

预填充模式下同轴枪放电等离子体加速模型分析与优化

张津硕¹⁾ 孙辉¹⁾ 杜志杰¹⁾ 张雪航¹⁾ 肖青梅²⁾
范金蕤³⁾ 闫慧杰¹⁾ 宋健^{1)†}

1) (大连理工大学物理学院, 三束材料改性教育部重点实验室, 大连 116024)

2) (哈尔滨工业大学空间环境与物质科学研究院, 哈尔滨 150006)

3) (中国人民解放军 63936 部队, 北京 102202)

(2023 年 3 月 27 日收到; 2023 年 5 月 8 日收到修改稿)

雪犁模型是描述预填充模式下同轴枪放电装置加速过程的主要手段, 其能够直接给出枪内等离子体轴向速度与加速时间的解析关系式, 因此在面向不同应用需求的装置结构设计中成为了重要的参考依据. 通过理论推导及光、电、磁信号的测量, 本文对比分析了不同充电电压与预填充气压条件下在加速阶段及喷口处等离子体的理论与实验速度, 并给出了雪犁模型的优化方法. 首先, 用实测电流来替代近似的正弦电流, 有效消除了磁压力计算误差对模型准确性的影响. 其次, 随着加速距离的延长, 喷口处等离子体速度的饱和现象开始出现, 摩擦阻力的存在是其主导的形成原因. 相比于现有模型 25.8%—53.6% 的偏差范围, 添加摩擦阻力项后不同电压和气压下的理论与实测速度的差值仅为 3.1%—8.4%.

关键词: 同轴枪, 雪犁模型, 等离子体速度, 摩擦阻力

PACS: 52.25.Fi, 52.30.-q, 52.59.Dk, 52.80.Vp

DOI: 10.7498/aps.72.20230463

1 引言

同轴枪强流脉冲放电装置能够产生高速度 ($10\text{--}10^3$ km/s)、高电子密度 ($10^{14}\text{--}10^{17}$ cm⁻³)、高能量密度 ($1\text{--}10$ MJ/m²) 的等离子体^[1], 因此在航空航天^[2-4]、材料表面改性^[5] 以及聚变能应用^[6-9] 等领域的研究中均发挥着重要作用. 中国科学院的黄建国等^[10] 将同轴枪作为尘埃粒子加速器以模拟微小空间碎片对航天器的损伤效应; 美国阿拉巴马大学的 Cassibry 等^[11,12] 使用同轴枪研究高比冲、长寿命的空间推进技术; 清华大学的彭志坚^[13] 利用同轴枪产生的脉冲高能量密度等离子体进行材料表面处理, 以获得高硬度, 耐磨性优异的涂层;

日本兵库县立大学的 Kikuchi 等^[14,15] 用磁化同轴枪等离子体模拟托卡马克第一类边界局域模 (type-I edge localized modes, ELM-I) 对偏滤器靶板的损伤效应; 美国堪萨斯州立大学的 Abdou 等^[16] 使用同轴枪进行稠密等离子体聚焦 (dense plasma focus, DPF) 实验, 成功引发了氘-氘聚变反应; 加拿大磁聚变中心的 Raman 等^[17] 使用磁化同轴枪产生紧凑环 (compact toroid, CT) 等离子体为 TdeV 托卡马克装置注入燃料; 此外, 美国 HyperJet 公司的 Francis Thio 等^[18] 提出了等离子体射流磁惯性约束聚变 (plasma jet driven magneto-inertial fusion, PJMIF) 方案, 该方案旨在利用同轴枪产生的等离子体射流压缩磁化氘氘靶丸以达到聚变点火条件.

† 通信作者. E-mail: songjian@dlut.edu.cn

面向如此种类繁多的应用场景,如何调控匹配同轴枪放电等离子体的参数也成为一项极其关键的研究课题.例如模拟尘埃粒子加速器时,需要尽量提高离子的密度和定向速度,以增大尘埃粒子所受的等离子体推力^[19];用于空间推进时,需提高射流质量和速度来保证推进效率^[20];CT注料要求同轴枪等离子体动能密度高于外磁场的磁能密度^[21](如美国 Tri Alpha Energy 公司的 C-2 U 场反位形实验装置注料需要动能密度超过 4 kJ/m^3 ^[21], ITER 注料需要等离子体速度达到 $300\text{--}500 \text{ km/s}$, 密度达到 $9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ^[22]); PJMIF 方案要求等离子体速度高于 70 km/s , 密度高于 10^{18} cm^{-3} , 同时能量利用率高于 50% 才能实现净能量输出^[18].

综合来看,多数应用都对等离子体速度和密度两项参数提出了具体要求.而从能量利用角度出发,加载于等离子体的超过一半的能量均会被转化为定向动能.且相比于质量,速度变化对动能的影响更为明显.因此,需要开展对等离子体运动模型的研究,以明确等离子体速度的调控方法,并提高能量利用效率.

对于最早被研究,且至今仍广泛应用的预填充加速模式,研究者们最常使用的等离子体运动模型是雪犁模型.美国加州的 Hart^[23] 以及 Burkhardt 和 Lovberg^[24] 最早阐明了雪犁模型:承载径向电流的等离子体薄层在轴向磁压力作用下向枪口运动,同时扫掠并电离前方的中性气体. Hart^[23] 发现在较低的工作气压下等离子体峰值速度低于由雪犁模型计算的理论值,分析认为一方面是因为低气压下离子自由程大,容易与电极壁发生碰撞而损失轴向动量,另一方面是因为等离子体烧蚀电极材料,增大了等离子体质量.马来亚大学的 Chow 等^[25] 将放电电流表达式简化为正弦形式,并以此推导出雪犁模型理论速度的解析表达式.他们使用多路磁探针测量计算得到枪内加速过程中的等离子体速度,发现实测速度低于理论值,认为这是由于部分电流渗漏到等离子体后方,导致等离子体受到的磁压力降低所致. Chen 和 Lee^[26] 也观察到实际速度低于理论速度的现象,并通过加入一个由放电电流、加速时间、击穿电场强度共同决定的摩擦力项对雪犁模型进行修正,但由于摩擦力项中未考虑等离子体运动速度,计算出的理论速度与实际速度仍有明显偏差.北京航空航天大学的 Shen 等^[27] 用更为接近实际的衰减正弦形式电流计算得到形式

复杂的理论速度解析表达式,发现实际速度低于理论值,认为这是由于等离子体实际质量大于理论值所导致.上述研究中研究者们使用不同的方法定性地解释了实际速度与雪犁模型理论速度的偏差,并对雪犁模型进行修正,但缺乏定量的描述.

本文通过磁探针和光电探测器测量了等离子体在枪内和枪口处的输运速度,发现随着加速时间的增大,实测速度逐渐落后于传统雪犁模型所预测的理论速度.通过在雪犁模型等离子体运动方程中加入摩擦阻力项,明显降低了理论速度与实际的偏差,实现了对等离子体运动模型的优化.

2 实验装置与诊断设备

同轴枪强流脉冲放电装置主要包括高压直流电源、储能电容、同轴电极、输运段和真空系统,装置示意图如图 1 所示.

