量达到 1.75 MJ，辐射脉宽 4 ns，双层丝阵 Z-pinch 又将 X 射线功率等指标提高一大步。同年 Apruzese<sup>[4]</sup>等人在 Z 装置上进行了 Al:Mg 合金丝阵 Z-pinch 实验，证明 K-壳层 X 光产额 (yield) 随这种合金丝阵质量减小（如：3.6 mg/cm 减到 1.3 mg/cm）而明显增加（从 68 kJ 加到 152 kJ），K-壳层 X 射线功率也明显增加（2.6 TW 增加到 8.4 TW），Apruzese 等人的实验使人们认识到负载质量以及负载材料的原子数对 Z-pinch 等离子体 K-壳层 X 射线辐射品质影响很大。目前，在 Z 装置上低于 keV 辐射的 Z-pinch，电磁能转换成 X 射线辐射能的效率可以达到 20%，而光能量达到 1~3 keV 的 Z-pinch，能量转换效率只有 5%~20%。对于某些应用，如辐射与材料相互作用，原子物理测量等，需要大于 4 keV 的光能量。于是 Deeney<sup>[5]</sup>等人又在 Z 装置做了钛 (Ti) 丝阵 Z-pinch 实验，目的是为了获得 X 光能量大于 keV 的辐射，他们用 80~140 根直径为 20.3~25.4  $\mu\text{m}$  钛丝做成直径 2 cm，长 2 cm，质量为 1.32~2.06 mg/cm 的丝阵负载，在 Z 装置上获得了 K-壳层辐射总能量  $125 \pm 20$  kJ，辐射脉宽 10~18 ns，峰值电子温度  $2.7 \pm 0.1 \sim 3.2 \pm 0.2$  keV。最近 Sze 等人<sup>[6]</sup>首次报道了他们在 Z 装置上的气体负载 Z-pinch 实验结果，用线质量为 0.8 mg/cm 的双层氩气负载内爆获得了 K-壳层 X 射线输出达到  $274 \pm 24$  kJ，峰值功率 15 TW，

脉宽 12 ns。

总之，上述实验已经为用 Z-pinch 产生的 X 光源驱动惯性约束聚变<sup>[7]</sup>以及其它应用提供了重要依据。Z-pinch 有可能成为 ICF 的一种转换效率高、造价低的驱动源<sup>[8, 9]</sup>。

实验<sup>[1~5]</sup>已经证明金属丝阵负载比其它负载能更好地改善 Z-pinch 等离子体的均匀性，从而获得更高的 X 射线功率。丝阵 Z-pinch 技术成功后，可以为 ICF，天体物理喷射现象以及特殊环境下材料特性等研究提供各种强 X 射线源。众所周知，在丝阵 Z-pinch 实验中内爆（聚爆）阶段发生以前，在一开始的 50~100 ns 电流上升阶段（每根丝通过电流 0~1 kA），经历了丝加热、爆炸和等离子体形成过程，研究从冷丝状态开始的丝爆炸、等离子体形成初始阶段非常重要，因为它为丝阵内爆动力学提供了初始条件，而且丝阵等离子体形成过程直接影响内爆品质的好坏。正因为如此，单丝（或多丝）爆炸、等离子体形成实验<sup>[10~17]</sup>就成了近年来 Z-pinch 研究的热点之一。

英国帝国学院 Blackett 实验室发表在《Physical Review Letters》上的文章<sup>[10, 16]</sup>指出，单丝形成的等离子体都是非均匀的，具有“芯-晕”结构，即在 10~20  $\mu\text{m}$  直径的高密度芯周围有直径为 mm 量级的等离子体晕，他们给出了丝阵 Z-pinch 等离子体形成动力学的实验测量结果，观察到了早期单独的每根丝上的无关联不稳定性（特征波长约为 0.5 mm），以及到后期由于相邻丝之间晕等离子体的融合发展成的全域  $m = 0$  不稳定性（特征波长的 2 mm），指出丝的芯-晕结构以及它的持续性决定了 Z-pinch 中的扰动发展，它是不稳定性发展的根源，这种非均匀结构导致系统扰动的存在，芯的特征尺寸决定了非均匀的空间尺寸，也决定了随后的 RT 不稳定性的发展，他们的工作为丝阵 Z-pinch 内爆等离子体 RT 不稳定性研究提供了重要的实验依据。

从 1999 年开始美国 Cornell 大学等离子体研究实验室开展了大量单丝、多丝实验<sup>[11~15, 17]</sup>，Shelkovenko 等人<sup>[11]</sup>用一个 450 kA, 100 ns 的脉冲功率加速器研究从单丝爆炸或多丝爆炸开始的等离子体形成，观察到了从低 Z 材料到高 Z 材料（Al 到 Au）的金属丝形成的高密度膨胀芯结构，以及晕等离子体。实验证明，高 Z 金属材料（如：W, Pt, Au），在电流开始后 40~70 ns，丝芯直径达到初始丝直径的 4~10 倍，他们首次发现预热过的丝比未经预热从室温开始的丝，通电加热后高密度芯等离子体以及丝之间的等离子体看起来更均匀，参见图 2, 3。随后 Pikuz 等人<sup>[12]</sup>专门进行了钨丝爆炸初始等离子体的密度测量，进一步证明钨丝预热后，除掉了吸附在丝表面上的气体和碳氢化合物，可以增加晕等离子体中的质量，而且均匀性也比没有预热的情况好。在单丝、多丝实验中观察丝等离子体形成过程的密度变化和均匀性非常重要。另外，测量丝的膨胀率也非常重要，因为丝阵中每根丝的膨胀是解释丝阵内爆成功的关键，对在 Z-pinch 装置上丝阵负载特性的改善和使用更大功率的加速器而言，需要以深入理解丝初始状态的基本物理特性为基础。于是，Cornell 大学又相继开展了钨丝、铝丝以及其它不同材料金属丝膨胀率的测量工作<sup>[13, 15~17]</sup>。Pikuz<sup>[13]</sup>详细描述了从实验观察到的钨丝通上 2~5 kA 电流的膨胀过程，指出爆炸丝芯是一个多态类泡沫状结构，见图 4, 5。在丝阵中，晕等离子体掠过每根丝，朝丝阵的质心汇聚，因此一部分功率仍可能传递给芯，导致它继续加热、汽化。Sinars 等人<sup>[15]</sup>专门研究了爆炸铝丝的膨胀率，发现铝丝与钨丝比较，在相同条件下，有更大的膨胀率，电压崩坍（the voltage collapse）瞬间后大致 25 ns，铝丝芯部的膨胀率为 1.4~2  $\mu\text{m}/\text{ns}$ ，而钨丝膨胀率比较低，只有 ~0.1  $\mu\text{m}/\text{ns}$ 。另外，铝丝膨胀的轴向均匀性也比钨丝好。正

