

平行轨道加速器等离子体动力学特性研究

刘帅 黄易之 郭海山 张永鹏 杨兰均

Plasma dynamic characteristics of a parallel-rail accelerator

Liu Shuai Huang Yi-Zhi Guo Hai-Shan Zhang Yong-Peng Yang Lan-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 065201 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172403

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172403>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I6>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[甚高频激发容性耦合氩等离子体的电子能量分布函数的演变](#)

Evolution of electron energy distribution function in capacitively coupled argon plasma driven by very high frequency

物理学报.2016, 65(5): 055203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.055203>

[大气压冷等离子体射流灭活子宫颈癌 Hela 细胞](#)

Inactivation of Hela cancer cells by an atmospheric pressure cold plasma jet

物理学报.2013, 62(6): 065201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.065201>

[氦-氧等离子体针灭活肺癆 549 细胞](#)

Inactivation of A549 cancer cells by a helium-oxygen plasma needle

物理学报.2012, 61(18): 185203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.185203>

[表面波等离子体源的发展现状](#)

The current status of surface wave plasma source development

物理学报.2012, 61(14): 145202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.145202>

# 平行轨道加速器等离子体动力学特性研究

刘帅 黄易之 郭海山 张永鹏 杨兰均<sup>†</sup>

(西安交通大学, 电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

(2017年11月8日收到; 2018年1月2日收到修改稿)

等离子体电磁加速器可产生高速度、高密度等离子体射流而广泛应用于核物理、天体物理等领域. 本文通过光电二极管、磁探头研究了不同放电电流和初始气压条件下等离子体在平行轨道加速器内的轴向运动特性. 通过电流截断的方法, 采用冲击摆测量了首次等离子体射流的动量. 平行轨道加速器驱动电源由14级脉冲形成网络组成, 每级电容为1.5  $\mu\text{F}$ , 每级电感约为300 nH, 得到振荡衰减型方波的电流波形. 实验发现, 电流过零时, 轨道起始处一般会发生二次击穿, 并形成二次轴向运动的等离子体. 放电电流为10—55 kA、初始气压为200—1000 Pa时, 等离子体的轴向速度为8—25 km/s. 实验获得的等离子体的运动速度为雪犁模型理论结果的60%—80%, 这主要是理论模型忽略了电极表面对电弧的黏滞阻力以及电极烧蚀引起的质量增加. 等离子体动量与电流的平方随时间的积分成正比. 放电电流为21—51.6 kA时, 首次等离子体射流的动量为1.49—9.88 g·m/s. 等离子体运动过程中除了受到洛伦兹力外, 还会受到电极表面的黏滞阻力, 造成等离子体动量约为理论结果的75%.

**关键词:** 平行轨道, 等离子体, 速度, 动量

**PACS:** 52.59.Dk, 52.50.Dg

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172403

## 1 引言

等离子体电磁加速器可产生高速度、高密度等离子体射流而广泛应用于空间等离子体推进<sup>[1,2]</sup>、热核聚变边缘局域模的模拟<sup>[3,4]</sup>、稠密等离子体焦点<sup>[5]</sup>、微粒加速<sup>[6,7]</sup>、实验室天体物理研究<sup>[8]</sup>等方面. 近几年来, 随着基于等离子体射流驱动的磁化惯性约束聚变(plasma jet driven magneto-inertial fusion, PJMIF)概念的提出, 对于大质量高速度、高粒子密度等离子体射流的产生<sup>[9,10]</sup>、输运<sup>[11,12]</sup>、汇聚对撞<sup>[13–16]</sup>等研究也受到广泛关注. 工作于雪犁模式的等离子体电磁加速器是一种产生大质量高速度、高粒子密度等离子体射流的主要手段. 加速器内预先充满一定气压的气体, 首先初始放电在起始端绝缘表面形成一个薄的等离子体, 然后等离子体在洛伦兹力的作用下, 沿加速器轴向加速运

动, 运动过程中所扫过的气体分子被全部电离, 电离后的粒子随等离子体以同样的速度运动, 等离子体的密度或质量会不断地增加, 最后在加速器出口形成高速等离子体射流<sup>[17]</sup>.

等离子体电磁加速器有平行轨道结构和同轴结构两种构型. 同轴结构加速器中等离子体团的加速过程及其等离子体射流已有较多的研究. 中国科学院空间科学与应用研究中心高著秀等<sup>[18]</sup>采用发射光谱的多普勒频移测量了同轴结构加速器等离子体射流的轴向速度, 大连理工大学任春生等<sup>[19,20]</sup>采用两个间隔一定距离的光电倍增管测量了等离子体射流的轴向速度, 结果表明速度随放电电流的增大而增大, 随气压的增大而减小. 国外Bhuyan等<sup>[21]</sup>、Bendixsen等<sup>[5]</sup>采用磁探头或光电二极管测量了同轴结构加速器内电流通道的等离子体的运动过程, 实验观测到了等离子体的倾斜现象. 由于同轴结构加速器轴向洛伦兹力与半径平方

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: yanglj@xjtu.edu.cn

成反比, 径向不同位置等离子体轴向受力不均, 造成等离子体倾斜并向外电极堆积, 这是影响同轴结构加速器产生高密度紧凑等离子体射流的主要因素之一<sup>[22]</sup>. 等离子体倾斜同时造成实验结果与理想雪犁分析模型的仿真结果相差较大, 需要引入质量损失修正系数, 一般为10%左右<sup>[5,23,24]</sup>. 对于等离子体射流质量的测量, 普遍通过测量等离子体射流的动量和速度来近似反推. Witherspoon等<sup>[25]</sup>、Messer等<sup>[26]</sup>采用冲击摆测量了同轴结构加速器等离子体射流的动量, 但其电流波形为振荡波形. 根据Wiechula等<sup>[9]</sup>、Hsu等<sup>[10]</sup>的研究成果, 电流过零时, 会有二次击穿的Crowbar效应, 所以冲击摆测量的结果为多次等离子体射流的动量累积, 而实际应用中首次等离子体射流才是主要关注的对象. 因此, 如何测量首次等离子体射流的动量是需要解决的问题.