储能电容由 4 个 $60 \mu\text{F}$ 电容并联组成,通过高压直流电源充电,当充至最高电压 10 kV 时,其存储的静电能可达 12 kJ .为了降低等离子体的分团不稳定性^[28,29](blow-by instability),本文的所有实验均使用负脉冲放电,即内电极接电容负高压输出端,外电极接地.在一对同轴电极中,内电极为直径 10 mm 、长 135 mm 的钨铜合金圆棒(W70),外电极为内径 40 mm 、厚 5 mm 、长 160 mm 的不锈钢圆筒,内外电极间通过尼龙块绝缘,尼龙块从电极底部向头部延伸约 5 mm ,即等离子体在枪内的实际运动距离为 155 mm .为便于采集等离子体发出的光信号,在同轴电极与真空腔室间加入钢化玻璃圆筒作为输运段,其长度为 1000 mm ,内径为 230 mm .真空系统主要包含不锈钢真空腔室以及由机械泵和分子泵所组成的真空泵组,实验前先使用真空泵组将背景气压降至 10^{-3} Pa ,再向真空腔室内注入一定质量的氩气,待抽至指定气压时关闭真空泵组,此时氩气已均匀充满真空腔室、输运段及同轴电极内部.其后用高压直流电源为储能电容充电至指定电压,给出触发光信号导通火花开关,此时电容两端高电压直接加载于同轴内外电极,电极间隙内的氩气被瞬时击穿产生等离子体并连通内外电极形成闭合放电回路,由于流经内电极的电流会在枪内产生角向磁场 B ,其与流经等离子体的电流 J 相互作用会形成一个沿轴向的安培力 ($J \times B$) 使得等离子体加速喷出.

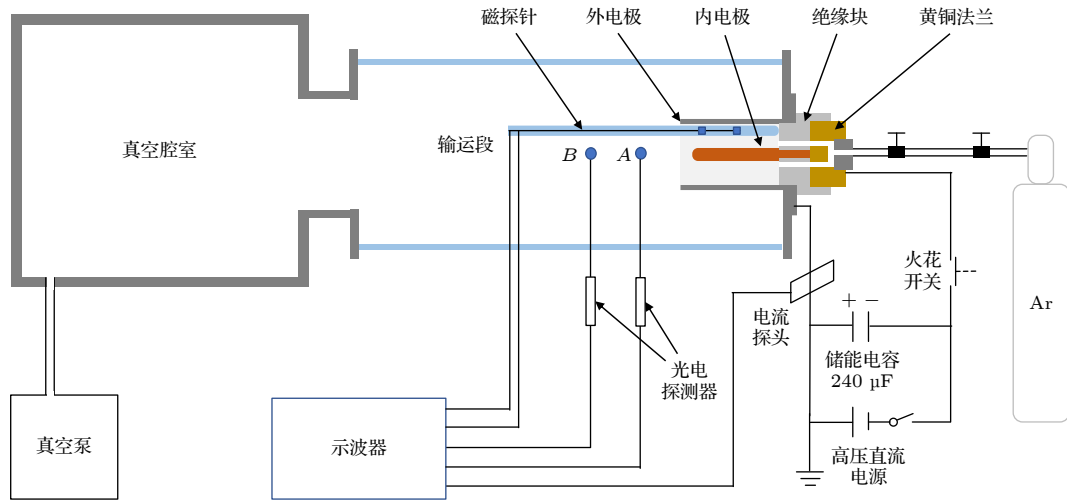


图 1 同轴枪装置示意图

Fig. 1. Schematic of coaxial gun device.

如图 1 所示, 本实验使用的诊断设备包括 THORLABS PDA10A 型光电探测器、101 型 Pearson 电流探头以及自制的磁探针阵列. 其中, Pearson 电流探头主要用于测量放电回路的电流. 两路光电探测器则可直接测量等离子体的发光强度并观察等离子体形态随时间的变化. 在光电探测器前端加入 F240SMA-A 型准直透镜 (直径 12 mm), 并通过多模光纤 (芯径 2000 μm) 连接. 将准直透镜放置在距同轴电极轴线 30 cm 的水平位置处, 此时光电探测器在轴线对应平面上的收光范围直径约 5 cm, 为实现轴向空间分辨, 两支准直透镜的间距为 7.5 cm, 与电极底部的轴向距离分别为 20.5 和 28 cm (见图 1 中 A, B 两点). 自制的磁探针阵列用于测量枪内的角向磁感应强度, 阵列包含 6 个平行排列、间隔为 5 cm 的电感线圈, 外部包裹着直径 8 mm 的石英管. 磁探针阵列伸入同轴电极间隙时, 其中 2 只电感线圈位于同轴电极间, 到电极底部的轴向距离分别为 7.5 和 12.5 cm, 与同轴电极轴线的径向距离为 14 mm. 为避免磁探针对枪内等离子体加速过程产生影响, 在采集磁信号外的其他实验中均不在枪内布置磁探针. 实验数据的采集和记录由 PicoScope 4824A 型 8 通道示波器来完成.

图 2 所示为典型的同轴枪放电电流、磁信号和光电流波形. 以内外电极导通并出现放电电流时计为零时刻, 随着枪内等离子体沿轴向逐渐加速, 在其经过电感线圈时, 由流经内电极电流所产生的角向磁场 B 会使得磁信号立即出现陡峭的上升. 如图 2 所示, 磁信号的上升过程并非一条完全竖直的直线, 这说明枪内等离子体的形态并非雪梨模型中

所假设的绝对薄层, 而是具有一定厚度的团状, 图中的光电流波形也同样证实了这一点.

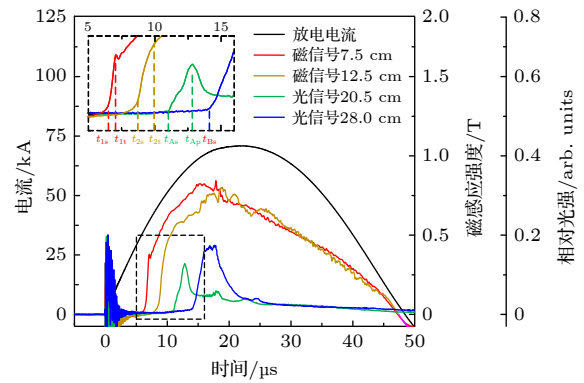


图 2 同轴枪放电的典型电流、磁信号及光信号波形 (充电电压 6 kV, 预填充气压 20 Pa)

Fig. 2. Typical electrical, magnetic and optical signals of discharge in a coaxial gun ($V = 6 \text{ kV}$ and $P = 20 \text{ Pa}$).

利用磁信号可计算得到等离子体在枪内不同轴向位置处的运动速度和加速时间. 考虑到等离子体团的厚度, 以磁信号的上升沿对应等离子体团前沿抵达电感线圈的时刻, 以达到拐点的时刻对应等离子体团刚好完全经过电感线圈的时刻. 如图 2 所示, 两路磁信号拐点对应时刻分别为 t_{1t} 和 t_{2t} , 以 t_{1t} 和 t_{2t} 处磁感应强度的 15% 为阈值判定上升沿对应时刻, 分别为 t_{1s} 和 t_{2s} , 则等离子体团中心位置抵达两电感线圈时间的平均值为 $t_{12} = [(t_{1s} + t_{1t})/2 + (t_{2s} + t_{2t})/2]/2$. 由于相邻两电感线圈间距 ΔZ_{12} 仅为 5 cm, 等离子体在其间运动的时间不超过 3 μs , 可近似将这段运动过程视为匀变速直线运动, 因此等离子体在两电感线圈间的平

均速度 $v_{12} = \Delta Z_{12}/(t_{2s} - t_{1s})$ 可作为 t_{12} 时刻的瞬时速度.

等离子体喷出枪口后, 其速度可由两路光电流信号计算得到. 如图 1 及图 2 所示, 等离子体在 A, B 两点间的平均速度 $v_{AB} = \Delta Z_{AB}/(t_{Bs} - t_{As})$, 其中 ΔZ_{AB} 为 AB 两点间轴向距离 7.5 cm; t_{As} 和 t_{Bs} 分别为 A, B 两点光信号上升沿对应的时刻. 忽略等离子体喷出枪口短距离内的速度衰减, 将 v_{AB} 作为枪口速度. 由此反推等离子体运动到枪口所需的时间 $t_{ac} = t_{Ap} - \Delta Z_{OA}/v_{AB}$, 其中 t_{Ap} 为 A 点光信号峰值对应的时刻, ΔZ_{OA} 为 A 点到枪口距离 5 cm.