是因为铝丝膨胀如此之快，Sandia Z 装置的预脉冲电流在主脉冲到达之前，就有可能出现在柱形壳上几乎是连续的铝蒸发，这就解释了用铝丝阵可以达到强 X 射线辐射<sup>[9]</sup>的实验结果。Sinars 等人<sup>[14]</sup>接着又研究了不同材料经过绝缘涂层（insulating coatings）处理的金属丝等离子体形成过程，结果发现，有绝缘涂层的金属丝爆炸，高密度丝芯的膨胀率明显增加，绝缘作用似乎通过拖延丝周围等离子体的形成，提供了附加的丝加热，于是延长电阻加热过程明显增加了高密度丝芯的膨胀率。Sinars 等人<sup>[17]</sup>后来利用这一实验结果研究了不同材料金属丝的膨胀率，指出初始能量沉积的多少和快慢影响丝芯的膨胀率和均匀性。金属丝最快的均匀膨胀发生在初始能量沉积是全部汽化丝所需能量的大部分的时候。当有相对汽化能量低得多的能量沉积在丝材料中时，就会出现复杂的内部结构，而且膨胀慢也不均匀。金属丝电阻加热阶段能量沉积的多少对丝芯膨胀和均匀性有很大影响，他们进一步证明金属丝的绝缘涂层作用使丝电阻加热过程延长，增加了沉积在丝中的能量，从而高密度丝芯膨胀率增大。以上金属丝等离子体形成实验对解释 Z-pinch 内爆等离子体产生强 X 光辐射具有重要意义，也为进一步深入开展 Z-pinch 等离子体 RT 不稳定性研究提供了重要依据。

## 1 金属丝等离子体形成理论研究的意义

根据 Haines 的直观推断模型<sup>[18]</sup>，金属丝阵 Z-pinch 内爆过程可以分成四个阶段（见图 6）：(1) 单丝加热、溶解、汽化、膨胀阶段。电流通过冷丝，丝被欧姆加热，金属丝电阻率与温度成正比，温度急速上升，经过两个相变点后开始汽化，体积膨胀；(2) 丝被加热后产生的气体继续在大电流作用下，被击穿（电离）形成等离子体壳；(3) 等离子体壳在自身磁场的洛伦兹力作用下向中心轴加速运动，在此阶段电磁能转换成等离子体的动能和内能；(4) 高速运动（ $10^7 \sim 10^8$  cm/s）的等离子体在中心轴附近停滞产生强 X 光辐射，动能转换成了辐射能。

尽管目前 Z-pinch 内爆等离子体获得的 X 射线功率较之 1995 年以前有了惊人的提高，在 Z 装置上已经接近 300 TW，见图 1。然而这种技术在很大程度上仍然凭借经验，将其进一步提高并广泛应用还缺乏理论指导，原因是缺乏描述从单根固体丝到内爆等离子体形成过程的详细物理模型和数值模拟。另外，在模拟 Z-pinch 内爆全过程时不能缺少关于 (1)、(2) 过程的模拟。

在 Z-pinch 等离子体中磁流体 RT 不稳定性的发展是获得高效率 X 射线辐射的最大障碍，Z-pinch 内爆对 RT 不稳定性非常敏感，而丝等离子体的加热、膨胀及结构在决定由 RT 不稳定性引起的扰动中起关键作用<sup>[16]</sup>，研究金属丝到等离子体的形成过程，对寻找抑制 RT 不稳定性的方法是非常有必要的。

模拟 Haines 所指的(3)、(4)阶段的大量理论工作<sup>[19~23]</sup>，大部分是将丝爆炸形成的等离子体假设成一个密度均匀分布的薄壳，显然这与实际情况相差比较大，而丝等离子体形成的模拟结果可以为模拟(3)、(4)过程提供更合理的初始条件，单丝、多丝实验<sup>[10, 24~33]</sup>已经观察到金属丝爆炸过程产生的双成分结构——“芯-晕”结构，即一个低密度等离子体晕围绕着高密度的芯，直到放电后期都维持这种结构。这些实验结果需要用理论模型描述，并给出详细的数值模拟结果。

总之，研究丝加热膨胀到等离子体形成对解释已成功的 Z-pinch 实验是很有必要的，而且，对 Z-pinch 装置负载改进、以及设计新装置也是必需的。

## 2 金属丝等离子体形成的物理过程

乍看起来决定丝完全汽化和电离的时间似乎是计算能量沉积到丝材料中的简单事情。考虑一根  $7.5\ \mu\text{m}$  直径， $2\ \text{cm}$  长的钨丝，每 ns 流过电流  $1\ \text{kA}$ ，因为电流趋肤深度远远大于丝半径，所以欧姆加热是体效应。利用电阻性模型分析，在初始的  $0.75\ \text{ns}$  就有  $78\ \text{mJ}$  的能量沉积到丝材料中，这部分能量提供了丝熔解和汽化的潜热，钨丝被加热到了汽化温度，而进一步沉积  $85\ \text{mJ}$  的能量只需要  $0.15\ \text{ns}$ ，这部分能量则把汽化的介质加热到电离温度，提供了初始的电离能，整个过程 ( $\sim 1\ \text{ns}$ ) 与电流上升时间 ( $\sim 100\ \text{ns}$ ) 相比非常短。这似乎是我们所期望的，全部钨丝在一瞬间都变成了等离子体。然而，事实并非如此，在这个描述中我们忽略了一个重要事实，即没有考虑钨丝在真空中熔解汽化时介质的不均匀性，实际上丝表面介质一旦蒸发进入真空，密度就会立即下降。

实验<sup>[13]</sup>为我们描述了金属丝通过大电流 ( $\sim\ \text{kA}$ ) 后加热、熔解汽化、形成“芯-等离子体晕”结构的详细物理过程。一开始，欧姆加热能快速把能量沉积到钨丝中，加热丝 (一根直径  $7.5\ \mu\text{m}$ ，长  $1.04\ \text{cm}$  的钨丝) 至熔解温度 (钨的溶解温度约  $3400\ \text{K}$ ) 需要  $10\ \text{ns}$  时间，溶解后，电流继续通过液态钨，电阻率仍然与温度成正比，温度继续增加，很快超过沸点温度 (钨的沸点温度约  $5700\ \text{K}$ )，这个过程只需要  $2\sim 4\ \text{ns}$ ，超热液态钨在整个体积内沸腾，热蒸汽气泡的膨胀克服液体的表面张力，随着气泡的变大或凝聚，形成了我们所观察到钨凝聚体内的类似泡沫结构，见图 4, 5。然而在明显的膨胀以前，加在钨丝上的电压击穿了从凝聚体释放出的气体和凝聚体 (丝) 表面蒸发出来的丝材料组成的蒸气。现在关键就在汽化后会发生什么现象？

一旦钨丝材料从表面蒸发开始进入真空，汽化介质的密度明显下降，由于电压击穿发生电离，出现一个低密度的部分电离的等离子体晕。其实，一开始气体晕的电阻率和凝聚态的芯的电阻率相当，由于晕的截面积比芯的大得多 (约  $10:1$ )，所以，电流大部分就分流到晕区，晕区密度低，导致比热率低、电阻大，于是欧姆加热使得温度继续上升，晕区气体开始电离，形成等离子体，当晕等离子体达到 Spitzer 区域时，电阻率随温度  $T^{1/2}$  减小，此时大电导率的等离子体形成，又引起分流电压降，加在凝聚体芯上的电压几乎为零，这就是说再没有电磁能量直接传递给剩下的高密度芯，芯材料的进一步加热电离则依赖于从晕区到芯部热能和磁通的扩散，因为这种扩散时间与电流上升时间相当，所以芯部材料的汽化电离比较慢，于是这种“芯-晕”结构也许能维持到放电后期。