平行轨道等离子体电磁加速器内磁场分布较为均匀, 等离子体轴向受力不均效应较小, 其等离子体运动过程更符合雪犁分析模型, 从而更易于产生高密度的紧凑等离子体团. 美国洛斯阿拉莫斯国家实验室以平行轨道加速器作为初期PJMIF概念研究的驱动源, 研究了平行轨道加速器产生等离子体射流的密度和速度, 以及等离子体射流的传播运输、对撞等特性<sup>[10,14]</sup>. PJMIF概念应用主要关注等离子体射流的质量、速度、密度及动量等参数<sup>[27]</sup>, 但目前对于平行轨道加速器等离子体运动速度、首次等离子体射流的动量及其与雪犁模型的相符性等动力学方面的研究相对较少. 因此本文建立了平行轨道结构等离子体电磁加速器实验平台, 以光电二极管、磁探头、冲击摆及电流截断等手段研究了首次加速的等离子体在平行轨道加速器内的轴向速度与动量等动力学特性.

## 2 实验装置

平行轨道等离子体电磁加速器结构如图1所示. 平行轨道电极长度为242 mm, 宽度为16 mm, 间距为16 mm, 材料为铜. 轨道两侧为透明的石英玻璃绝缘材料, 一方面提供绝缘和约束等离子体, 另一方面便于光学诊断. 由于轨道的一部分压在石英绝缘上, 轨道电极有效放电区域的截面为11 mm×16 mm. 轨道末端为石英玻璃管喷嘴, 内径为24 mm, 长度为80 mm. 法兰和夹具均为聚甲醛材料. 加速器通过法兰安装在真空腔体上.

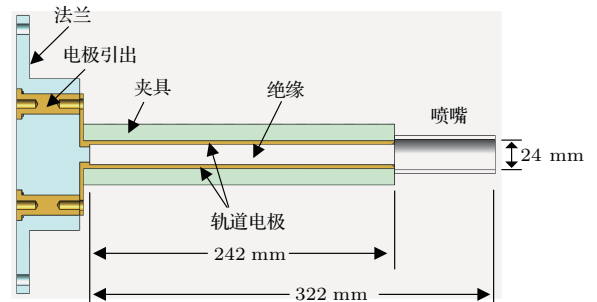


图1 平行轨道加速器结构示意图

Fig. 1. Schematic of parallel-rail accelerator.

实验布置如图2所示, 主要包括驱动电源、加速器、真空腔、磁探头、光电二极管、电流探头、冲击摆、电涡流位移传感器和两台示波器. 加速器驱动电源由14级脉冲形成网络(PFN)组成, 每级电容为1.5 μF, 每级电感约为300 nH. 电容器充电电压最高为25 kV. S1, S2均为三电极气体开关, 其中S1为正常放电气体开关, S2为截断放电气体开关. 驱动电源通过铜板连接至加速器的两个电极. 放电电流通过Pearson 1423电流探头测量. 实验时, 用机械泵将真空腔内空气抽至一定气压( $\leq 2000$  Pa).

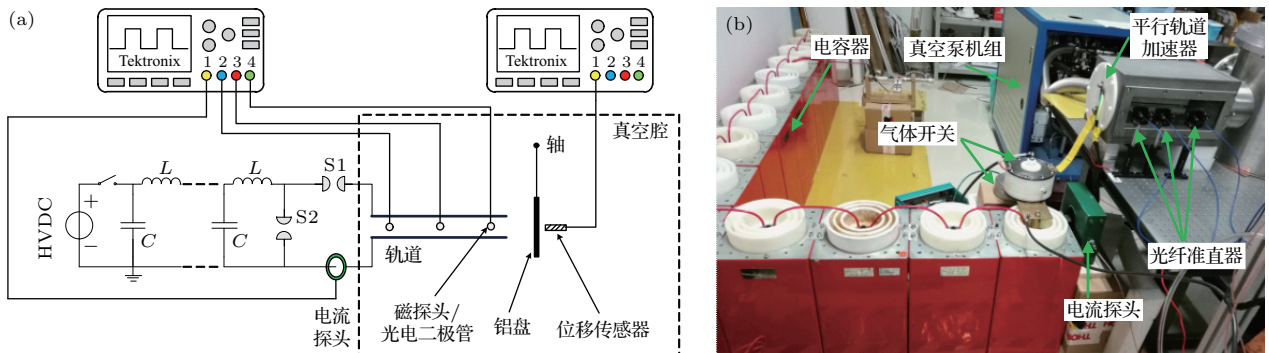


图2 实验装置 (a) 原理图; (b) 实物图

Fig. 2. Experimental setup: (a) Schematic; (b) picture.