3 实验结果与讨论

3.1 预填充模式下同轴枪放电等效回路分析

同轴电极间隙气体击穿后, 放电闭合回路形成, 可利用等效回路方法对其进行分析. 如图 3 所示, 除同轴电极外部电路固有的电阻 R_0 和电感 L_0 外, 同轴电极及枪内等离子体也具有电阻和电感. 同轴电极自身的电阻 R_g 和电感 L_g 与接入放电回路的长度有关, 即与枪内加速过程中等离子体所处的位置有关, 因此为时间 t 的函数. 放电过程中的等离子体可认为是阻性负载^[30], 命名为 R_p , 由于放电过程中等离子体密度、形态不断发生改变, 因此 R_p 也是时间 t 的函数.

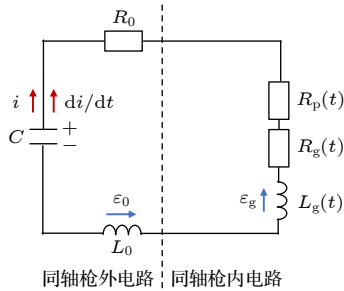


图 3 同轴枪放电等效回路示意图

Fig. 3. Schematic of discharge equivalent circuit in a coaxial gun.

设回路电流为 $i(t)$, 储能电容电容量为 C , 其存储电荷量为 q , 则电容两端电势差为 q/C , 电阻上的电压降之和为 $i(t)[R_0 + R_g(t) + R_p(t)]$, 电感感应电动势计算公式为

$$|\varepsilon| = \frac{d\phi}{dt}, \quad (1)$$

其中 ϕ 为电感磁通量. 根据电感的定义式

$$L(t) = \frac{\phi(t)}{i(t)} \quad (2)$$

可算得, 电感 L_0 和 L_g 的感应电动势大小分别为

$$|\varepsilon_0| = L_0 \frac{di}{dt}, \quad (3)$$

$$|\varepsilon_g| = L_g(t) \frac{di}{dt} + \frac{dL_g}{dt} i(t), \quad (4)$$

设 di/dt 方向与 i 流向相同, 则感应电动势方向与 i 流向相反.

根据基尔霍夫电压定律

$$\begin{aligned} \frac{q}{C} = i(t)[R_0 + R_g(t) + R_p(t)] + L_0 \frac{di}{dt} \\ + L_g(t) \frac{di}{dt} + \frac{dL_g}{dt} i(t), \end{aligned} \quad (5)$$

又由 $i = -dq/dt$, 可将上述电路方程整理成 q 的二阶微分方程:

$$\begin{aligned} [L_0 + L_g(t)] \frac{d^2 q}{dt^2} + \left[R_0 + R_g(t) \right. \\ \left. + R_p(t) + \frac{dL_g(t)}{dt} \right] \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

同轴电极电感 L_g 可用如下公式计算:

$$L_g = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \ln \frac{r_{out}}{r_{in}}, \quad (7)$$

其中 l 为同轴电极接入电路的长度, r_{out} 和 r_{in} 分别为外电极内半径和内电极半径, μ_0 为真空磁导率. 由此算得 $L_g = 0.28 \times l$ ($\mu\text{H}/\text{m}$). 根据同轴电极的实际长度, l 取 0—0.155 m 时, 相应地计算出 L_g 变化范围为 0—0.043 μH . 同轴电极电感变化率为

$$\frac{dL_g(t)}{dt} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{r_{out}}{r_{in}} \frac{dl}{dt} = \frac{\mu_0 v}{2\pi} \ln \frac{r_{out}}{r_{in}}, \quad (8)$$

其中 v 为同轴电极内等离子体输运速度. 根据本文测量的等离子体速度, v 取 0—30 km/s, 算得 $dL_g(t)/dt$ 变化范围为 0—8.3 m Ω . R_g 可由电阻公式 $R = \rho l/S$ 计算, 其中 ρ, l, S 分别为导体的电阻率、长度和横截面积. 根据电极材质和横截面积算得 $R_g = 1.8 \times l$ (m Ω/m), l 取 0—0.155 m 时, R_g 变化范围为 0—0.28 m Ω .

下面对 R_p 进行估算. 等离子体电阻率计算公式为^[31]

$$\eta = 1.04 \times 10^{-4} \frac{Z \ln \Lambda}{T_e^{3/2}} (\Omega \cdot \text{m}), \quad (9)$$

其中 $\Lambda = 12\pi n \lambda_D^3$, $\lambda_D = 4 \times 10^{-10} \sqrt{\varepsilon_0 T_e / (n e^2)}$, e 为基本电荷, Z 为离子带电荷数, 通常取 1, n 为电

子密度, T_e 为电子温度 (单位为 eV). 等离子体电阻计算公式为

$$R_p = \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{\eta dr}{2\pi r d_p} = \frac{\eta}{2\pi d_p} \ln\left(\frac{r_{out}}{r_{in}}\right), \quad (10)$$

式中, d_p 为等离子体厚度, 根据磁信号上升所需的时间乘以等离子体速度估算约为 3 cm. 电子密度和电子温度根据相近实验条件下的测量结果 [32–34], 分别按 1×10^{14} — 1×10^{16} cm^{-3} 和 2—4 eV 估算, 由此算得 η 变化范围为 0.92×10^{-4} — 3.08×10^{-4} $\Omega \cdot \text{m}$. 进而估算 R_p 变化范围为 0.68—2.27 m Ω .

实验测得外电路固有电阻 R_0 约为 10 m Ω , 固有电感 L_0 约为 0.96 μH . 由此估算总电阻和总电感的变化范围分别为 10.7—20.9 m Ω 和 0.96—1.00 μH . 在电容量固定不变的前提下, 放电电流周期主要由总电感决定, 而总电阻的变化对前半周期电流波形影响较小. 因此为了计算放电电流的解析表达式, 暂将总电阻和总电感视为常量. 令 $L_0 + L_g = L_t$, $R_0 + R_g + R_p + dL_g(t)/dt = R_t$, 电路方程简化为 q 的二阶常系数线性微分方程:

$$L_t \frac{d^2 q}{dt^2} + R_t \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0. \quad (11)$$

代入初始条件: $q_{t=0} = CU_0$, $\dot{q}_{t=0} = 0$, 其中 U_0 为电容充电电压. 由于在本实验条件下有 $R_t^2 < (4L_t/C)$, 该方程的解为

$$i = -\dot{q} = \frac{U_0}{L_t \sqrt{\frac{1}{L_t C} - \frac{R_t^2}{4L_t^2}}} \times \exp\left(-\frac{R_t}{2L_t} t\right) \sin\left(\sqrt{\frac{1}{L_t C} - \frac{R_t^2}{4L_t^2}} t\right), \quad (12)$$

由此得到放电电流随时间的变化关系式.

在储能电容充电电压为 6 kV, 工质为氩气 20 Pa 的条件下, 放电电流波形如图 4 中实线所示. 放电电流随时间呈周期性的正弦振荡, 半周期 $T/2 = 48.3$ μs , 同时振幅随时间增加而衰减, $T/4$ 和 $3T/4$ 时的电流分别为 71.3 和 -43.6 kA. 放电电流在 21.7 μs 达到最大值 72.1 kA.

为计算 L_t 和 R_t , 将实测放电电流上的 $i(T/2)$, $i(T/4)$, $i(3T/4)$ 三点代入 (12) 式, 则有

$$\frac{T}{2} = \pi / \sqrt{\frac{1}{L_t C} - \frac{R_t^2}{4L_t^2}} = 4.83 \times 10^{-5} \text{ s}, \quad (13)$$

$$\frac{i(T/4)}{i(3T/4)} = -\exp\left(\frac{R_t}{2L_t} \times \frac{T}{2}\right) = -1.64, \quad (14)$$

解得 $L_t = 0.96$ μH , $R_t = 19.5$ m Ω , 可见二者与前文中的估算结果较为符合. 进一步算得该条件下理论电流 i (图 4 中红色虚线所示) 为

$$i = 9.59 \times 10^4 \times e^{-1.015 \times 10^4 t} \times \sin(6.5 \times 10^4 t) \text{ A}. \quad (15)$$

从图 4 可见, 实测电流波形接近于衰减正弦形式的理论电流, 这说明在本文的实验条件下, 回路电阻、电感的时变对放电电流影响不大.