金属丝等离子体形成的“芯-晕”结构特征<sup>[10, 11, 13, 16]</sup>：

- (1) 放电开始后不到  $10\ \text{ns}$  就出现“芯-晕”结构，能量沉积从冷的芯部储能区移到晕区，电流分流。
- (2) 芯区特征半径  $10\ \mu\text{m}$  量级，芯区密度高、电流小、温度低，处于凝聚态或气态。
- (3) 晕区特征半径  $\text{mm}$  量级，晕区密度低、电流大、温度高，电离形成等离子体，在表面有等离子体膨胀。
- (4) 芯材料的进一步电离依赖于热能和磁通从晕区到芯区的扩散。

- (5) “芯-晕”结构可以维持到放电后期。
- (6) 高密度芯和晕等离子体之间有一个很陡的边界。

### 3 描述金属等离子体形成的物理模型

#### 3.1 金属丝电爆炸的“冷起点”模拟

实验上根据金属丝电爆炸放电电流与时间的关系曲线，一般电流-时间变化分三个区间：电流首脉冲、电流间隙和再次放电。在电流首脉冲区间，丝爆炸发展根据密度变化可以分成两个阶段，一个是固态金属丝的加热、熔化，变成液态金属达到汽化状态前的阶段，称为初始阶段，其间密度变化不大。另一个是随后金属从液态向气态相变，在芯周围形成急剧膨胀的初始等离子体晕，称为丝电爆炸的本征阶段，在此阶段密度变化大，导电机理也有很大变化。根据实验条件的不同，电流-时间变化的后两个区间可以不存在。

我们所要进行的金属丝电爆炸“冷起点”模拟，就是研究在电流首脉冲期间金属丝爆炸从室温开始加上大电流后的初始阶段到本征阶段的物理过程，给出金属丝电爆炸时介质边界与电流、电压的关系及密度分布，分析金属丝电爆炸的运动发展过程。用电阻率与输入能量之间的关系，了解金属丝电爆炸的机理和不同的爆炸阶段，从而对金属丝电爆炸的密度、能量等时空变化有一定了解。

为了描述金属丝电爆炸的磁流体动力学性质，采用单流体 MHD 物理模型，假设在金属丝电爆炸本征阶段出现的蒸汽和周围的介质中，没有紧接着的强电流放电，于是不考虑导热性和辐射输运，描述金属丝电爆炸的近似方程（在 Euler 坐标下，采用高斯单位制）是：

连续性方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

动量方程

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla P + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

其中  $P$  是热压强  $p$  和人为粘性  $q$  之和，即：  $P = p + q$ 。

能量方程

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \epsilon) + \nabla \cdot (\rho \epsilon \mathbf{u}) = -P \nabla \cdot \mathbf{u} + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \quad (3)$$

电磁场方程

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (6)$$



以上方程组的未知量有 $\rho$ ,  $\mathbf{u}$ ,  $p$ ,  $q$ ,  $\varepsilon$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{E}$ , 其数目比方程的个数多了两个, 所以还要引进描述流体介质性质的方程, 即, 状态方程

$$P = P(\rho, T) \quad (7)$$

$$\varepsilon = \varepsilon(\rho, T) \quad (8)$$

$T$  是温度。给出内能 $\varepsilon$  就可以根据式 (8) 求出金属丝爆炸过程介质的温度。

另外, 电路方程

$$\frac{d}{dt} [(L_0 + L_z)I] = V(t) - R_0 I - R_z I \quad (9)$$

$$\frac{dV(t)}{dt} = -\frac{I}{C_0}$$

是系统的一个介质边界条件。式 (9) 中  $V(t)$  是脉冲电源输出电压,  $R_0$  是回路固有电阻,  $L_0$  是回路固有电感,  $R_z$  是负载 (金属丝) 电阻,  $L_z$  是负载电感。初始时刻,  $I(0) = I_0$ ,  $V(0) = V_0$ 。

在我们所考虑的系统, 物质参数 (物性量) 只有一个, 即电导率 $\sigma$ 。强电流通过介质产生的焦耳热为系统提供能量, 电磁力和热压力是驱使介质运动的力。因为我们只考虑金属丝电爆炸初始阶段和本征阶段, 也就是 Haines 模型的(1)阶段, 所以假设系统是单温的、无粘性的, 而且忽略热传导, 无辐射, 没有电离发生, 另外, 流体运动速度很低 (但不为零), 于是在磁流体力学方程组中的欧姆定律

$$\mathbf{j} = \sigma \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{u} \times \mathbf{B} \right) \quad (10)$$

中略去了 $\frac{1}{c} \mathbf{u} \times \mathbf{B}$  项, 把介质近似处理为静止的。

给出合适的初边值条件, 确定计算范围, 选用较准确的状态方程和电导率, 用方程组式 (1) ~ (8) 就可描述金属丝电爆炸初始状态, 即等离子体形成以前丝密度的变化, 体积的膨胀, 能量变化 (或温度) 与回路电流的关系, 以及初始丝质量和脉冲电流放电参数对丝密度、体积以及温度变化的影响。

### 3.2 金属丝爆炸等离子体形成过程的模拟

在考虑了金属丝电爆炸初始状态 (即 Haines 模型的(1)阶段) 后, 我们要进一步考虑金属丝爆炸等离子体形成的过程, 即 Haines 模型的(2)阶段, 这里暂时不考虑丝阵爆炸后, 丝与丝周围等离子体融合形成等离子体壳的情况。我们研究单丝如何在大电流作用下爆炸产生等离子体, 并形成“芯-晕”结构。

Sinars 等人<sup>[9]</sup>的实验给出了爆炸铝丝 (铝丝直径 12.7~25  $\mu\text{m}$ , 初始电流 200 A, 到 350 ns 时电流上升了 1~4.5 kA) 膨胀率的测量结果, 我们用参考文献[34]的物理模型对这个铝丝等离子体形成过程进行磁流体动力学描述。

对系统作单流体假设, 单丝爆炸等离子体形成近似为角向均匀的, 于是采用二维柱坐标, 尽管在低温 ( $\sim 1$  eV), 高密度 ( $\sim 10^{22}$   $\text{cm}^3$ ) 下等离子体中电子-离子能量弛豫时间约为 0.1 ns, 电子和离子通过库仑碰撞能够很快达到热力学平衡, 可以用单温近似, 但

是，在金属丝电爆炸开始阶段，尤其是在凝聚态（固-液态）时，系统中以电子与中性原子碰撞为主，能量弛豫时间和温度的平方根成反比，温度越低能量弛豫时间越长，于是系统中无法达到热力学平衡，所以，仍然要采用双温假设。

电子的状态方程要包括简并、核势以及变换作用等，而离子的状态方程直接用理想气体状态方程近似。电离平衡方程采用 Thomas-Fermi 模型，求出电离度、电离能以及每个电离态的数密度变化率。关于电子的输运行为采用 Lee 和 More<sup>[35]</sup> (L-M) 的模型描述，L-M 输运模型给出了用动力学理论导出的一套完整的适用密度、温度范围很宽的输运系数，它包括了简并修正、强耦合效应、磁场修正等。而对离子仍采用 Spitzer<sup>[36]</sup>和 Brginskii<sup>[37]</sup> 给出的适合理想气体的输运系数，并考虑磁场修正。另外我们还要在磁流体动力学方程中加上人为粘性。

