

文章编号: 1001-4322(2005)02-0304-05

等离子体断路开关和电感负载间的功率流特性*

姜 巍, 陈 林, 戴英敏, 徐 敏, 王文斗

(中国工程物理研究院 流体物理研究所, 四川 绵阳 621900)

摘 要: 利用 PIC (particle-in-cell) 方法结合实验装置的几何结构和实验结果, 采用动态开关模型, 对微秒等离子体断路开关和电感负载间的功率流特性进行了研究。模拟得到了与实验结果符合较好的开关电压和负载电流波形, 并给出了开关下游出现的稀薄等离子体的密度(约 10^{12} cm^{-3})和速度(约 1 cm/ns), 同时也得到了开关下游的空间电流分布。模拟结果表明, 开关下游的结构应避免阻抗突变以减少电流损失, 同时提高开关阻抗可有利于提高负载上的最大功率。

关键词: 电感储能; 等离子体断路开关; 功率流特性; PIC 模拟

中图分类号: TM836 文献标识码: A

等离子体断路开关(plasma opening switch, POS)是基于电感储能技术的脉冲功率装置中的关键部件^[1]。POS 工作时, 等离子体首先被注入到真空磁绝缘传输线(MITL)电极间隙, 由于等离子体是良导体, 此时发生器电流完全流过等离子体, 能量以磁能的形式储存在回路的电感中, 这个阶段称为导通阶段。经过约 $1 \mu\text{s}$ 后, 在约 100 ns 内, 等离子体的阻抗突然升高, 电流开始流向负载, 此阶段称为断路阶段。在电流流向负载的同时, 还伴随有向负载区漂移的断路时产生的高能电子和离子, 断路之后的阶段称为功率流阶段。对于导通阶段, 等离子体保持准中性并服从 Maxwell 分布, 磁流体力学模拟是非常精确有效的研究手段; 对于断路和功率流阶段, 由于等离子体将发生显著的电荷分离, 往往只能采用动力学的方法研究。

大量的理论和实验研究都证实, POS 在功率流阶段的工作特性不仅由开关区注入的等离子体的物理过程所决定, 同时也与开关下游区域出现的离子和电子的行为密切相关。POS 断路过程中, 开关间隙中形成磁绝缘而使电流流向负载, 等离子体的参量、POS 和 POS 下游几何形状以及负载的阻抗直接决定了电子达到磁绝缘的状况, 即 POS 和负载是强烈耦合的器件, 必须作为一个整体来进行分析, 这个问题通常被称为功率流问题。改善 POS 和负载的功率流特性包括两个方面: 尽量减少损失在 POS 与负载之间的空间电流, 同时避免流向负载末端的电子流和离子流对负载的正常工作造成影响。

当电流和电压水平分别为 MA 和 MV 量级, 负载为电子束二极管时, 功率流问题是限制 POS 性能的最主要的问题, DECADE Module 1 (DM1)、GIT12 和 ACE4 装置的性能都不同程度地受到功率流问题的制约。曾正中^[2]和卓宏斌^[3]等人利用 2D PIC 粒子模拟方法分别得到了负载电压与等离子体密度的定标关系和 POS 驱动二极管负载的功率流特性。本文根据 100 kA POS 驱动 200 nH 圆筒形结构电感负载的实验装置实际构形, 对由 POS 流向电感负载的功率流特性进行了研究。

1 模拟模型

1.1 边界条件和初始条件的选取与模型参数设置

本文中涉及到的 100 kA POS 实验装置及其实验结果文献 [4] 中已有详细报道。图 1(a) 为模拟采用的轴对称结构几何模型, 其几何尺寸与实验装置完全一致, 模拟中所有金属电极都当成理想导体, 任何入射到理想导体边界的粒子都会被边界吸收。

发生器电流(图 2)以 TM 波方式从开关左端引入, 即模拟中只考虑 E_z , E_r 和 B_θ 三个分量。实验装置中由于发生器电感 $L_G \gg L_{\text{Load}}$, 因而在断路过程中发生器电流取为常数。而模拟中电流必须从 0 开始上升, 本模拟中设置电流在 5 ns 内上升到 100 kA , 然后保持常数。由于此上升过程很短, 因而基本上不影响模拟结果。