对于阻性损耗较小的情况, 电流波形在放电开始后数个周期内均与正弦差异不大, 因此可用正弦表达式来近似描述. 但本文中实测电流波形与正弦形式相差较大. 为直观比较二者差异, 在图 4 中加入一条幅值等于放电电流最大值, 周期等于放电电流周期的正弦电流波形曲线 (蓝色虚线). 可以看出, 在前 $T/4$ 内, 实测电流比正弦电流上升得更快, 且更早达到峰值. 相比于正弦, 衰减正弦表达式能更为准确地描述本文的实测电流波形.

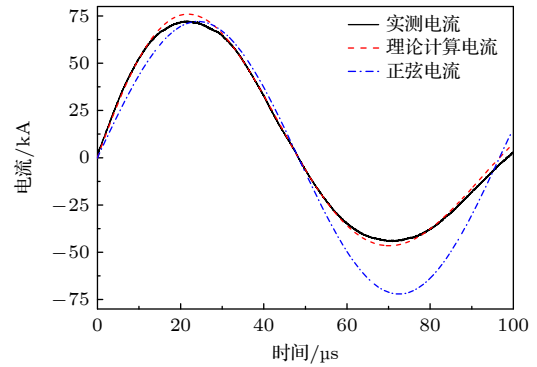


图 4 电流实测波形与理论计算波形对比

Fig. 4. Comparison of the measured and the theoretical current signals.

3.2 枪内等离子体的加速过程

通过枪内磁信号测得等离子体轴向位移和速度随时间的变化关系, 由枪口前方光电流信号测得等离子体运动至枪口所需的时间, 结果如图 5 和图 6 所示. 其中磁信号和光信号的测量结果分别由实心和空心数据点表示.

从图 5 和图 6 可以看出, 在同一工作参数下, 随着加速时间的增大, 速度增加, 即等离子体在磁压力作用下做加速运动. 由图 5 可见, 随着充电电

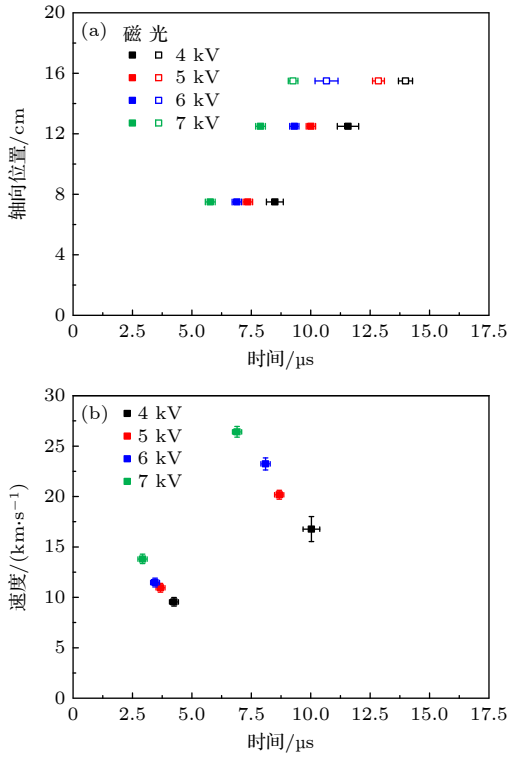


图 5 气压 20 Pa 时, 不同电压下等离子体 (a) 轴向位置和 (b) 速度随加速时间的变化

Fig. 5. (a) Axial position and (b) velocity of plasma versus acceleration time with different voltage at 20 Pa.

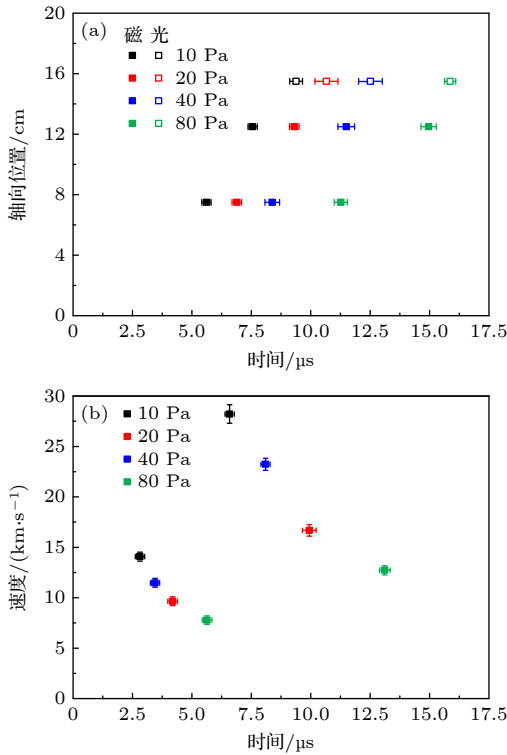


图 6 电压 6 kV 时, 不同气压下等离子体 (a) 轴向位置和 (b) 速度随加速时间的变化

Fig. 6. (a) Axial position and (b) velocity of plasma versus acceleration time with different pressure at 6 kV.

压增大, 等离子体到达磁探针测量位置的时间提前, 且在相同轴向位置处测得的等离子体速度增大. 由 (12) 式可知, 充电电压增大意味着放电电流提升, 同时使得枪内角向磁场增强, 导致等离子体受到的磁压力增大, 在同样的运动距离内能被加速至更高的速度. 由图 6 可见, 随着预填充气压的增大, 等离子体到达测量位置的时间延后, 且在相同轴向位置处测得等离子体速度降低. 这是由于预填充气体的密度增加导致等离子体质量增加, 在相同的磁压力作用下, 等离子体的质量增大使得其更难被加速. 另外由图 5(a) 和图 6(a) 可见, 在本文所有工作参数下, 磁信号与光信号测量结果均能保持较好的一致性, 这说明磁探针的存在对等离子体的运动状态影响较小. 为更深入分析电压、气压以及加速时间对等离子体速度的影响, 本文将进一步讨论雪梨模型计算等离子体速度的方法.

3.3 雪梨模型计算等离子体速度方法的优化

3.3.1 雪梨模型下的等离子体运动方程

根据雪梨模型, 等离子体片首先在同轴枪底部产生, 其承载的径向电流与内电极电流产生的角向磁场作用产生轴向安培力 F_m . 等离子体片在 F_m 的推动下向枪口运动, 同时扫掠、电离途经的全部中性气体, 直至喷出枪口. 在这一过程中, 如忽略等离子体与电极间的摩擦阻力, 由动量定理可得

$$\frac{d}{dt} \left[(\rho A z) \frac{dz}{dt} \right] = F_m, \quad (16)$$

其中 ρ 为预填充气体的质量密度, A 为同轴电极间隙的横截面积, z 为等离子体片轴向运动距离. 等离子体片整体受到的轴向安培力 F_m 可通过不同径向位置等离子体环所受轴向安培力的积分表示:

$$F_m = \frac{1}{2} \int_{r_{in}}^{r_{out}} B(r) i dr, \quad (17)$$

其中 B 为内电极所产生的角向磁感应强度; i 为流经等离子体片的电流大小, 也是流经内电极的电流大小; r 为枪内径向位置. 根据安培环路定理, $B(r) = \mu_0 i / (2\pi r)$ 联立 (16) 式及 (17) 式可得

$$\frac{d}{dt} \left[(\rho A z) \frac{dz}{dt} \right] = F_m = \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{B(r)^2}{2\mu_0} 2\pi r dr, \quad (18)$$

式中 $B(r)^2 / (2\mu_0)$ 为单位面积等离子体片受到的电磁推力, 也称为磁压力. 将 $B(r) = \mu_0 i / (2\pi r)$ 代入后

$$\frac{d}{dt} \left[(\rho A z) \frac{dz}{dt} \right] = \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{\mu_0^2 i^2}{2\mu_0 (2\pi r)^2} 2\pi r dr = \frac{\mu_0 i^2}{4\pi} \ln \left(\frac{r_{out}}{r_{in}} \right), \quad (19)$$

由此得到等离子体运动的微分方程.