对上述系统建立的二维  $(r, z)$  双温磁流体动力学方程组（在 Euler 坐标下，采用高斯单位制）及定解条件包括：

#### 连续性方程——质量密度变化率

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0$$

柱坐标下流体速度  $\mathbf{u} = v\hat{e}_r + u\hat{e}_z$ ，于是上式可以写成

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\rho v) - \frac{\partial}{\partial z} (\rho u) \quad (11)$$

#### 动量守恒方程——动量变化率

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \boldsymbol{\pi} \quad (12)$$

$p$  是系统热压强， $\boldsymbol{\pi}$  是人为粘性张量， $\mathbf{B}$  是纵向电流产生的磁场。

$$p = p_e + p_i \quad (13)$$

$$\boldsymbol{\pi} = \gamma c_s \rho \begin{pmatrix} \frac{\partial v}{\partial r} & 0 \\ 0 & \frac{\partial u}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (14)$$

$$\mathbf{B} = B_\theta(r, z)\hat{e}_\theta \quad (15)$$

其中  $c_s$  是声速， $\gamma$  是常数。

方程 (12) 的分量形式为

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v) = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\rho v^2) - \frac{\partial}{\partial z} (\rho v u) - \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{B_\theta}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r\rho\gamma c_s \frac{\partial v}{\partial r} \right) \quad (16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\rho v u) - \frac{\partial}{\partial z} (\rho u^2) - \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{B_\theta}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial z} (rB_\theta) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho\gamma c_s \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (17)$$

#### 电子能量守恒方程——电子内能变化率

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon_e) = & -\nabla \cdot (\rho \varepsilon_e \mathbf{u}) - p_e \mathbf{I} \cdot \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (K_e \nabla T_e) + P_{oh} - P_{ei} \\ & + \sum_{Z=0}^{Z_0} \left( \frac{\partial n_Z}{\partial t} \sum_{i=Z}^{Z_0} E_{\text{ionization}}(i) \right) \end{aligned} \quad (18)$$

其中,  $\mathbf{I}$  是单位张量,  $P_{oh}$  是欧姆加热项,  $P_{ei}$  是电子-离子能量交换项, 式 (18) 右端最后一项是电离能损失项。

$$P_{oh} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \left( \frac{c}{4\pi} \right)^2 \eta \left[ \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) \right)^2 + \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (r B_\theta) \right)^2 \right] \quad (19)$$

$$P_{ei} = -\rho \omega_{ei} (T_i - T_e) \quad (20)$$

其中,  $\eta$  是垂直磁场方向的电阻率,  $\omega_{ei}$  是电子-离子能量交换系数,  $K_e$  是垂直磁场方向的电子热传导系数,  $E_{\text{ionization}}(i)$  是第  $i$  级电离态的电离能,  $\partial n_Z / \partial t$  是  $Z$  电离态的粒子 (离子) 数密度变化率。整理式 (18) 后得

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon_e) = & -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \varepsilon_e v) - \frac{\partial}{\partial z} (\rho \varepsilon_e u) - p_e \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v + \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r K_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) \\ & + \rho \omega_{ei} (T_i - T_e) + \left( \frac{c}{4\pi} \right)^2 \eta \left[ \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) \right)^2 + \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (r B_\theta) \right)^2 \right] \\ & + \sum_{Z=0}^{Z_0} \left( \frac{\partial n_Z}{\partial t} \sum_{i=Z}^{Z_0} E_{\text{ionization}}(i) \right) \end{aligned} \quad (21)$$

### 离子能量守恒方程——离子内能变化率

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon_i) = -\nabla \cdot (\rho \varepsilon_i \mathbf{u}) - (p_i \mathbf{I} + \boldsymbol{\pi}) \cdot \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (K_i \nabla T_i) + P_{ei} \quad (22)$$

上式可以写成

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon_i) = & -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \varepsilon_i v) - \frac{\partial}{\partial z} (\rho \varepsilon_i u) - p_i \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ & - \gamma_s \rho \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r K_i \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_i \frac{\partial T_i}{\partial z} \right) - \rho \omega_{ei} (T_i - T_e) \end{aligned} \quad (23)$$

其中  $K_i$  是垂直磁场的离子热传导系数。

### 磁场演化方程

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (c \mathbf{n} \mathbf{j}) \quad (24)$$

在二维柱形坐标下上式可以写成

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r} (v B_\theta) - \frac{\partial}{\partial z} (u B_\theta) + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{c^2}{4\pi} \eta \frac{\partial}{\partial r} r B_\theta \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{c^2}{4\pi} \eta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} r B_\theta \right) \quad (25)$$

### 状态方程

电子状态方程采用修正的 Thomas-Fermi 模型，参见文献[38, 39]。

离子状态方程采用理想气体状态方程，即

$$P_i = \rho n_i k T_i \quad (26)$$

$$\varepsilon_i = \frac{3}{2} n_i k T_i \quad (27)$$

### 电离平衡方程

我们考虑单质元素构成的系统（如 Al 或 W），当系统处于一定温度的热动平衡状态时，不同电离度的离子数密度满足 Saha 电离平衡方程

$$\frac{n_{z+1}}{n_z} = \frac{u_{z+1}}{u_z} \exp\left(-\frac{\mu + I_{z+1,0}}{k T_e}\right) \quad (28)$$

其中  $\mu$  为电子化学势， $u_z$  为配分函数

$$u_z = \sum_r g_{z,r} \exp\left(-\frac{\chi_{z,r}}{k T_e}\right) \quad (29)$$

$g_{z,r}$  为  $Z, r$  离子的简并度。 $\chi_{z,r} = E_{z,r} - E_{z,0}$  是基态  $Z$  离子 ( $Z, 0$ ) 激发到  $r$  态所需要的激发能。求解方程式 (28) 的主要原子参量是电离能  $I_{z+1,0}$  和激发能  $\chi_{z,r}$ ，这些量可由有关数据表得到。

方程 (18) 中的电离能就是

$$\sum_{i=z}^{z_0} E_{\text{ionization}}(i) = \sum_{i=z}^{z_0} E_{\infty}^i \quad (30)$$

从 Saha 方程 (28) 解出  $n_z$  后，就可以得到自由电子数密度  $n_e$ ，

$$n_e = \sum_{z=0}^{z_0} Z n_z \quad (31)$$

由于自由电子的态密度为  $8\pi p^2 dp/h^3$ ，考虑 Fermi-Dirac 分布后，得到

$$n_e = \frac{8\pi}{h^3} \int_0^{\infty} \frac{p^2 dp}{1 + e^{(-\mu + \frac{1}{2} m_e v^2)/k T_e}} \quad (32)$$

$p = m_e v$ ，通过变换，

$$n_e = 4\pi \left(\frac{2m_e k T_e}{h^2}\right)^{3/2} F_{1/2}(\alpha) \quad (33)$$

定义  $\alpha \equiv -\mu/k T_e$ ， $F_{1/2}$  是费米积分

$$F_{1/2}(\alpha) = \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2}}{e^{\alpha+x} + 1} dx \quad (34)$$

上式是一个带有参量  $\alpha$  的积分，给定一个  $\alpha$  值， $F_{1/2}(\alpha)$  就有一个确定值， $\alpha$  的变化区域是  $-\infty \leq \alpha \leq +\infty$