模拟中开关区和下游的阴极设定为以空间电荷限制流方式发射电子的发射体, 发射域值取 230 kV/cm 。

* 收稿日期 2004-08-11; 修订日期 2004-10-27

基金项目: 国防科技基础研究基金资助课题

作者简介: 姜 巍(1980—), 男, 研究实习员, 从事脉冲功率技术研究, 绵阳 919-108 信箱; E-mail: jw@eyou.com。

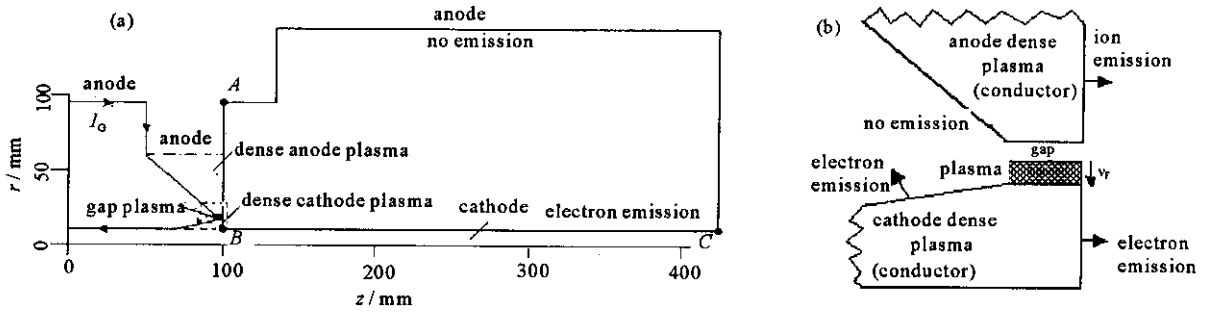


Fig.1 Schematic diagram of the simulation (a) and enlarged view of the POS region (b)

图 1 模拟模型示意图(a)和放大的开关区(b)(a)图虚框)