如果给出电流随时间的变化关系 $i(t)$, 可求得轴向位移 z 和轴向速度 v 随时间的变化关系. 为便于计算 $z(t)$ 的解析表达式, 将放电电流近似认为是正弦形式, 即 $i = I_0 \sin(\omega t)$, 其中 ω 为电流角频率. 代入初始条件 $\dot{z}_{t=0} = 0$, 对 t 积分得

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{V_c \left[t - \frac{\sin(2\omega t)}{2\omega} \right]}{\sqrt{2 \left[t^2 + \frac{\cos(2\omega t) - 1}{2\omega^2} \right]}}, \quad (20)$$

再代入初始条件 $z_{t=0} = 0$, 对 t 积分得

$$z = V_c \sqrt{\frac{1}{2} \left[t^2 + \frac{\cos(2\omega t) - 1}{2\omega^2} \right]}, \quad (21)$$

其中 V_c 为放电电流恒为 I_0 时的等离子体轴向速度, 表达式为

$$V_c = \sqrt{\frac{\mu_0 I_0^2 \ln(r_{out}/r_{in})}{4\pi^2 \rho (r_{out}^2 - r_{in}^2)}}. \quad (22)$$

如果已知电极尺寸 r_{in} 和 r_{out} , 工作气体质量密度 ρ 和放电电流幅值 I_0 , 可以通过 (21) 式和 (22) 式计算雪梨模型下等离子体片的运动方程. 在加速时间相同的情况下, 等离子体的速度正比于电流幅值, 即正比于储能电容充电电压; 同时速度也反比于工作气体密度的 $1/2$ 次方, 对于同种工作气体, 则速度反比于预填充气压的 $1/2$ 次方.

3.3.2 实测与正弦电流下的雪梨模型对比

尽管将放电电流近似为正弦形式易于求解运动微分方程, 但在前文 (见图 4) 中已经可以看到实际电流波形与正弦波形的明显差别, 且磁压力中的电流平方项会将这一差距进一步拉大. 图 7 对比了由实测电流和正弦电流计算得到的轴向安培力, 其中气压固定为 20 Pa, 电压为 6 kV. 在放电电流前 $1/4$ 周期, 实测电流对应的轴向安培力始终高于正弦电流, 如 10 μs 时, 后者仅为前者的 69%; 而在 $1/4$ — $1/2$ 周期内, 则呈现出截然相反的结果. 对轴向安培力计算的偏差会直接影响到理论速度的计算结果, 因此在求解运动微分方程过程中, 需要对实测电流进行更为精确的描述.

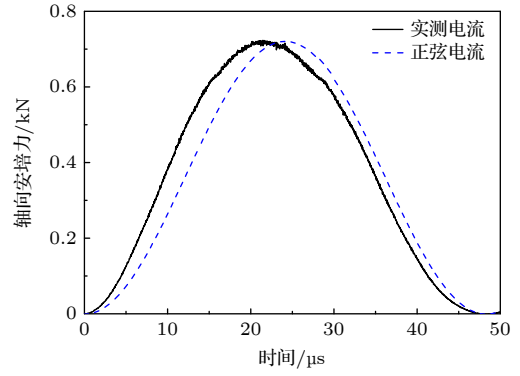


图 7 实测和正弦电流下的轴向安培力对比

Fig. 7. Comparison of ampere force calculated by measured and sinusoidal current.

衰减正弦表达式比正弦更为接近实测电流, 但由此计算出的 $z(t)$ 表达式十分复杂^[27], 对实际计算与工程应用的价值不大, 因此本文直接使用实测电流通过差分法数值求解运动微分方程. 由微分方程 (19) 得到等离子体加速度 a 的表达式:

$$a = \frac{F_m}{z\rho A} - \frac{v^2}{z}, \quad (23)$$

将该式写为差分形式:

$$a_n = \frac{F_{mn-1}}{z_{n-1}\rho A} - \frac{v_{n-1}^2}{z_{n-1}}, \quad (24)$$

其中, 右下角标 n 代表第 n 个时间步. 时间步长 $\Delta t = 2 \times 10^{-8}$ s. 再将 a 和 v 也写为差分形式:

$$a_n = \frac{v_{n+1} - v_n}{\Delta t}, \quad (25)$$

$$v_n = \frac{z_{n+1} - z_n}{\Delta t}. \quad (26)$$

由 (24) 式—(26) 式可数值求解运动方程.

利用差分法分别求解实测电流和正弦电流下的理论速度, 结果如图 8 所示. 与安培力的结果类似, 在前 $1/4$ 周期内, 实测电流对应的理论速度明显大于正弦电流, 同样在 10 μs 时, 正弦电流理论速度仅为实测电流的 81%. 随着放电的进行, 等离子体质量逐渐积累, 安培力的差异对速度的影响逐渐减小, 因此在 $1/4$ — $1/2$ 周期内, 与安培力的结果不同, 两种方法计算得到的理论速度差别并不明显. 而前 $1/4$ 周期正是加速的起步阶段, 对其后的等离子体运动状态影响很大, 因此有必要用实测电流替代正弦电流计算理论速度.

3.3.3 等离子体加速饱和现象

在同一坐标系下对比枪内实测速度与理论值,

结果如图 9 和图 10 所示. 无论是等离子体实测速度, 还是其理论值, 均呈现出随电压增大而提高, 随气压增大而降低的趋势, 且二者间表现出较好的一致性, 最大差值不超过 26.2%. 由此可见, 通过雪犁模型可以合理预测速度随电压、气压的变化规律. 同时, 仔细观察后可以发现, 在枪内的整个加速过程中, 等离子体的实测速度要普遍高于其理论速度, 二者间的差值同样呈现出与电压成正比、与气压成反比的变化规律.

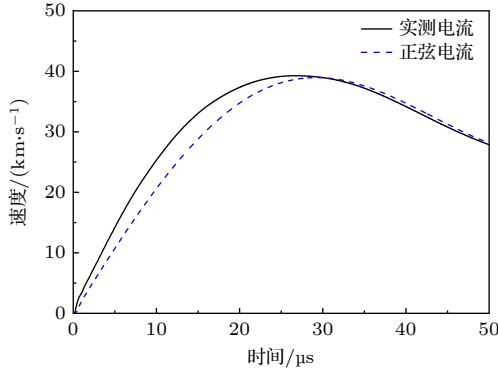


图 8 实测和正弦电流下的理论速度对比

Fig. 8. Comparison of theoretical velocity calculated by measured and sinusoidal current.

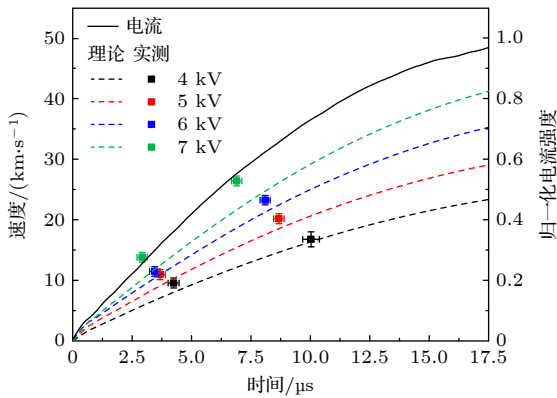


图 9 气压 20 Pa 时, 不同电压下等离子体速度随加速时间的变化

Fig. 9. Plasma velocity versus acceleration time with different voltage at 20 Pa.