在电子温度  $T_e$  确定的情况下，由式 (33) 可知， $n_e$  和  $\alpha$  是单值关系，如果  $n_e$  已知， $F_{1/2}(\alpha)$  就是一个确定的值，于是再由式 (34)  $\alpha$  就可以确定。

给定电子温度  $T_e$  和质量密度  $\rho$  条件下，化学势  $\mu$ ，自由电子数密度  $n_e$ ，电离能  $E_{\text{ionization}}(i)$  和不同电离态的离子数密度变化率  $\partial n_i / \partial t$ ，利用式 (28) ~ (34) 循环迭代求解。

### 输运系数

对我们描述的金属丝等离子体形成过程，因为初态是低温（小于 1 eV）高密度（ $\sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ）的凝聚态（见图 7~9），显然不能采用 Spitzer<sup>[36]</sup>和 Brginskii<sup>[37]</sup>的输运模型，他们的理论对无简并完全电离等离子体情况是适用的，但对凝聚态介质或有简并部分电离等离子体，再用 Spitzer 和 Brginskii 模型就有很大误差<sup>[35, 40]</sup>，见图 10~12。我们采用适合固态、凝聚态、稠密等离子体的 Lee-More 模型<sup>[35]</sup>，其形式为

电阻率

$$\eta = \frac{m_e}{e^2 n_e \tau} A^\alpha \quad (35)$$

电子热传导系数

$$K_e = \frac{n_e k(kT_e) \tau}{m_e} A^\beta \quad (36)$$

其中

$$A^\alpha = \frac{4}{9} \frac{\tilde{F}_3 \Psi_{(1)}}{[1 + \exp(-\mu/kT_e)] F_{1/2}^2} \quad (37)$$

$$A^\beta = \frac{4}{9} \frac{\tilde{F}_3 \Psi_{(3)}}{[1 + \exp(-\mu/kT_e)] F_{1/2}^2} \left( 1 - \frac{(\Psi_{(2)})^2 (\tilde{F}_4)^2}{F_3 F_5 \Psi_{(1)}} \right) \quad (38)$$

$\mu$  是化学势， $F_{1/2}(\alpha)$  是费米积分，见式 (34)。

$$F_j = \int_0^\infty \frac{t^j dt}{1 + \exp(t - \mu/kT_e)} \quad (39)$$

$$\tilde{F}_j = \int_0^\infty \frac{\varepsilon^j}{1 + (\Omega_e \tau_c)^2} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon \quad (40)$$

其中， $\varepsilon = m_e v^2 / 2$

$$\Omega_e \tau_c = \frac{2\Omega_e \tau \varepsilon^{3/2}}{3(kT_e)^{3/2} [1 + \exp(-\mu/kT_e)] F_{1/2}} \quad (41)$$

$$\Omega_e = \frac{eB_\theta}{m_e c} \quad (42)$$

$f_0$  取局部平衡的 Fermi-Dirac 分布

$$f_0(\varepsilon) = \left( \frac{1}{1 + \exp(\alpha + \varepsilon/kT_e)} \right) \quad (43)$$

另外

$$\psi_{(1)} = 1 + \frac{4}{9} \left( \frac{\Omega_e \tau \tilde{F}_{9/2}}{(1 + e^\alpha) F_{1/2} \tilde{F}_3} \right)^2 \quad (44)$$

$$\psi_{(2)} = 1 + \frac{4}{9} \frac{(\Omega_e \tau)^2 \tilde{F}_{9/2} \tilde{F}_{1/2}}{(1 + e^\alpha) F_{1/2}^2 \tilde{F}_3 \tilde{F}_4} \quad (45)$$

$$\psi_{(3)} = 1 + 4 \frac{(\Omega_e \tau)^2 (\tilde{F}_{1/2})^2}{(1 + e^\alpha)^2 F_{1/2}^2 \tilde{F}_3 \tilde{F}_5} \quad (46)$$

最后我们必须给出电子能量弛豫时间  $\tau$ ，在金属丝到等离子体形成的过程中，不同状态有不同形式的弛豫时间。

在介质为凝聚态时，电子主要与中性原子碰撞，弛豫时间为

$$\tau = \begin{cases} 50R_0(T_m/T_e)(3kT_e/m_e)^{-1/2}, & T_e < T_m \\ R_0(T_m/T_e\zeta)(3kT_e/m_e)^{-1/2}, & T_e \geq T_m \end{cases} \quad (47)$$

其中， $\zeta$  是常数， $R_0$  是原子间距， $T_m$  是金属熔解温度，

$$T_m = 0.32[\xi/(1+\xi)]^4 \xi^{2b-\frac{2}{3}} \quad (48)$$

式中  $b = 0.6Z_0^{1/9}$ ， $\xi = 9.0Z_0^{0.3}\rho/A$  ( $A$  是原子量)。

随温度增加，介质变为等离子体态时，以电子-离子碰撞为主，对部分电离等离子体要考虑简并效应，于是

$$\tau = \frac{3\sqrt{m_e}(kT_e)^{3/2}}{2\sqrt{2}\pi e^4 \ln \Lambda \sum_{z=0}^{z_0} Z^2 n_z} (1 + e^\alpha) F_{1/2} \quad (49)$$

其中， $\ln \Lambda$  是库仑对数

$$\ln \Lambda = \frac{1}{2} \ln \left( 1 + \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right) \quad (50)$$

$b_{\max}$  和  $b_{\min}$  分别为最大和最小碰撞参数<sup>[35]</sup>，形式为

$$b_{\max} = \lambda_{\text{DH}} \quad (51)$$

$$\frac{1}{\lambda_{\text{DH}}^2} = \frac{4\pi e^2}{k} \left[ \frac{n_e}{T_e} \left( 1 + \frac{T_F^2}{T_e^2} \right)^{-1/2} + \frac{1}{T_i} \sum_{z=0}^{z_0} Z^2 n_z \right] \quad (52)$$

( $n_e$ ， $n_z$  分别是电子数密度和电离态为  $Z$  的离子数密度)

$$b_{\min} = \max \left[ \frac{\bar{Z}e^2}{m_e v}, \frac{h}{2m_e v} \right] \quad (53)$$

其中  $\bar{Z}$  是平均电离度

$$\bar{Z} = \frac{\sum_{z=0}^{\infty} Z n_z}{\sum_{z=0}^{\infty} n_z} \quad (54)$$

在大简并度  $\alpha \rightarrow -\infty$  的凝聚态情况下，用费米能量  $E_F$  表示 (53) 式中的速度  $v$ ，即

$$v = (2E_F/m_e)^{1/2} \quad (55)$$

在弱简并和无简并的  $\alpha > 1$  等离子体态，(53) 式中的速度  $v$  用平均热速度表示，即

$$v = (3kT_e/m_e)^{1/2} \quad (56)$$

(52) 式中  $T_F$  是费米温度

$$T_F = E_F/k \quad (57)$$

$$E_F = \frac{h^2}{2m_e} \left( \frac{3n_e}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (58)$$