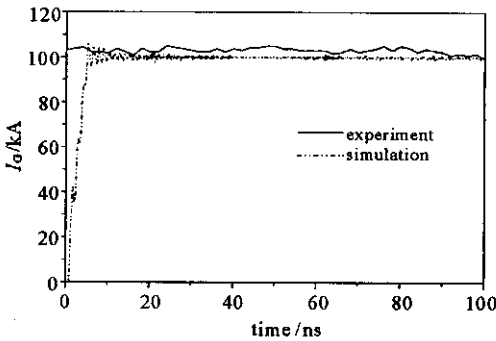


Fig.2 Generator current

图 2 模拟与实验中采用的发生器电流波形

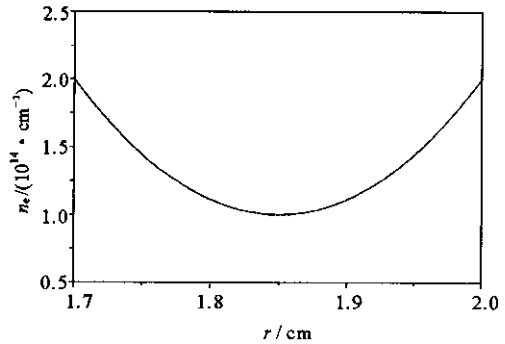


Fig.3 Radial density profile in the gap

图 3 等离子体初始径向密度分布

1.2 POS 模型

Weber^[5]等人根据干涉仪对开关工作过程中的等离子体密度测量显示,几乎在断路发生的同时,阴阳极之间的某个径向位置上宽度为几 mm 的范围内,等离子体的密度会突然下降 1~2 个数量级,而其他径向位置上的等离子体仍然保持较高密度。Huba^[6]等人利用 2D 磁流体动力学程序对 POS 导通阶段工作模式的模拟显示,对于工作在磁流体动力学(MHD)模式下的 POS,开关区等离子体在 $J \times B$ 的磁压作用下发生变形而且密度重新分布,最终形成一个轴向和径向长度都约为原注入等离子体尺度的 1/10、密度下降 1 个数量级并成“鞍形”分布的等离子体密度薄化区域,其他区域仍然保持较高密度。Grossmann^[7]等人据此提出了描述长导通 POS 断路的融蚀模型,模型认为由于磁压作用下形成密度降低的区域内,电流密度和等离子体密度达到了融蚀条件从而发生融蚀,离子的密度降低从而形成一个真空隙,在这个间隙内,电子遭遇磁绝缘而使电流流向负载。粗略的分析认为融蚀将发生在 B^2/n_p 最大的位置。实验和模拟都说明,由于阴极表面产生二次等离子体使得阴极表面的密度较高,断路一般不会发生在阴极表面,而是发生在距离阴极表面一段距离的地方。

由于这里研究的不是断路中发生的具体的物理过程,而是伴随着高能离子和电子流向负载的电流成分,因而采用了类似于 Swanekamp^[8]等人提出的动态开关模型来简化断路过程。

图 1(b)为模拟中采用的 POS 的模型。根据此前进行的 2D 雪耙模型的模拟结果^[4],断路位置距离阴极表面约为 8.5 mm,由于实际结构中开关阴极半径为 10 mm,因而模拟中取 $r = 17$ mm 为间隙的内半径。另外,模拟中将雪耙阵面的类似抛物线的形状简化为三段直线。为了模拟断路产生的高能离子和电子,真空隙两边的阴极和阳极稠密等离子体分别处理为以空间电荷限制流方式发射电子和离子的理想导体,发射域值为 230 kV/cm,模拟中发射的离子的荷质比取为 2:7(等离子枪的绝缘材料采用的是聚乙烯,离子成分主要为 H^+ 和 C^{2+} ,其中 C 和 H 的比例为 1:2)。

POS 间隙大小可以由临界磁绝缘公式来计算^[9]

$$D(t) = 1.6 \times 8500 [\gamma^2(t) - 1]^{1/2} r_c / I_G(t) \quad (1)$$

式中:因子 1.6 是同轴结构的几何校正因子; I_G 是发生器电流; r_c 为有效阴极半径(即断路发生的径向位置); γ 为标准相对论因子,定义为 $\gamma(t) = 1 + eV_{pos}(t)/mc^2$ 。

根据实验得到的电压的峰值大小,可以计算出峰值电压时刻间隙的径向宽度约为 3 mm。间隙的轴向长度取为初始注入的等离子体长度的 1/10(即为 5 mm)。

间隙内充满等离子体,其密度沿轴向为均匀分布,沿径向为抛物线分布以模拟鞍形分布的等离子体,如图 3 所示。为了防止网格噪声引起的非物理加热,初始电子温度取为 5 000 K。由于开关区原有等离子体中的电子与后来发射产生的电子相比数目很少,并且很快运动到阳极而消失,所以人为提高间隙内初始等离子体的电子温度对结果几乎没有影响。为了能够人为控制间隙的形成速度,等离子体中的离子质量取为质子的 10^6 倍,以便模拟实际断路时电压从零上升到峰值的时间约 30 ns 的过程,相应的离子速度取为 1×10^5 m/s。其中运动到阴极稠密等离子体表面的电子会被吸收,因此间隙内的等离子体就可在 30 ns 内被清空,此时间隙内形成磁绝缘,从而使得负载上的电压在 30 ns 时为最大。

模拟区域为 $430 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ 均匀划分为 860×300 个网格。模拟时间 85 ns,时间步长 $\Delta t = 0.843 \text{ ps}$,计算步数约 1.0×10^5 步,模拟中跟踪的最大粒子数为 2×10^6 个。