在距离轨道起始端分别为  $Z = 54, 130, 206$  mm 处布置磁探头和光电二极管诊断,  $Z = 0$  对应轨道起始端. 光电二极管探测等离子体运动过程中轨道某一位置的光强变化. 由于轨道两侧的绝缘材料为透明石英玻璃, 所以将光电二极管探测器布置在轨道的侧面. 等离子体发光通过准直器 (Thorlabs F240SMA-A)、石英光纤传播进入光电二极管 (Thorlabs PDA-10A). 由于只有平行光能被准直器收集, 当等离子体未运动到光电探测器位置时, 光电二极管输出基本为 0; 当等离子体经过光电探测器时, 光电二极管输出一定强度的电压信号. 电流通道等离子体的运动引起的磁场变化通过轨道侧面石英玻璃外侧布置的磁探头测量, 磁探头中心距离轨道中心为 19 mm. 磁探头绕制在直径为 5 mm 的聚甲醛骨架上, 线圈采用直径为 0.3 mm 的漆包线绕制, 匝数为 10 匝, 通过阻容积分器得到磁场. 积分器电阻和电容分别为 330  $\Omega$  和 1  $\mu\text{F}$ . 磁探头的设计幅值响应为 0.708 V/T. 采用 2 kV, 2  $\mu\text{F}$  电容对匝数为 9 匝、半径为 40 mm 的 Helmholtz 线圈放电, 在线圈中心产生磁场, 校准磁探头. 磁探头的实际幅值响应为 0.697 V/T. 采用冲击摆测量等离子体射流的动量, 冲击摆铝盘直径为 100 mm, 中心距离轴 150 mm. 等离子体射流与冲击摆相互碰撞后, 冲击摆产生小角度摆动, 摆动位移通过 CZ611 电涡流传感器测量. 冲击摆距离平行轨道加速器喷嘴出口 100 mm. 根据等离子体射流动量大小的不同, 选择不同厚度冲击摆铝盘, 使得冲击摆位移在 1—10 mm 范围内. 光电二极管、磁探头及电涡流传感器的输出信号和放电电流通过两台同步触发的四通道示波器 (Tektronix DPO4104B) 采集.

### 3 理论模型

工作于一定气压条件下的平行轨道加速器, 等离子体轴向运动符合雪梨模型. 等离子体在轨道内受到洛伦兹力的作用, 大小为

$$F = \frac{1}{2}L'I^2, \quad (1)$$

其中,  $F$  为洛伦兹力;  $I$  为放电电流;  $L'$  为加速器轨道的电感梯度, 与轨道的结构有关. 本文轨道结构的电感梯度为 0.54  $\mu\text{H}/\text{m}$  [28]. 根据雪梨模型, 等离子体运动过程中所扫过的气体分子被全部电离, 且

电离后的粒子随等离子体以同样的速度运动, 当等离子体运动距离为  $x$  时, 等离子体的质量变为

$$M = \rho Ax, \quad (2)$$

其中,  $M$  为等离子体的质量,  $\rho$  为气体初始密度,  $A$  为加速器轨道放电区域的截面积,  $x$  为等离子体轴向位移. 等离子体动量的变化率即为等离子体所受的洛伦兹力, 依据 (1) 和 (2) 式, 即可得到等离子体运动的动量方程为

$$\frac{d}{dt} \left( \rho Ax \frac{dx}{dt} \right) = \frac{1}{2}L'I^2. \quad (3)$$

若电流为恒定值, 积分方程 (1), 可得等离子体的理论速度  $V$  与气体初始密度和电流的关系为

$$V = I \sqrt{\frac{L'}{2\rho A}}, \quad (4)$$

即, 等离子体速度与流过等离子体的电流成正比, 与气体初始密度或气压的平方根成反比. 当电流不变时, 等离子体在洛伦兹力的作用下速度保持不变, 而质量不断增加.

依据 (2) 和 (4) 式, 平行轨道加速器等离子体的动量  $P$  为

$$P = MV = \frac{1}{2}L'I^2t, \quad (5)$$

即等离子体的动量等于洛伦兹力的冲量. 等离子体的运动满足动量定理, 当电流随时间变化时, 最终等离子体射流的动量应为洛伦兹力随时间的积分, 即

$$P = \frac{1}{2}L' \int I^2 dt. \quad (6)$$

等离子体射流动量与电流的平方随时间的积分成正比, 与初始气压或密度无关.

## 4 结果与讨论

### 4.1 电流与等离子体的运动

电容器充一定电压后, 仅触发三电极气体开关 S1 导通, 轨道起始处沿面放电形成初始等离子体, 等离子体片在洛伦兹力的作用下, 沿轨道轴向运动. 电容器充电电压为 15 kV, 气压为 400 Pa 时, 轴向不同位置 ( $Z = 54, 130, 206$  mm) 磁探头波形和电流波形如图 3 所示. 加速器由 14 个 1.5  $\mu\text{F}$  电容组成的 PFN 电源来驱动, 负载为等离子体, 电阻很小, 所以电流波形近似为振荡衰减型方波. 电流第一个半周期峰值为 32 kA, 脉宽为 20.6  $\mu\text{s}$ .

首先关注电流第一个半周期内轨道轴向不同位置的磁场变化. 当电流通道等离子体未运动至磁探头线圈位置时, 磁探头输出信号基本为0; 当等离子体运动过磁探头线圈位置后, 磁探头输出与电流成比例的电压信号. 如果假设等离子体厚度为0, 那么轨道某一点的磁场理想情况下是一个阶跃函数. 图3所示的磁场从0变为峰值有一定的时间, 这与等离子体的厚度与速度有关. 轴向不同位置的磁场的上升前沿的时间具有一定的时间间隔, 反映了等离子体的运动速度. 第一个半周期后, 电流开始反向. 由图3磁探头波形可知, 电流反向后, 轨道起始处发生二次击穿, 等离子体重新在轨道起始处形成, 并在洛伦兹力的作用下沿轨道轴向运动. 这是因为电流过零时其变化率最大, 在轨道起始端产生较高的电压, 从而形成二次击穿.