### 初始条件 ( $t = 0$ 时刻)

$$v = 0$$

$$u = 0$$

$$\rho = \rho_0$$

$$T_e = T_i = T_0 \quad (\text{可以取金属丝预加热后的温度, 如: } T_0 = 800 \text{ K} = 0.067 \text{ eV})$$

$$B_\theta = \frac{2I_0}{cr} \quad (I_0 = \text{常数})$$

$$Z = 0 \quad (\text{初始电离度为零})$$

### 边界条件

在中心对称轴  $r = 0$  处

$$v = 0$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=0} = 0$$

$$l \left. \frac{\partial \rho}{\partial r} \right|_{r=0} = 0$$

$$K_e \left. \frac{\partial T_e}{\partial r} \right|_{r=0} = 0$$

$$K_i \left. \frac{\partial T_i}{\partial r} \right|_{r=0} = 0$$

$$B_\theta = 0$$

在金属丝端点处,  $z = 0, l$  ( $l$  是金属丝的长)

$$u = 0$$

$$\left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=0,l} = 0$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \rho}{\partial z} \right|_{z=0, l} &= 0 \\ K_e \left. \frac{\partial T_e}{\partial z} \right|_{z=0, l} &= 0 \\ K_i \left. \frac{\partial T_i}{\partial z} \right|_{z=0, l} &= 0 \\ \left. \frac{\partial B_\theta}{\partial z} \right|_{z=0, l} &= 0 \end{aligned}$$

在等离子体与真空交界面上 $\Sigma(r, z)$

$$\begin{aligned} K_e \nabla T_e \Big|_\Sigma &= 0 \\ K_i \nabla T_i \Big|_\Sigma &= 0 \\ (p_e + p_i) \Big|_\Sigma &= \frac{B_\theta^2}{8\pi} \quad (\text{右端表示作用在界面}\Sigma\text{上的磁压}) \\ B_\theta &= \frac{2I(t)}{cr_p(t)} \quad (r_p \text{ 是介质区径向外边界}) \\ I(t) &= I_0 t \end{aligned}$$

$I_0$  是常数,  $I(t)$  也可以由电路方程 (9) 式确定。

#### 4 结束语

本文较全面地叙述了 Z 装置上 Z-pinch 实验的每一步发展情况。介绍了美国 Cornell 大学和英国帝国学院的单丝-多丝实验结果, 指出单丝和丝阵形成等离子体的基础性研究对金属 Z-pinch 丝阵内爆等离子体技术的发展和提高至关重要。在明确此项研究工作意义后, 我们根据实验观察到的结果, 描述了金属丝形成等离子体的详细物理过程, 在此基础上, 提出模拟此过程的两个步骤(方案), 第一步是模拟金属丝的电爆炸过程, 以研究金属丝电爆炸初始阶段丝密度变化和膨胀率为主要目标。第二步是模拟金属丝等离子体形成过程, 以研究凝聚态到等离子体过程“芯-晕”结构的形成、温度变化、电离度等为主要内容。这两个模拟方案均采用单流体(单温或双温)磁流体动力学模型。本文仅是初步设想, 仍有许多问题需要深入分析讨论。



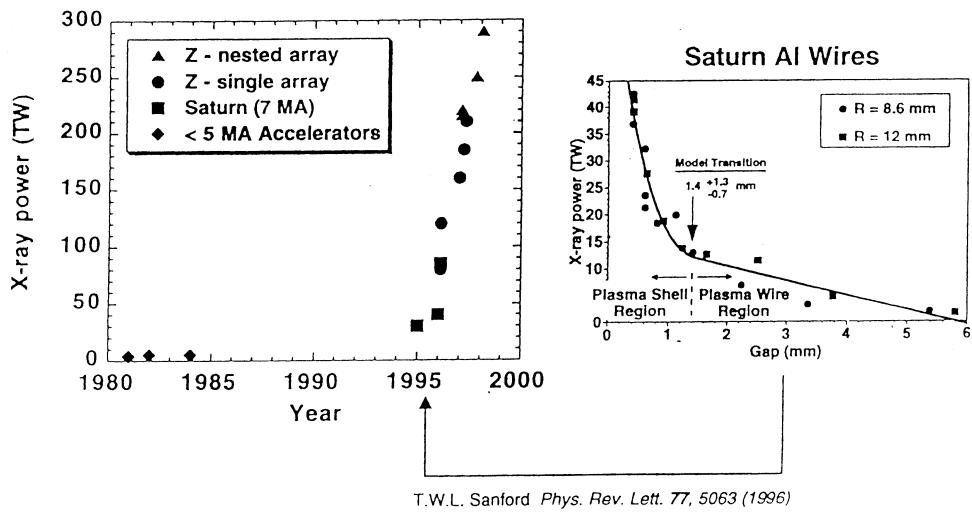


图1 从1980年到1998年在不同的脉冲功率加速器（Z装置、Saturn等）上获得的X射线功率指标；Saturn装置1996年铝丝阵实验测得的X射线功率随丝间隙改变的变化曲线

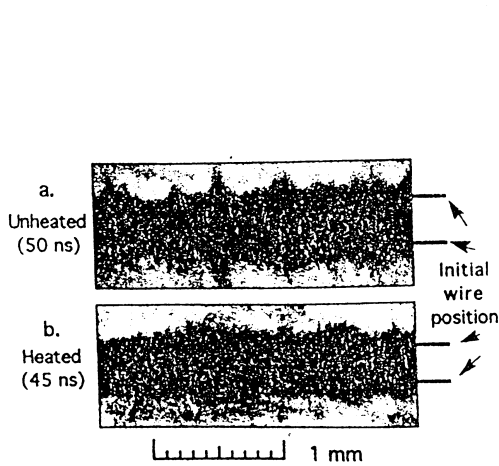


图2 一对20 μm钨丝的X射线阴影成像<sup>[11]</sup>  
a——没有加热；b——加热。

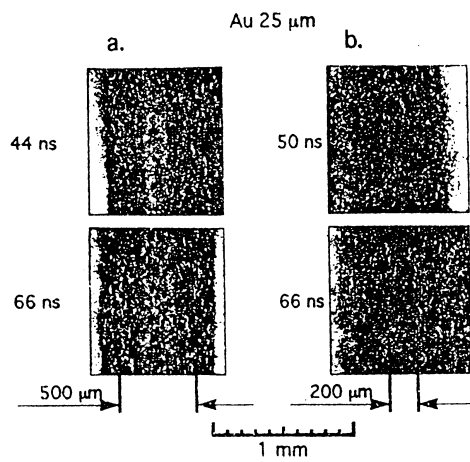


图3 两根25 μm铜丝融合图像<sup>[11]</sup>  
a——初始间隔500 μm；b——初始间隔200 μm

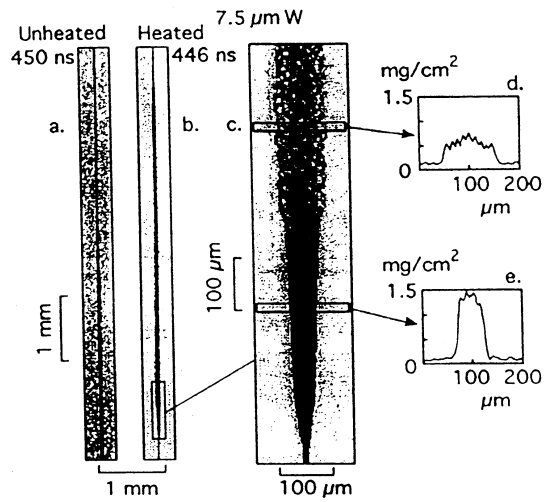


图4 放电一开始 (a) 没有预加热和 (b) 有预加热的两根分开的直径  $7.5 \mu\text{m}$  长  $1.04 \text{ cm}$  的钨丝在所标出时刻的 X 射线成像<sup>[13]</sup>。图中给出看起来像液体-蒸汽泡沫的预热丝放大的一段 (c)，同时给出了所标区域的面密度曲线 (d) 和 (e)，在 (d) 和 (e) 中绝对误差是 25%