由 (16) 式可知, 雪犁模型默认等离子体在加速过程中会扫掠其途经的全部中性气体. 而国内外大量研究表明, 一次放电后, 枪内仍有部分中性气体残留 [25,33], 以提供后续多次放电所需的工质. 究其原因, 可认为在枪内加速的初期, 刚形成的等离子体片还不够致密, 扫掠效率不高, 由磁压驱动加速的等离子体质量低于模型假设, 因此在相同的加

速时间内达到了更高的速度. 而随着电压的升高, 峰值电流提高, 加速初期的电流变化率和等离子体加速度均相应增加, 等离子体片以更快的速度扫过相同的轴向距离, 扫掠效率进一步降低, 实测与理论速度的差值也相应拉大; 另一方面, 气压的升高使得等离子体片在同样的轴向距离上需要扫掠更多的中性气体, 等离子体片在很短时间就变得致密, 扫掠效率迅速提高, 实测与理论速度的差值逐渐减小, 甚至在 80 Pa 时会出现实测速度低于理论值的情况.

从图 4 与图 8 可以观察到, 等离子体理论速度的峰值总是在回路电流的 1/4 周期 (约 25 μs) 附近出现. 而针对本文所使用的同轴枪而言, 其实际加速时间普遍小于 15 μs, 这既导致了能量利用效率的降低, 也使得峰值点前后模型的准确性无法得到验证.

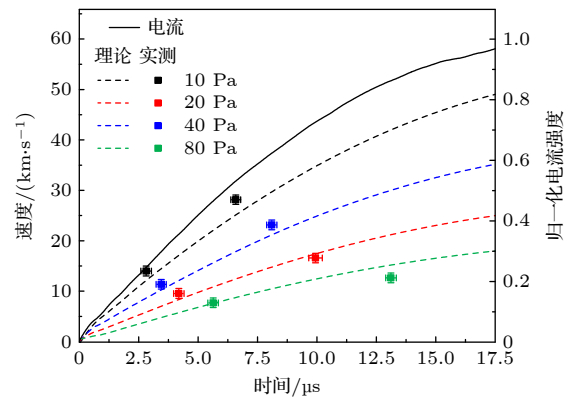


图 10 电压 6 kV 时, 不同气压下等离子体速度随加速时间的变化

Fig. 10. Plasma velocity versus acceleration time with different pressure at 6 kV.

为此我们将同轴电极延长至 450 mm, 即枪内实际加速距离为 445 mm. 枪口处等离子体速度的测量位置与方法不变, 并将结果与延长前的同轴电极枪口速度进行对比. 如图 11 和图 12 所示, 枪口处等离子体实测速度随电压、气压的变化规律与枪内情况保持一致, 但不同的是枪口处的实测速度总是低于理论值. 而同轴电极的加长虽然带来了加速时间的增加和理论速度的显著提高, 但从实际结果来看, 等离子体速度已出现了明显的饱和现象.

前文中已经提到, 扫掠效率的不足使得加速初期等离子体片的实测速度高于理论速度. 而随着加速过程的进行, 等离子体片的致密程度大幅增加, 扫掠效率提升, 质量的增加和电流变化率的降低导

致整个加速过程放缓,直至电流带来的磁压力已不足以令等离子体在扫掠前方中性气体的同时继续加速,此时等离子体速度达到峰值,其后等离子体虽仍旧受磁压力的作用但速度开始逐渐降低.与模型预测不同,实测结果表明等离子体在开始加速后很快(约 10 μs)就达到了峰值速度并在很长一段加速时间(10—15 μs)内一直保持该速度,即达到了速度的饱和.现有的雪梨模型显然无法解释这一问题,这也说明一定存在一种或多种被忽略的作用机制在影响着枪内等离子体的加速过程.

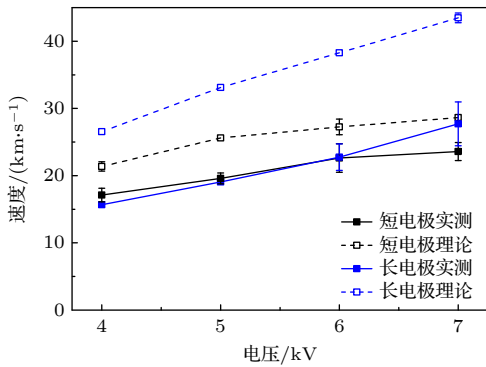


图 11 气压 20 Pa 时, 等离子体枪口速度随电压的变化
Fig. 11. Muzzle velocity of plasma jet versus voltage at 20 Pa.

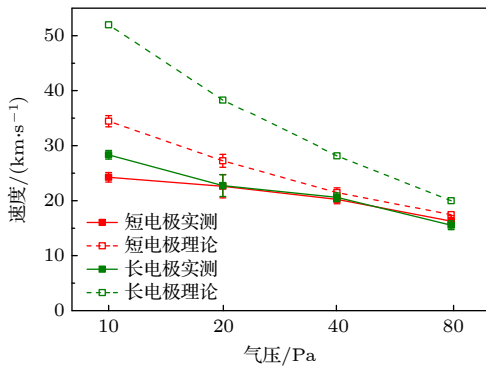


图 12 电压 6 kV 时, 等离子体枪口速度随气压的变化
Fig. 12. Muzzle velocity of plasma jet versus pressure at 6 kV.

在雪梨模型的假设中提到,为简化模型以得到解析式,不考虑等离子体与内外电极壁面间的摩擦阻力.摩擦阻力的加入会阻碍等离子体速度的增加,且随着质量与速度的提高,其作用效果愈发明显,故与理论速度波形相比,等离子体实测速度的峰值更低,速度抵达峰值的时刻也有所提前.此外,在加速初期,等离子体的质量与速度都很低,摩擦阻力相对较小,其对加速过程的阻碍作用有限,此

时由扫掠效率的严重不足引起的速度增幅占据着主导地位,因此在图 9 和图 10 中能观察到等离子体的实测速度高于理论值.综上所述,由摩擦阻力引起的加速迟滞效应很有可能是导致等离子体速度出现饱和现象的主要原因.

3.3.4 等离子体理论速度的摩擦阻力修正

摩擦阻力是单位时间内离子与电子轴向动量损失的宏观体现.假设 Ar^+ 离子与阴极壁碰撞的频率为 k ,认为碰撞后 Ar^+ 离子全部转化为 Ar 原子,由等离子体的准电中性可得,电子被阳极壁吸收的频率也为 k .假设碰撞后,粒子的轴向速度降低为零.由此可写出摩擦阻力 f 的表达式:

$$f = k(m_{\text{Ar}} + m_e)v, \quad (27)$$

式中 m_{Ar} 和 m_e 分别为 Ar^+ 离子和电子的质量, v 为等离子体轴向速度.其中,系数 k 可由放电电流决定^[35]:

$$i = 2ke. \quad (28)$$

同时由于 $m_{\text{Ar}} \gg m_e$,忽略 m_e ,得到摩擦阻力的表达式:

$$f = im_{\text{Ar}}v/(2e). \quad (29)$$

将摩擦阻力加入运动微分方程,并写成差分形式:

$$a_n = \frac{F_{m_{n-1}} - f_{n-1}}{z_{n-1}\rho A} - \frac{v_{n-1}^2}{z_{n-1}}. \quad (30)$$

由(25)式、(26)式、(30)式可数值求解含摩擦阻力的运动方程.

图 13 和图 14 给出了有无摩擦阻力时的等离子体理论速度(分别用实线和虚线所示).可以看出,摩擦阻力的加入引起了整个加速阶段等离子体理论速度的下降,且随着加速时间的增加,由摩擦阻力带来的理论速度降幅也随之增大,直至约 1/4 周期处该降幅达到最大,数值约为 17.9%—42.1%.