2 模拟结果与分析

2.1 负载电流与开关电压

图 4 为模拟得到的开关电压 V_{pos} 和负载电流 I_L 与实验测量结果的比较,时间零点是负载电压开始上升的时刻。实验波形是在 Marx 工作电压为 280 kV,8 个等离子体枪同时放电,枪工作电压为 24 kV,触发延时为 $3.0 \mu\text{s}$ 的条件下获得的。正如预期和类似 Hawk 装置^[10]的实验观测的那样,电压在 35 ns 左右达到峰值,电流在 70 ns 左右达到峰值,POS 向负载的电流转换效率接近 100%。POS 有开关限制区和负载限制区两种工作模式^[5]。在开关限制区时负载电压与负载阻抗无关,而负载限制区负载电压决定于负载的阻抗,实际应用中总是希望开关工作在开关限制区以获得更高的电压。本次实验中开关流阻抗^[9] Z_{flow} 大于电感负载的阻抗^[8] Z_L , POS 工作在开关限制区。虽然 POS 工作在开关限制区,但由于开关阻抗较低,实验中得到的电压较低,这说明提高开关的阻抗可以同时提高负载的电流转换效率和电压从而提高负载上的功率。

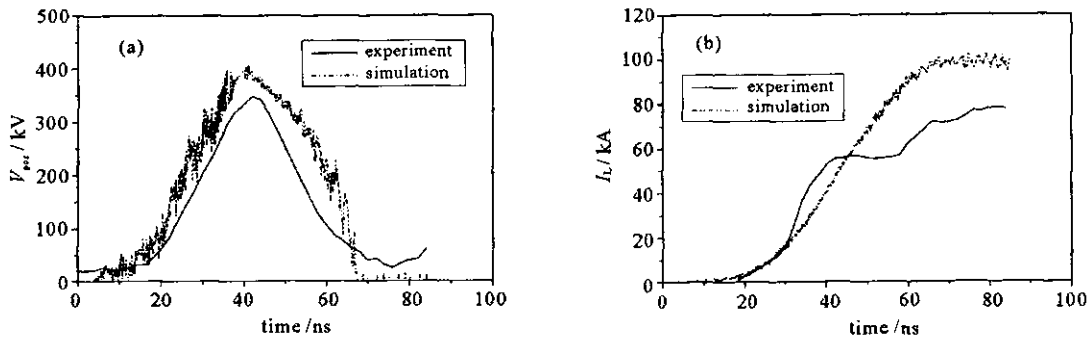


Fig. 4 Voltage (left, point A and B in Fig. 1) (a) and current (right, point C in Fig. 1) of the switch (b)

图 4 开关电压(图 1 中 AB 两点的电压)(a)与开关电流(图 1 中 C 点的电流)(b)

负载电流的损失包括两部分,一部分是损失在开关区的电流,另一部分是空间电子流中的一部分损失在 POS 和负载之间而不流过负载。由于空间电流的损失^[10],POS 驱动负载时阳极电流一般要比阴极电流大,只有阴极电流是流过负载的有效电流。

模拟得到的电流波形与实验得到的波形差别较大,这是实验中采取的 B-dot 探针诊断方式决定的。实验中 B-dot 探针从阳极筒伸进阴阳极间隙约 1 cm。电压开始上升后到电压峰值的 30 ns 内,磁探针下游区域没有空间电子流,阴极电流与阳极电流是相同的,模拟值与实验值符合较好,电压开始上升后的 30~45 ns 之间,从 POS 流过来的空间电子流首先运动到 B-dot 探针的位置,此时 B-dot 探针记录到的是阴极电流和部分空间电流之和,模拟中测量的阴极电流要比实验值小,45 ns 后,随着离子和电子形成的稀薄等离子体漂移到磁探针的位置(图 5),磁场被这部分等离子体屏蔽,从而导致 B-dot 探针测得的信号比实际值小。

2.2 粒子的动力学行为

图 5 为不同时刻的电子和离子的位置。可以看出,在 $E \times B$ 的作用下,空间电子流首先主要是沿着阳极表面(轴向)从 POS 区向负载漂移。阳极是理想导体, E 主要是垂直于其表面的分量。空间电子流沿着阳极表面运动的现象最早为 DPM1 上的试验发现^[8],本实验中伸出阳极表面约 1 cm 的 B-dot 探针的石英玻璃套面向 POS 一侧有明显的电子轰击过的痕迹。