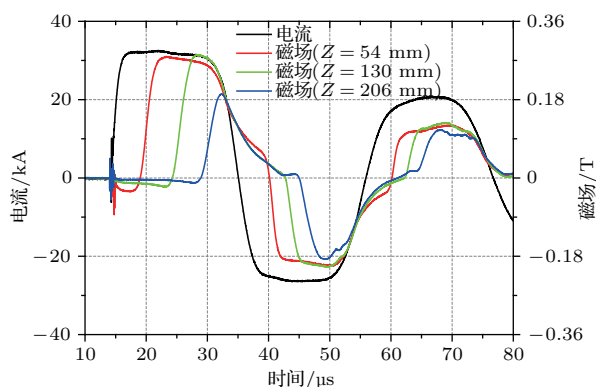


图3 磁探头和电流波形

Fig. 3. Waveforms of magnetic probes and current.

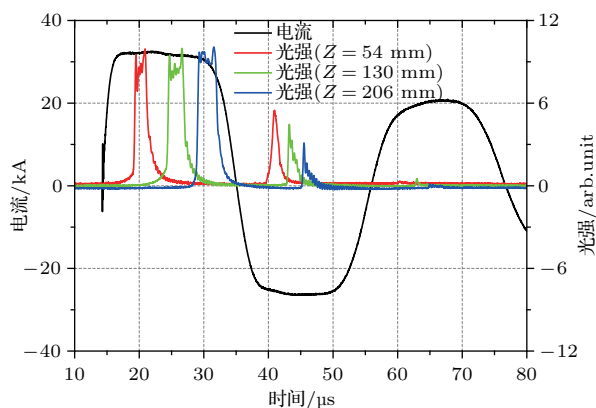


图4 光电二极管和电流波形

Fig. 4. Waveforms of photodiodes and current.

电容器充电电压为15 kV, 气压为400 Pa时, 轨道轴向不同位置 ( $Z = 54, 130, 206$  mm) 光电二极管测量波形如图4所示. 当电流通道等离子体未运动至或者已运动过光电二极管测量位置时, 光电

二极管输出基本为0; 当等离子体恰好运动至光电二极管测量位置时, 光电二极管输出与等离子体发光强度相关的电压信号. 由图4可知, 等离子体依次经过轨道轴向三个测量位置, 反映了等离子体的运动, 等离子体的经过时刻与图3磁探头的测量结果符合较好. 根据图4, 电流反向后, 光电二极管探测到等离子体的二次运动过程, 也表明存在二次击穿过程. 但第二次等离子体团的发光强度相比第一次弱很多, 第一次等离子体的发光强度很快就使得光电二极管饱和. 这是因为等离子体在第一次轴向运动过程中, 轨道内的气体大部分被电离和扫掠, 残余气体密度较小, 所以等离子体第二次轴向运动时, 等离子体粒子密度较小, 发光较弱.

由图3磁探头波形可知: 当电流第一次由峰值开始下降时, 轨道起始端电压上升并发生二次击穿, 由于轨道电感的存在, 轨道中的电流并非立刻降为0, 呈现轨道电感和等离子体电阻构成的一阶衰减过程; 而电流反向后, 轨道中的正向电流仍然会持续一段时间. 电流过零前后一定时间内平行轨道加速器中电流流向如图5所示. 电流由峰值开始下降的过程中虽然会出现二次击穿, 但轨道固有电感的储能会继续向等离子体释放. 因此, 实际应用中, 为了首次等离子体射流能量利用效率的最大化, 等离子体运动至轨道出口的时刻并不一定在电流峰值时刻, 而是电流峰值下降过程中的某一时刻. 这有待于进一步的实验和仿真计算研究. 由于实际应用中普遍关注首次喷射的等离子体射流, 因此后续讨论中我们只关注第一个半周期等离子体在轨道内的轴向运动过程及特性.

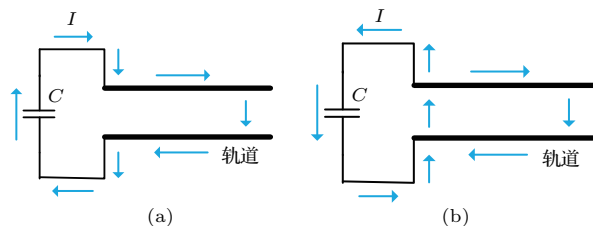


图5 电流流向示意图 (a) 电流过零前; (b) 电流过零后  
Fig. 5. Schematic of current flow direction: (a) Before current zero-crossing; (b) after current zero-crossing.

## 4.2 等离子体速度

磁场信号或光电信号到达轴向不同位置的时间差反映了等离子体的运动速度. 由于本文电流波形的第一个脉冲为近似的方波, 根据雪梨模型, 当

电流一定时, 等离子体速度不变, 图3与图4的实验结果也基本证实了这一结果. 根据磁探头和光电二极管可以获得不同初始气压、不同放电电流下等离子体在轨道内的平均运动速度, 如图6和图7所示. 相同初始气压下, 随着放电电流的增大, 等离子体运动速度增大, 近似成线性关系. 相同放电电流下, 初始气压越高, 等离子体运动速度越慢. 等离子体运动速度与放电电流、初始气压的关系曲线的变化趋势和理论雪梨模型相符. 放电电流为10—55 kA、初始气压为200—1000 Pa时, 等离子体的轴向速度为8—25 km/s.

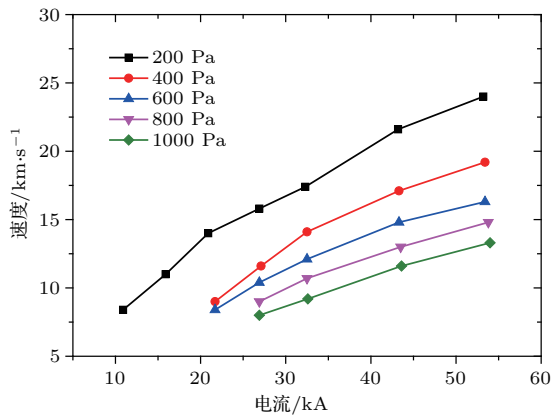


图6 等离子体速度与电流的关系

Fig. 6. Velocity of plasma as a function of current.