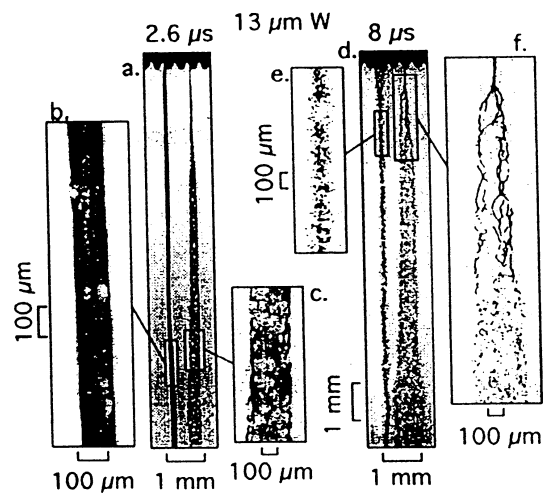


图5 两根丝负载电流脉冲最后阶段两个脉冲时间  $2.6 \mu\text{s}$  (图 a~c) 和  $8 \mu\text{s}$  (图 d~f) 的 X 射线成像结果  
b 和 c 分别是  $2.6 \mu\text{s}$  成像结果的放大图像；e 和 f 是  $8 \mu\text{s}$  成像结果的放大图像。  
 $2.6 \mu\text{s}$  成像结果显示了有胀裂的蒸汽泡的类泡沫状结构，而  $8 \mu\text{s}$  成像结果则显示了丝状结构和分离的小液滴<sup>[13]</sup>。

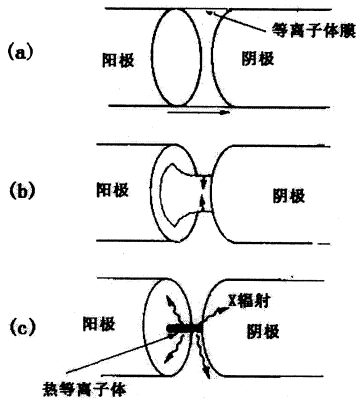


图6 金属丝阵内爆过程示意图

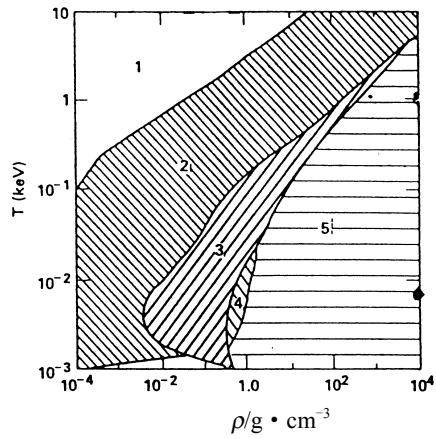


图7 采用不同理论模型计算电子能量弛豫时间的温度、密度区域<sup>[35]</sup>

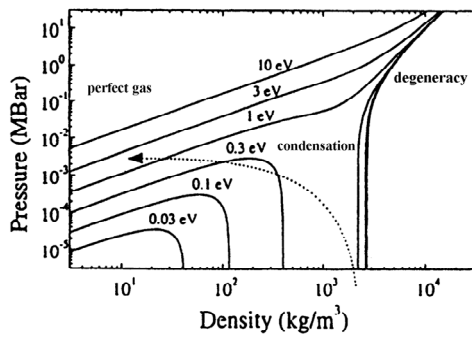


图8 由状态方程模型提供的不同温度下电子压强随密度变化的曲线<sup>[34]</sup>

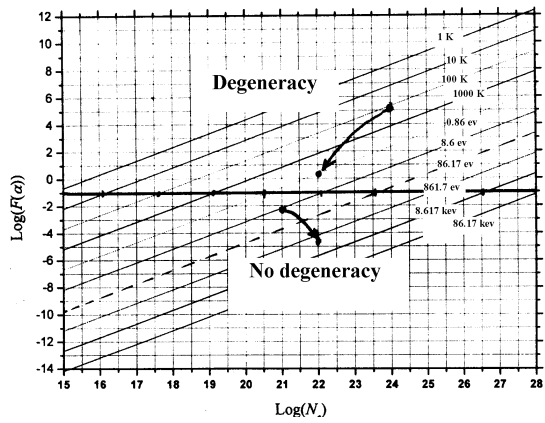


图9 在不同温度下化学势 $\alpha$ 随电子数密度 $N_e$ 的变化

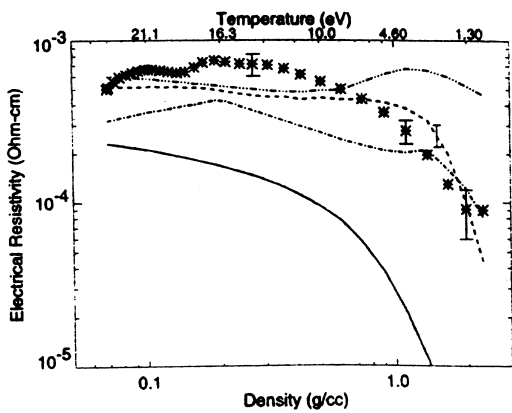


图 10 通过 BSM 测量得到的铝的电阻系数随密度变化的曲线

\*代表测量数据，为了给出这些测量点上铝的条件，图上方的 X 轴表出了计算的平均温度。虚线是用 Perrot 和 Dharma-Wardana 理论预计的电阻系数；-.-.-曲线是用 Lee 和 More 模型计算得到的结果；-.-.-.-曲线是 Kitamaru 和 Ichimru 的理论结果；实线是 Spitzer 的标准理论结果，其中使用了在 BSM 中讨论的形式<sup>[40]</sup>。