阳极稠密等离子体发射出来的离子和阴极发射出来的电子共同形成稀薄等离子体,紧随空间电子流之后

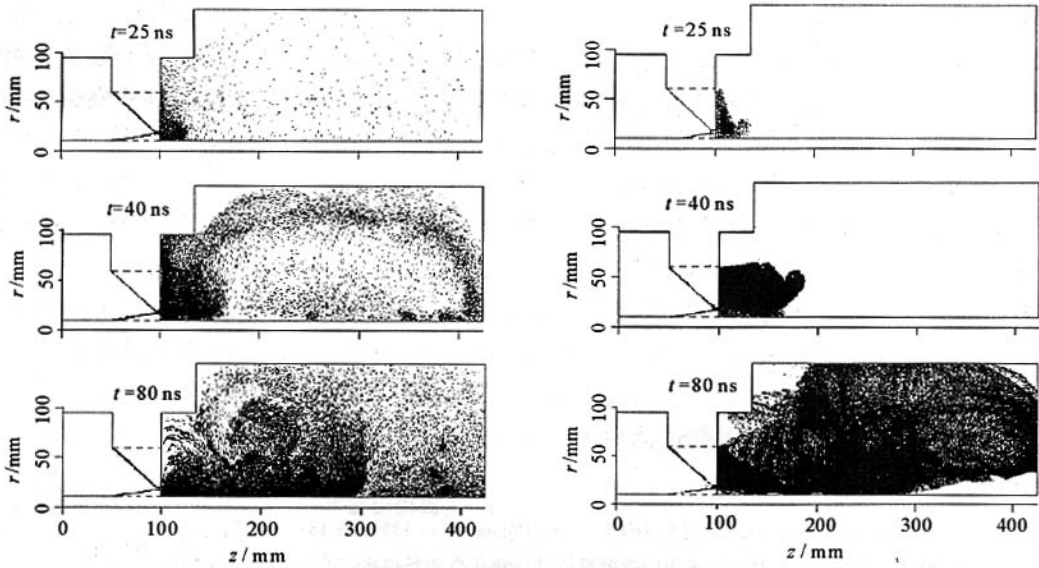


Fig. 5 Electrons (left row) and ions (right row , only 1/10 was plotted) positions at different time

图 5 不同时刻的电子 (左图)和离子 (右图,只显示了 1/10)的位置

向着负载端加速运动,离子获得的最终速度约为 1.0 cm/ns ,约 70 ns 到达负载末端。模拟得到的离子漂移速度的数量级与国外实验中采用飞行时间法^[11]和光谱学方法^[12]得到的结果一致。由于稀薄等离子体会导致电子束二极管阻抗过早崩溃^[10],装置中需要适当选择负载区的长度以避免对负载的正常工作造成危害。

模拟中电子和离子的运动主要都是轴向的,径向分量很少。Krasik^[11]等人利用 Faraday cup 等方法对功率流阶段的实验研究说明了电子和粒子的运动主要是轴向的。图 6 是模拟 80 ns 时刻获得的离子的密度分布。POS 下游的稀薄等离子体的密度范围是 $10^{12} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。对于这个密度范围的等离子体,除了上文提到的空间电荷分离可能引起的粒子加速之外,电子磁流体力学 (EMHD) 机制引起磁场的快速穿透也会引起离子加速,离子的速度 v_i 可以估计为 $v_i \approx v_A^2/2v_f$,其中 v_f 和 v_A 分别是磁场穿透速度和等离子体的阿尔芬速度,由于 $v_f \gg v_A$,离子在 EMHD 机制的作用下获得的速度 $v_i \ll v_A$ 。然而实验和模拟得到的离子速度却远大于等离子体的阿尔芬速度,这说明不是 EMHD 机制单独起作用的。磁绝缘建立过程中的电荷分离引起的离子加速可能是主导因素。