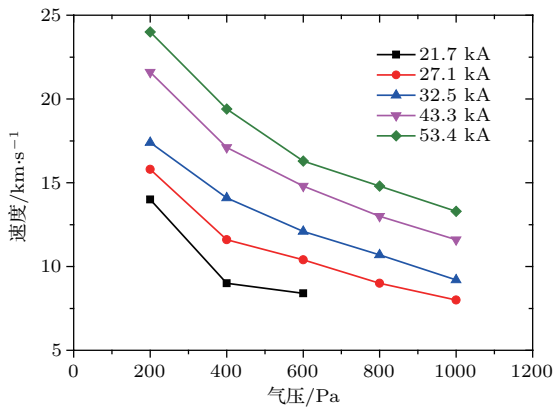


图7 等离子体速度与气压的关系

Fig. 7. Velocity of plasma as a function of pressure.

当初始气压和放电电流已知时, 即可根据(4)式和理想气体方程求得等离子体运动的理论速度. 初始气压分别为200, 400和800 Pa时, 实验得到的等离子体运动速度与理论速度的对比如图8所示. 由图8可知, 实验得到的等离子体的速度低于理论速度. 经计算, 实验得到的等离子体的速度只有理论速度的60%—80%. 在理想的雪梨模

型中, 忽略了等离子体可能遇到的其他所有阻力. 轨道中运动的等离子体本质是一种运动电弧, 运动电弧会受到电极表面的黏滞阻力, 使得电弧倾向于附着在电极表面的固定位置<sup>[29]</sup>. 而且在放电过程中, 由于轨道材料为紫铜, 在大电流条件下会有电极烧蚀, 造成等离子体质量增加, 速度降低. 电极表面对等离子体的黏滞阻力与电极烧蚀共同造成平行轨道加速器等离子体速度的实验结果低于理想的理论计算结果.

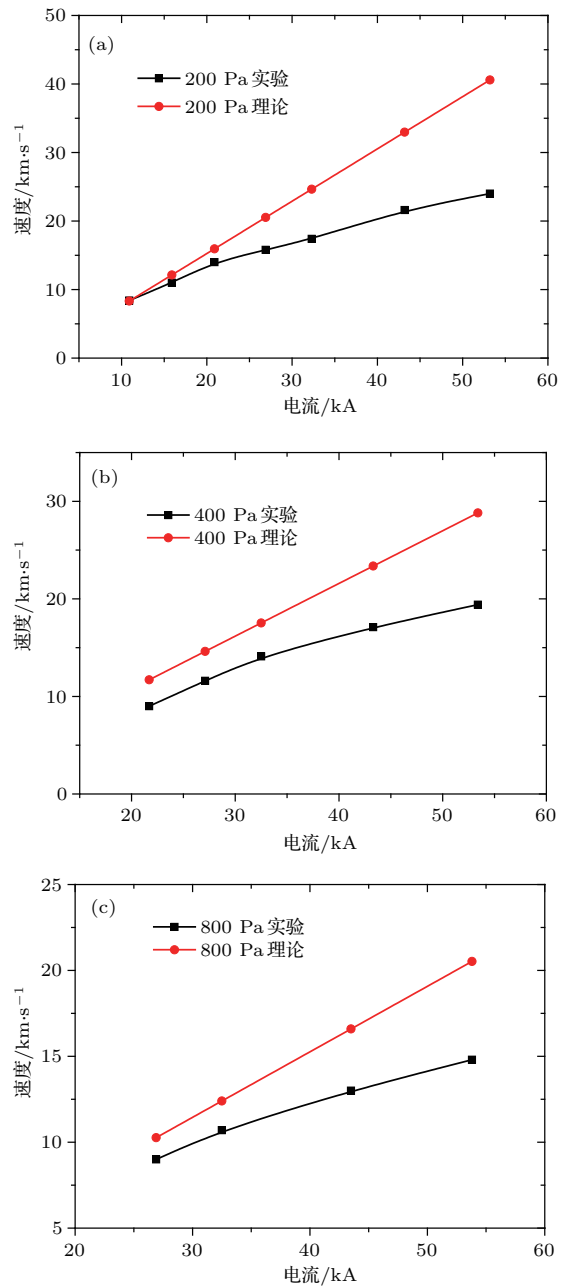


图8 等离子体理论速度与实验速度对比 (a) 200 Pa; (b) 400 Pa; (c) 800 Pa

Fig. 8. Theoretical and experimental velocity of plasma: (a) 200 Pa; (b) 400 Pa; (c) 800 Pa.

### 4.3 等离子体动量

由于实际应用中普遍关注首次喷射等离子体射流的速度、粒子密度、质量和动量等信息,但在采用冲击摆测量等离子体射流的动量时,如果电流波形是常规的衰减振荡波形,则测量的是多次等离子体射流的累积动量.因此本文额外增加一个接地的气体开关,在电流波形第一个脉宽即将结束时,导通S2开关,实现负载电流波形的截断,在负载上得到近似的单脉冲波形.平行轨道加速器放电电流波形截断与不截断对比如图9所示.截断开关S2动作后,虽然不能得到理想的单脉冲波形,但负载中电流的振荡明显得到抑制.