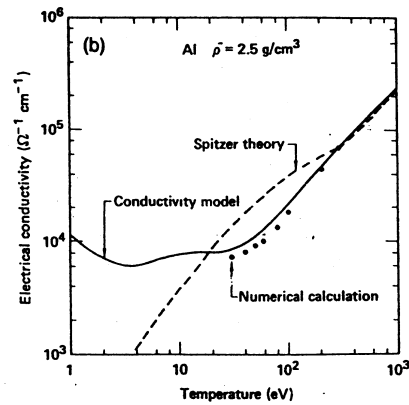


图 11 密度为 2.5 g/cm<sup>3</sup> 的铝的电导率随密度的变化

实线是传导模型给出的结果；虚线是 Spitzer 理论的结果；实心点是 Thoms-Fermi 势部分波有效截面计算得到的结果<sup>[35]</sup>。

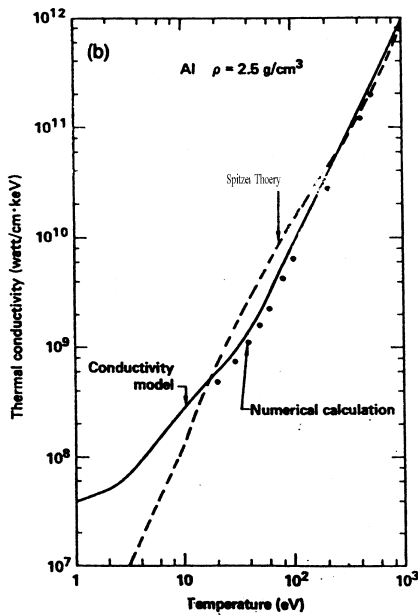


图 12 密度为 2.5 g/cm<sup>3</sup> 的铝的热传导系数随密度的变化

实线是传导模型给出的结果；虚线是 Spitzer 理论的结果；实心点是 Thoms-Fermi 势部分波有效截面计算得到的结果<sup>[35]</sup>。

## 参 考 文 献

- 1 Sanford T W L, Allshouse G O, et al. Improved symmetry greatly increases X-ray power from wire-array Z-pinches. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 77(25): 5063
- 2 Spielman R B, Deeney C, et al. Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ. *Phys. Plasmas*, 1998, 5(5): 2105
- 3 Deeney C, Douglas M R, et al. Enhancement of X-ray power from a Z-pinch using nested-wire arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81(22): 4883
- 4 Apruzese J P, Pulsifer P E, Davis J, et al. K-shell radiation physics in the ultrahigh optical depth pinches of the Z generator. *Phys. Plasmas*, 1998, 5(12): 4476
- 5 Deeney C, Coverdale C A, Douglas M R, et al. Titanium K-shell x-ray production from high velocity wire array implosions on the 20 MA Z accelerator. *Phys. Plasmas*, 1999, 6(5): 2081
- 6 Sze H, Coleman P L, Banister J, et al. Efficient argon K-shell radiation from a Z-pinch at currents >15 MA. *Phys. Plasmas*, 2001, 8(7): 3135
- 7 Sanford T W L, Olson R E, et al. Z-pinch-generated X rays demonstrate potential for indirect-drive ICF experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83(26): 5511
- 8 Tom Sanford. Z-pinch generated X-ray for ICF radiation drive. SAND2000-1261
- 9 Ney P, Rahman H U, et al. Staged Z-pinch for controlled fusion. *Phys. Plasmas*, 2001, 8(2): 616
- 10 Lebedev S V, Mitchell I H, et al. Azimuthal structure and global instability in the implosion phase of wire array Z-pinch experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81(19): 4152
- 11 Shelkovenko T A, Pikuz S A, et al. Studies of plasma formation from exploding wire and multiwire arrays using X-ray backlighting. *Rev. Sci. Instrum.*, 1999, 70(1): 667
- 12 Pikuz S A, Shelkovenko T A, Mingaleev A R, et al. Density measurements in exploding wire-initiated plasmas using tungsten wires. *Phys. Plasmas*, 1999, 6(12): 4272
- 13 Pikuz S A, Shelkovenko T A, et al. Multiphase foamlike structure of exploding wire cores. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83(21): 4313
- 14 Sinars D B, Shelkovenko T A, Pikuz S A, et al. The effect of insulating coatings on exploding wires plasma formation. *Phys. Plasmas*, 2000, 7(2), 429
- 15 Sinars D B, Shelkovenko T A, Pikuz S A, et al. Exploding aluminum wire expansion rate with 1~4.5 kA per wire. *Phys. Plasmas*, 2000, 7(5): 1555
- 16 Lebedev S V, Beg F N, et al. Effect of core-corona plasma structure on seeding of instabilities in wire array Z pinches. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 85(1): 98
- 17 Sinars D B, HU Min, Chandler K M, et al. Experiments measuring the initial energy deposition, expansion rates and morphology of exploding wires with about 1 kA/wire. *Phys. Plasmas*, 2001, 8(1): 216
- 18 Haines M G. A heuristic model of the wire array Z-pinch. *IEEE Trans. Plasma Science*, 1998, 26(4), 1275
- 19 Perez J D, Watson B A. Small hollow cylinders as Z-pinch plasmas, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, 1990, 44(5): 541
- 20 Whitney K G, Thornhill J W, et al. Basic considerations for scaling Z-pinch X-ray emission with atomic number. *J. Appl. Phys.*, 1990, 67(4), 1725

- 21 Thornhill J W, Whitney K G, Davis J. Transition from I4 to I2 scaling of K-shell emission in aluminum array implosions. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, 1990, 44(5): 251
- 22 Thornhill J W, Whitney K G, et al. Phenomenological modeling of turbulence in Z-pinch implosions. *Phys. Plasmas*, 1994, 1(2): 321
- 23 Douglas M R, Deeney C, Roderick N F. The effect of load thickness on the performance of high velocity, annular Z-pinch implosions. *Phys. Plasmas*, 2001, 8(1): 238 (2001).
- 24 Figura E S, McCall G H, Dangor A E. *Phys. Fluids*, 1991, B3, 2835
- 25 Kalantar D, Hammer D. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 71, 3806
- 26 Beg F N, Dangor A E, Lee P, et al. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, 1997, 39, 1
- 27 Lebedev S V, Aliaga-Rossel R, Chittenden J P, et al. *Phys. Plasmas*, 1998, 9, 3366
- 28 Ivanenkov G V, Mingaleev A R, Pikuz S A, et al. *JETP*, 1998, 87, 663
- 29 Guskov S Y, Ivanenkov G V, Mingaleev A R, et al. *JETP Lett.*, 1998, 67, 559
- 30 Ruiz-Camacho J, Beg F N, Dangor A E, et al. *Phys. Plasmas*, 1999, 6, 2579
- 31 Pikuz S A, Ivanenkov G V, Shelkovenko T A, Hammer D. *JETP Lett.*, 1999, 69, 377
- 32 Deeney C, McGurn J, Noack D, et al. *Rev. Sci. Instrum.*, 1997, 68, 653
- 33 Lebedev S V, Aliaga-Rossel R, Bland S N, et al., *Phys. Plasmas*, 1999, 6, 2016
- 34 Chittenden J P, Lebedev S V, Ruiz-Camacho J, et al. *Plasma Formation in Metallic Wire Z Pinch. Phys. Rev.*, 2000, E 61(4): 4370
- 35 Lee Y T, More R M. An electron conductivity model for dense plasma. *Phys. Fluids*, 1984, 27(5): 1273
- 36 Spitzer L. *Physics of Fully Ionized Gases*, 2nd ed. (Wiley, New York, 1962)
- 37 Braginskii S I. Transport processes in a plasma. *Rev. Plasma Phys.*, 1965, 1, 205
- 38 Latter R. Temperature behavior of the Thomas-Fermi statistical model for atoms. *Phys. Rev.*, 1955, 99(6): 1854
- 39 Chittenden J P, Ashby D E T F, Roberts K V. MEDUSA—A one-dimensional laser fusion code. *Comput. Phys. Commun.*, 1974, 7 (1): 271
- 40 John F. Benage, Jr. Review of electrical resistivity measurements of dense aluminum and comparison to theory. *Phys. Plasmas*, 2000, 7(5): 2040