为验证摩擦阻力修正后模型的准确性,将磁探针伸入延长电极内测量磁信号并计算得到枪内等离子体的运动速度.5 个电感线圈到枪底距离分别为 17, 22, 27, 32 和 42 cm,测得图 13 和图 14 中的实心数据点.为定量表征理论速度与实测结果的偏离程度,使用如下公式计算每个放电参数下理论速度与实际速度的相对偏差 δ :

$$\delta = \frac{1}{s} \sum_{i=1}^s \left| \frac{v_t(t_i) - v_r(t_i)}{v_r(t_i)} \right| \times 100\%, \quad (31)$$

其中 s 为该参数下实测数据点的数量, $v_t(t_i)$ 和 $v_r(t_i)$ 分别为 t_i 时刻的理论速度与实测速度.结果

表明, 在本实验中不同放电参数下, 忽略摩擦阻力计算的理论与实际的偏差范围为 26.8%—53.6%, 而加入摩擦阻力后, 这一偏差范围降低至 3.1%—8.4%. 这充分说明, 在雪犁模型等离子体运动方程中加入摩擦阻力项是一个非常有效的优化. 而除摩擦阻力外, 也仍旧存在着其他因素会引起实测与理论速度的差异. 一方面, 在整个加速过程中, 尤其是加速初期, 扫掠效率不足会使得等离子体质量偏低, 进而导致速度的实测值高于其理论值. 这种现象在气压较低时更为明显, 因此能够观察到 10 Pa 下第一个数据点实测与理论速度的差值较大 (见图 14). 而随着加速过程的进行, 放电电流与等离子体质量均迅速增加, 等离子体片变得更加致

密, 扫掠效率也更接近于雪犁模型的假设, 该因素对等离子体速度的影响显著降低. 另一方面, 扫掠的不彻底还会带来“扫雪”过后中性气体在枪内的残留, 这些残留的中性气体容易被同轴电极两端的高压击穿并建立新的电流通道, 导致等离子体片承载的电流减少, 即发生了所谓的电流渗漏效应^[25,26,34], 承载电流的减少会直接带来磁压力以及等离子体速度的降低. 两种效应的耦合作用使得等离子体速度的实测值围绕着加入摩擦阻力项后的理论速度曲线上下波动.

与摩擦阻力相比, 扫掠效率不足和电流渗漏效应二者对枪内等离子体加速过程的影响显然更小, 且很难解耦来进行定量分析, 因此, 本文没有进一步提高等离子体加速模型理论速度的预测精度. 综上所述, 在电压相对较低、气压相对较高的条件下, 扫掠效率不足以及电流渗漏效应带来的影响能够被有效降低, 此时加入摩擦阻力的方程能够合理地预测较长加速时间下的等离子体运动速度.

4 结 论

本文通过对同轴枪放电装置光、电、磁信号的测量, 分析了放电电流特性和不同工作参数下等离子体速度随时间的变化规律. 放电电流波形接近于由理论计算得到的衰减正弦曲线, 而与正弦曲线存在明显偏差, 使用实测电流波形代替近似的正弦曲线实现了对雪犁模型下等离子体运动方程的优化. 无论是等离子体实测速度、理论值还是二者间的差值, 均表现出随电压升高而增大、随气压增加而减小的变化趋势, 其根本原因是枪内加速伊始等离子体片的扫掠效率不足, 电压的升高及气压的降低则进一步放大了该效应. 随着加速距离的延长, 喷口处等离子体速度的饱和现象开始出现, 摩擦阻力的存在是其主导的形成原因. 相比于现有模型 26.8%—53.6% 的偏差范围, 添加摩擦阻力项后不同电压和气压下的理论与实测速度的差值仅为 3.1%—8.4%. 摩擦阻力项的加入大幅提高了速度预测的准确性, 为装置结构的设计及能量利用效率的计算提供了有效参考.

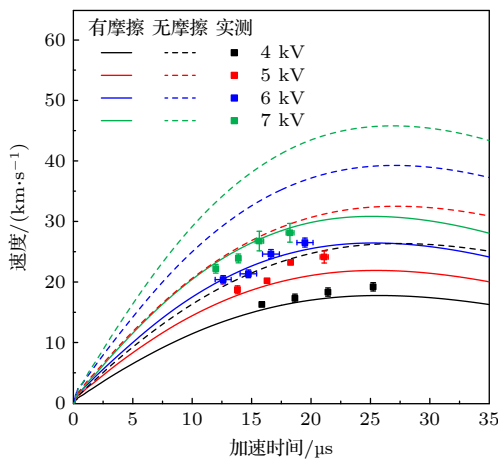


图 13 气压 20 Pa 时, 加速饱和阶段等离子体速度随加速时间的变化

Fig. 13. Plasma velocity versus acceleration time in saturation stage at 20 Pa.

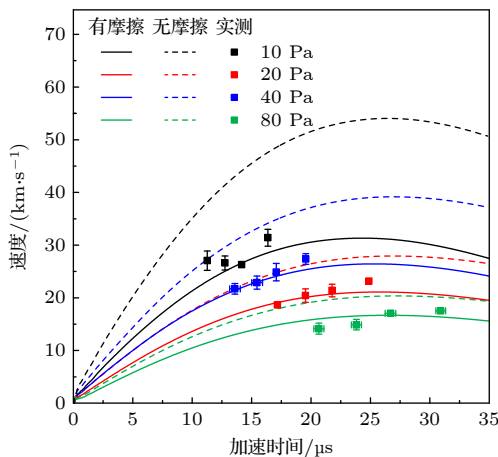


图 14 电压 6 kV 时, 加速饱和阶段等离子体速度随加速时间的变化

Fig. 14. Plasma velocity versus acceleration time in saturation stage at 6 kV.

参考文献

[1] Marshall J 1960 *Phys. Fluids* 3 134
 [2] Ticoş C M, Wang Z, Wurden G A, Kline J L, Montgomery D