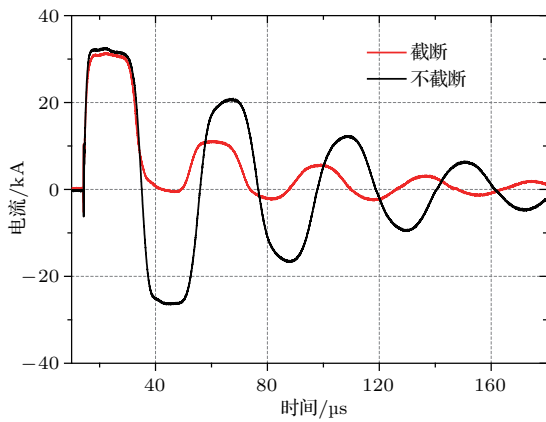


图9 电流截断波形

Fig. 9. Truncated current waveform.

采用冲击摆对平行轨道加速器等离子体射流的累积动量进行测量.电容器充电电压为7.5 kV,放电电流峰值为15.2 kA,初始气压分别为100, 200和300 Pa,电流截断与不截断时的等离子体射流的动量对比如表1所列.由表1可知,电流不截断时,由于测量的是多次射流的累积动量,其结果是电流截断时等离子体射流动量的3倍左右.因此,正常振荡衰减电流波形下测量得到的累积动量并不能准确反映首次等离子体射流的动量.电流截断时,测量的等离子体射流的动量实际是截断波形的总动量,结合(6)式,即可获得第一个方波电流作用下的首次等离子体射流的动量.设首次等离子体射流动量与截断波形的总动量之比为 $k$ ,则

$$k = \frac{\int_0^{t_1} I^2(t) dt}{\int_0^{t_2} I^2(t) dt} \quad (7)$$

其中, $t_1$ 为截断电流波形第一个方波脉冲持续的时间, $t_2$ 为截断电流波形的总持续时间.经计算,本文首次等离子体射流动量与截断波形的总动量之比约为87%.因此,相比正常振荡衰减电流波形,截断电流波形可以更为准确地用于测量平行轨道首次等离子体射流的动量.

表1 电流截断与不截断时的动量对比 ( $I = 15.2$  kA)

Table 1. Plasma momentum with current truncated and untruncated at  $I = 15.2$  kA.

电流波形	动量/ $\text{g}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$		
	100 Pa	200 Pa	300 Pa
截断	0.75	0.66	0.57
不截断	2.01	2.03	2.01

不同初始气压下,电流截断后平行轨道加速器等离子体射流的动量与电流关系如图10所示.动量随电流的增大而增大,近似与电流平方成正比,且与初始气压关系较小.动量随电流和初始气压的变化关系趋势与理论模型相符.

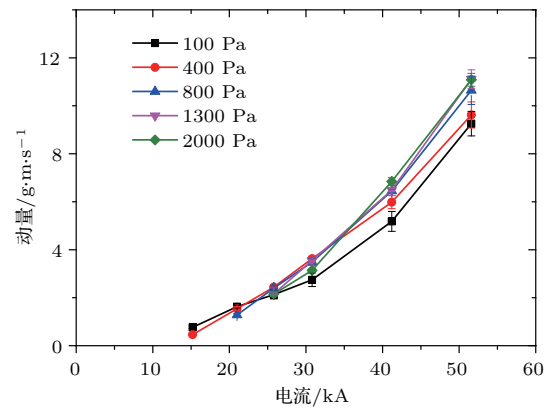


图10 等离子体动量与电流的关系

Fig. 10. Plasma momentum as a function of current.

不同电流下,电流截断后平行轨道加速器等离子体射流的动量与初始气压的关系如图11所示.电流为15.2 kA时动量随气压增大而减小:气压为100 Pa时,电流结束时等离子体基本运动至轨道末端;气压升高时,电流结束后等离子体只运动至轨道中间某一位置,等离子体的后续运动中会受到轨道和绝缘的摩擦阻力,所以动量随气压的增大而减小.电流为21—30.8 kA时,动量随气压的增大先增大后减小:气压较低时,电流未结束等离子体已达到轨道出口,后续电流并未有效利用,造成能量的损失;气压较高时,电流结束时等离子体只运

动至轨道中间位置, 后续运动有轨道和绝缘的摩擦力, 也会有能量损失. 所以, 动量随气压的增大先增大后减小. 电流为40—50 kA 时, 动量随气压的增大先增大而后基本保持不变; 相比20—30 kA, 电流结束时等离子体位置更靠近轨道出口, 因此动量基本保持不变.

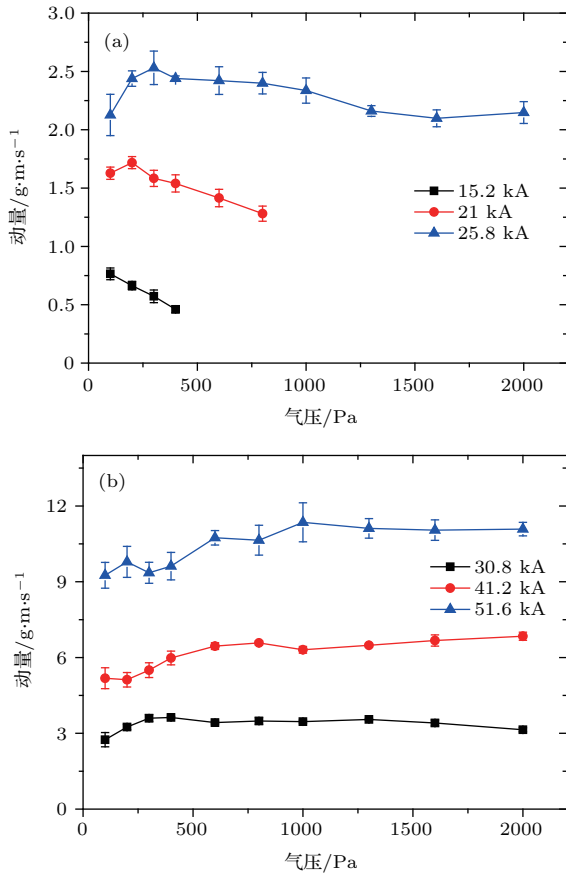


图 11 不同电流下等离子体动量随气压的变化 (a)  $I = 15.2, 21, 25.8$  kA; (b)  $I = 30.8, 41.2, 51.6$  kA  
 Fig. 11. Plasma momentum as a function of pressure at different current amplitude: (a)  $I = 15.2, 21, 25.8$  kA; (b)  $I = 30.8, 41.2, 51.6$  kA.

结合磁探头诊断、光电二极管诊断及冲击摆动量诊断的结果可得, 不同电流下等离子体射流动量的最大值均出现在对应等离子体在轨道内运动的平均速度为13—14 km/s 的条件下, 此时等离子体在第一个电流脉宽结束时恰好运动至轨道末端, 与前面的分析相符.

依据电流波形及(6)式, 即可得到截断电流波形下等离子体动量的理论计算值. 不同电流下等离子体动量的最大值与理论结果对比如表2所列. 根据前述分析, 不同电流下, 当等离子体在第一个电流脉宽结束时基本运动至轨道末端时, 等离子体动量的近似最大. 由表2可知, 等离子体动量实验结

果约为理论结果的75%, 这是因为等离子体获得的动量等于等离子体的受力随时间的积分, 等离子体除了受到洛伦兹力外, 还会受到电极表面的黏滞阻力以及前方中性气体的压力. 电流为10—50 kA 时, 等离子体受到的洛伦兹力( $0.5L'I^2$ )为27—675 N; 而当气压为100—2000 Pa 时, 中性气体的压力为0.018—0.35 N. 因此, 中性气体的压力相比洛伦兹力很小, 可以忽略不计, 等离子体的阻力主要来源于电极表面的黏滞阻力. 电极烧蚀会造成等离子体质量增加, 速度降低, 但并不影响等离子体的动量. 表2结果表明等离子体轴向运动过程中所受电极表面的黏滞阻力约为洛伦兹力的25%, 且黏滞阻力与洛伦兹力之比随电流变化较小. 根据(7)式的计算结果, 首次等离子体射流的动量约为截断电流波形总动量的87%, 则当放电电流为21, 25.8, 30.8, 41.2和51.6 kA 时, 首次等离子体射流的动量分别为1.49, 2.20, 3.16, 5.72和9.88 g·m/s.

表 2 动量实验结果与理论结果

Table 2. Experimental and theoretical results of plasma momentum.

电流/kA	实验结果/ $\text{g}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	理论结果/ $\text{g}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	实验理论比
21	1.718	2.313	74.3%
25.8	2.531	3.472	72.9%
30.8	3.628	4.892	74.2%
41.2	6.580	8.703	75.6%
51.6	11.354	13.901	81.7%

## 5 结 论

本文通过光电二极管、磁探头、冲击摆等手段研究了不同放电电流和初始气压条件下等离子体在平行轨道加速器内的轴向动力学特性. 实验结果表明: 1) 电流波形为振荡衰减型时, 电流反向后, 轨道起始处一般会发生二次击穿, 并形成二次轴向运动的等离子体; 2) 在近似为方波的放电电流作用下, 等离子体在轨道内的运动速度基本不变; 实验获得的等离子体的运动速度为雪梨模型理论计算结果的60%—80%, 这主要是忽略了电极表面对电弧的黏滞阻力以及电极烧蚀引起的质量增加; 3) 等离子体动量近似与电流的平方随时间的积分成正比; 等离子体动量实验结果约为理论结果的75%, 这是因为等离子体除了受到洛伦兹力外, 还会受到



电极表面的黏滞阻力, 黏滞阻力与洛伦兹力之比随电流变化较小, 约为25%.