- S 2008 *Phys. Plasmas* **15** 103701
- [3] Ticoş C M, Wang Z, Wurden G A, Kline J L, Montgomery D S, Dorf L A, Shukla P K 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 155002
- [4] Cheng D Y 1971 *AIAA J.* **9** 1681
- [5] Lu M F, Yang S Z, Liu C Z 1997 *IEEE International Conference on Plasma Science* San Diego, CA, USA, May 19–22, 1997 p175
- [6] Matsumoto T, Sekiguchi J, Asai T, Gota H, Garate E, Allfrey I, Valentine T, Morehouse M, Roche T, Kinley J, Aefsky S, Cordero M, Waggoner W, Binderbauer M, Tajima T 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 053512
- [7] Kikuchi Y, Nakanishi R, Nakatsuka M, Fukumoto N, Nagata M 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 232
- [8] Federici G, Zhitlukhin A, Arkhipov N, Giniyatulin R, Klimov N, Landman I, Podkovyrov V, Safronov V, Loarte A, Merola M 2005 *J. Nucl. Mater.* **337** 684
- [9] Borthakur S, Talukdar N, Neog N K, Borthakur T K 2017 *Fusion Eng. Des.* **122** 131
- [10] Huang J G, Han J W, Lee H W, Cai M H, Lee X Y, Zhang Z L, Chen Z F, Wang L, Yang X Z, Feng C H 2009 *Chin. Sci. Bull.* **02** 150 (in Chinese) [黄建国, 韩建伟, 李宏伟, 蔡明辉, 李小银, 张振龙, 陈赵峰, 王龙, 杨宣宗, 冯春华 2009 科学通报 **02** 150]
- [11] Cassibry J T, Thio Y C F, Markusic T E, Wu S T 2006 *J. Propul. Power* **22** 628
- [12] Cassibry J T 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 2180
- [13] Peng Z J 2004 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Tsinghua University) (in Chinese) [彭志坚 2004 博士学位论文 (北京: 清华大学)]
- [14] Kikuchi Y, Nishijima D, Nakatsuka M, Ando K, Higashi T, Ueno Y, Ishihara M, Shoda K, Nagata M, Kawai T, Ueda Y, Fukumoto N, Doerner R P 2011 *J. Nucl. Mater.* **415** 55
- [15] Sakuma I, Kikuchi Y, Kitagawa Y, Asai Y, Onishi K, Fukumoto N, Nagata M 2015 *J. Nucl. Mater.* **463** 233
- [16] Abdou A E, Ismail M I, Mohamed A E, Lee S, Saw S H, Verma R 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 2741
- [17] Raman R, Martin, F, Quirion B, St-Onge M, Lachambre J L, Michaud D, Sawatzky B, Thomas J, Hirose A, Hwang D, Richard N, Cote C, Abel G, Pinsonneault D, Gauvreau J L, Stansfield B, Decoste R, Cote A, Zuzak W, Bouche C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 3101
- [18] Francis Thio Y C, Hsu S C, Witherspoon F D, Cruz E, Case A, Langendorf S, Yates K, Dunn J, Cassibry J, Samulyak R, Stoltz P, Brockington S J, Williams A, Luna M, Becker R, Cook A 2019 *Fusion Sci. Technol.* **75** 581
- [19] Ticos C M, Wang Z, Wurden G A 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 2770
- [20] Nawaz A, Albertoni R, Auweter-Kurtz M 2010 *Acta Astronaut.* **67** 440
- [21] Asai T, Matsumoto T, Roche T, Allfrey I, Gota H, Sekiguchi J, Edo T, Garate E, Takahashi T, Binderbauer M, Tajima T 2017 *Nucl. Fusion* **57** 076018
- [22] Raman R 2008 *Fusion Eng. Des.* **83** 1368
- [23] Hart P J 1962 *Phys. Fluids.* **5** 38
- [24] Burkhardt L C, Lovberg R H 1962 *Phys. Fluids.* **5** 341
- [25] Chow S P, Lee S, Tan B C 1972 *J. Plasma Phys.* **8** 21
- [26] Chen Y H, Lee S 1973 *Int. J. Electron.* **35** 341
- [27] Shen Z G, Liu C H, Lee C H, Wu C, Yang S 1995 *J. Phys.* **28** 314
- [28] Zhang J L, Yang L, Yan H J, Hua Y, Ren C S 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 075201 (in Chinese) [张俊龙, 杨亮, 闫慧杰, 滑跃, 任春生 2015 物理学报 **64** 075201]
- [29] Yu X, Qi L W, Zhao C X, Ren C S 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 035202 (in Chinese) [余鑫, 漆亮文, 赵崇霄, 任春生 2020 物理学报 **69** 035202]
- [30] Dietz D 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 2669
- [31] Chen F F 2016 *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* (Cham: Springer) pp166–171
- [32] Song J, Lee J W, Bai X D, Zhang J S, Yan H J, Xiao Q M, Wang D Z 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 105201 (in Chinese) [宋健, 李嘉雯, 白晓东, 张津硕, 闫慧杰, 肖青梅, 王德真 2021 物理学报 **70** 105201]
- [33] Wiechula J, Hock C, Iberler M, Manegold T, Schonlein A, Jacoby J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 043516
- [34] Liu S 2019 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Xi'an Jiaotong University) (in Chinese) [刘帅 2019 博士学位论文 (西安: 西安交通大学)]
- [35] Thom K, Norwood J, Jalufka N 1964 *Phys. Fluids* **7** 67

Analysis and optimization of acceleration model in coaxial plasma gun in pre-fill mode

Zhang Jin-Shuo¹⁾ Sun Hui¹⁾ Du Zhi-Jie¹⁾ Zhang Xue-Hang¹⁾
Xiao Qing-Mei²⁾ Fan Jin-Rui³⁾ Yan Hui-Jie¹⁾ Song Jian^{1)†}

1) (*Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion, and Electron Beams, the Ministry of Education, School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

2) (*Space Environment Simulation Research Infrastructure, Harbin Institute of Technology, Harbin 150006, China*)

3) (*Unit 63936 of the People's Liberation Army, Beijing 102202, China*)

(Received 27 March 2023; revised manuscript received 8 May 2023)

Abstract

Snowplow model is the main method to describe the acceleration process of coaxial plasma gun in the pre-fill mode, which can directly give the analytical expression of plasma velocity versus time. So it has become an important reference in designing the device structures satisfying the requirements for different applications. Through measuring the current, magnetic and optical signals, the characteristics of current during the discharge and the motion of plasmoid are investigated. The variation of discharge current with time is close to the damping sine curve, which is an underdamping solution of RLC equivalent discharge circuit. The measured current in lieu of the sine one is used to calculate the theoretical velocity so as to eliminate the error of magnetic pressure. The variation of plasma velocity with discharge voltage and chamber pressure are consistent with those obtained by solving the equation of plasma motion under snow plough model, but the acceleration process is another story. At the initial stage of the discharge, owing to the low sweep efficiency, the plasma is accelerated to a higher velocity than the predicted one, the increase of voltage and the decrease of pressure further enhance the effect. With the extension of the acceleration distance, owing to the friction resistance between plasma and electrodes, the acceleration slows down and the velocity starts to fall below the predicated value, the saturation of plasma velocity at the nozzle is found. The friction resistance term is added to the equation of plasma motion. Compared with the deviation range of 26.8%–53.6% of the existing model, the differences between the theoretical speed and the measured speed under different voltages and pressures are in a range of 3.1%–8.4% after adding the friction resistance term into the equation of plasma motion. The optimization of snow plow model greatly improves the accuracy of velocity prediction, which can provide an effective reference for designing device structure and calculating energy efficiency.

Keywords: coaxial gun, snow plough model, plasma velocity, friction resistance

PACS: 52.25.Fi, 52.30.-q, 52.59.Dk, 52.80.Vp

DOI: 10.7498/aps.72.20230463

† Corresponding author. E-mail: songjian@dlut.edu.cn



预填充模式下同轴枪放电等离子体加速模型分析与优化

张津硕 孙辉 杜志杰 张雪航 肖青梅 范金蕊 闫慧杰 宋健

Analysis and optimization of acceleration model in coaxial plasma gun in pre-fill mode

Zhang Jin-Shuo Sun Hui Du Zhi-Jie Zhang Xue-Hang Xiao Qing-Mei Fan Jin-Rui Yan Hui-Jie
Song Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 155202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230463

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230463>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

同轴枪正、负脉冲放电等离子体特性的对比

Comparative study of positive and negative pulsed discharge plasma characteristics of coaxial gun

物理学报. 2020, 69(3): 035202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191321>

放电参数对爆燃模式下同轴枪强流脉冲放电等离子体的影响

Influence of discharge parameters on pulsed discharge of coaxial gun in deflagration mode

物理学报. 2019, 68(10): 105203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190218>

同轴枪放电等离子体电流片的运动特性研究

Motion characteristics of coaxial gun discharge plasma current sheet

物理学报. 2019, 68(3): 035203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181832>

外电极长度对同轴枪放电等离子体特性的影响

Effect of length of outer electrode on plasma characteristics in coaxial gun

物理学报. 2021, 70(10): 105201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201724>

磁化同轴枪操作参数对球马克产生及等离子体特性的影响

Effects of magnetized coaxial plasma gun operation on spheromak formation and plasma characteristics

物理学报. 2021, 70(20): 205202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210709>

屏蔽气体流速对同轴双管式氦气大气压等离子体射流粒子分布的影响

Effect of flow rate of shielding gas on distribution of particles in coaxial double-tube helium atmospheric pressure plasma jet

物理学报. 2022, 71(16): 165201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220421>