## 参考文献

- [1] Cheng D Y 1971 *AIAA J.* **9** 1681
- [2] Liu W Z, Wang H, Zhang D J, Zhang J 2014 *Plasma Sci. Technol.* **16** 344
- [3] Chung K S, Chung K, Jung B K, Hwang Y S 2013 *Fusion Eng. Des.* **88** 1782
- [4] Kikuchi Y, Nakanishi R, Nakatsuka M, Fukumoto N, Nagata M 2010 *IEEE Trans Plasma Sci.* **38** 232
- [5] Bendixsen L S C, Bott-Suzuki S C, Cordaro S W, Krishnan M, Chapman S, Coleman P, Chittenden J 2016 *Phys. Plasmas* **23** 093112
- [6] Yang X Z, Liu J, Feng C H, Wang L 2008 *Plasma Sci. Technol.* **10** 363
- [7] Cai M H, Wu F S, Li H W, Han J W 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 019401 (in Chinese) [蔡明辉, 吴逢时, 李宏伟, 韩建伟 2014 物理学报 **63** 019401]
- [8] Underwood T C, Loebner K T K, Cappelli M A 2017 *High Energ. Dens. Phys.* **23** 73
- [9] Wiechula J, Hock C, Iberler M, Manegold T, Schonlein A, Jacoby J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 043516
- [10] Hsu S C, Merritt E C, Moser A L, Awe T J, Brockington S J E, Davis J S, Adams C S, Case A, Cassibry J T, Dunn J P, Gilmore M A, Lynn A G, Messer S J, Witherspoon F D 2012 *Phys. Plasmas* **19** 123514
- [11] Yang L, Zhang J L, Yan H J, Hua Y, Ren C S 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 055203 (in Chinese) [杨亮, 张俊龙, 闫慧杰, 滑跃, 任春生 2017 物理学报 **66** 055203]
- [12] Merritt E C, Lynn A G, Gilmore M A, Thoma C, Loverich J, Hsu S C 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 10D523
- [13] Wiechula J, Schonlein A, Iberler M, Hock C, Manegold T, Bohlender B, Jacoby J 2016 *AIP Adv* **6** 075313
- [14] Moser A L, Hsu S C 2015 *Phys. Plasmas* **22** 055707
- [15] Merritt E C, Moser A L, Hsu S C, Adams C S, Dunn J P, Holgado A M, Gilmore M A 2014 *Phys. Plasmas* **21** 055703
- [16] Thoma C, Welch D R, Hsu S C 2013 *Phys. Plasmas* **20** 082128
- [17] Poehlmann F R, Cappelli M A, Rieker G B 2010 *Phys. Plasmas* **17** 123508
- [18] Gao Z X, Feng C H, Yang X Z, Huang J G, Han J W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 145201 (in Chinese) [高著秀, 冯春华, 杨宣宗, 黄建国, 韩建伟 2012 物理学报 **61** 145201]
- [19] Zhang J L, Yang L, Yan H J, Hua Y, Ren C S 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 075204 (in Chinese) [张俊龙, 杨亮, 闫慧杰, 滑跃, 任春生 2015 物理学报 **64** 075204]
- [20] Yang L, Yan H J, Zhang J L, Hua Y, Ren C S 2014 *High Voltage Engineering* **40** 2113 (in Chinese) [杨亮, 闫慧杰, 张俊龙, 滑跃, 任春生 2014 高电压技术 **40** 2113]
- [21] Bhuyan H, Mohanty S R, Neog N K, Bujarbarua S, Rout R K 2003 *Meas. Sci. Technol.* **14** 1769
- [22] Cassibry J T, Thio Y C F, Wu S T 2006 *Phys. Plasmas* **13** 053101
- [23] Al-Hawat S 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 764
- [24] Aghamir F M, Behbahani R A 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 043301
- [25] Witherspoon F D, Case A, Messer S J, Bomgardner R, Phillips M W, Brockington S, Elton R 2009 *Rev. Sci. Instrum.* **80** 083506
- [26] Messer S, Case A, Bomgardner R, Phillips M, Witherspoon F D 2009 *Phys. Plasmas* **16** 064502
- [27] Hsu S C, Awe T J, Brockington S, Case A, Cassibry J T, Kagan G, Messer S J, Stanic M, Tang X, Welch D R, Witherspoon F D 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 1287
- [28] Keshtkar A, Bayati S, Keshtkar A 2009 *IEEE Trans. Magn.* **45** 305
- [29] Chau S W, Hsu K L, Lin D L, Tzeng C C 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 1944

# Plasma dynamic characteristics of a parallel-rail accelerator

Liu Shuai Huang Yi-Zhi Guo Hai-Shan Zhang Yong-Peng Yang Lan-Jun<sup>†</sup>

(State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

( Received 8 November 2017; revised manuscript received 2 January 2018 )

## Abstract

Electromagnetic plasma accelerators which can produce plasma jets with hypervelocity and high density have been widely used in the fields of nuclear physics and astrophysics. Parallel-rail accelerator, a type of electromagnetic plasma accelerator, is usually used to generate high density and compact plasma jets. The axial movements of plasma in a parallel-rail accelerator operated at different discharge currents and initial pressures are reported in this paper. Based on current truncation, the momentum of the first plasma jet is measured by a ballistic pendulum. The axial movement characteristics and velocity of the plasma during the acceleration phase are diagnosed by magnetic probes and photodiodes. The accelerator is powered by 14 stage pulse forming networks. The capacitor and inductor in each stage are 1.5  $\mu\text{F}$  and 300 nH respectively, yielding a damped oscillation square wave of current with a pulse width of 20.6  $\mu\text{s}$ . Plasma sheath is formed upon breakdown at the back wall insulator surface and subsequently accelerated by Lorentz force towards the open end of the accelerator. A secondary breakdown generally occurs at the starting end of the rail when the current reverses its direction, and then a secondary axial movement of plasma is formed. We focus on the first plasma jet accelerated by the first half-cycle of current. According to the snowplow model, the plasma velocity is proportional to the current and is inversely proportional to the square root of gas initial density or pressure. The axial velocity of the plasma is in a range from 8 km/s to 25 km/s when the discharge current is varied from 10 kA to 55 kA and the initial pressure is varied from 200 Pa to 1000 Pa. The experimental results show that the experimental velocities of the plasma are about 60%–80% of the theoretical result. It is likely that the viscous resistance of the electrode surface acting on the plasma and the mass increase of plasma caused by the electrode ablation are neglected in the snowplow model. The momentum of the first plasma jet is nearly proportional to the integration of the square of current over time, which is consistent with the predictions of the theoretical model. The maximum momenta of plasma jet at different currents appear at average velocities ranging from 13 km/s to 14 km/s when the plasma just moves to the outlet of the rail in the end of the first current pulse. The measured momentum of plasma jet is actually the total momentum of the truncated current waveform. The ratio of the momentum of the first plasma jet to the total measured momentum is about 87%. The momenta of the first plasma jet are in a range from 1.49 g·m/s to 9.88 g·m/s at discharge currents ranging from 21 kA to 51.6 kA. The experimental plasma momentum is about 75% of the theoretical result. These results show that the viscous resistance of rail electrode surface is about 25% of the Lorentz force, and thus leading to a lower value of plasma momentum.

**Keywords:** parallel-rail, plasma, velocity, momentum

**PACS:** 52.59.Dk, 52.50.Dg

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172403

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: yanglj@xjtu.edu.cn