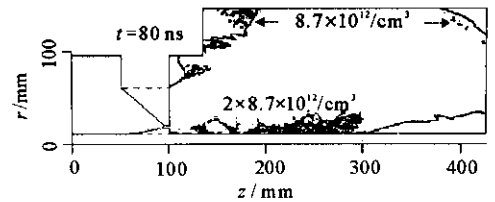


Fig. 6 Ion density distribution at $t = 80 \text{ ns}$

图 6 80 ns 时的离子密度分布

2.3 电流的空间分布

图 7 为不同时刻的空间电流等值线分布图,图中的数值是 12.5 kA 的倍数。以 $t = 40 \text{ ns}$ 为例,说明有 37.5 kA 的电流完全流过负载 (即为流过阴极的有效电流),各有 12.5 kA 电流损失在图中的 4 和 5 以及 5 和 6 之间,此时仍然有约 37.5 kA 电流流过开关间隙。在 $t = 60 \text{ ns}$ 以前,POS 与负载之间的电流损失主要是在阻抗变化的区域 (POS 与下游小半径圆筒负载的过渡区和小半径圆筒负载与大半径圆筒负载的过渡区),这说明实验中应采取阻抗缓慢变化的结构以减小电流损失。DM1 等装置的最终设计都避免了曾采用过的有阻抗突变的 POS 到负载的结构。Mendel 提出流阻抗概念^[9]时曾经指出:对于一段几何阻抗突然变化的磁绝缘传输线,由于磁场和电场的改变,电子在阻抗变化的区域可能无法返回阴极表面从而形成空间电流,部分电子甚至可能直接到达阳极从而形成电流损失,空间电子的流动方式直接决定于开关和开关下游的电场和磁场分布 (即决定于开关下游的几何结构)。

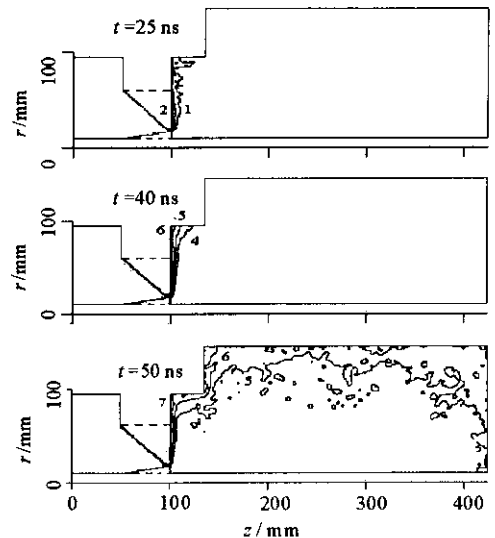


Fig. 7 Current enclosed contours at different time

图 7 不同时刻的空间电流分布

3 讨论和结论

模拟清晰地再现了功率流阶段中,负载电压和电流的变化、电子和离子的动力学行为以及空间电流的流动方式,在主要的定性结论上与实验结果一致。模拟中可能忽略了部分物理过程,这些过程将在今后的工作中作进一步研究。首先,国外有间接的实验证据表明,可能有稀薄等离子体在导通阶段已经进入了 POS 到负载的过渡区,研究表明^[13]这部分等离子体对电子和离子的动力学行为和空间电流的流动方式都有很大的影响。本模拟中,POS 的等离子体密度较低,导通电流较小,没有考虑导通阶段进入负载区的等离子体。其次,轰击到阳极和阴极表面的高能电子和离子有可能产生二次等离子体^[13],它们可能会对电流的流动方式造成影响,研究显示阴极表面的二次等离子体的存在能提高负载电流的转换效率。然而目前 PIC 方法很难准确地模拟这一复杂过程。另外,Weizmann 研究所的光谱学方法^[12]研究表明,EMHD 模式下,多种离子成分的等离子体中轻重离子会发生分离,轻离子将比重离子获得更高的速度。目前 PIC 方法只能考虑一种离子的发射,模拟中采用的是带平均荷质比的离子,这样可能过低地估计了轻离子的速度而过高地估计了重离子的速度。

参考文献:

- [1] Special issue on fast opening vacuum switches [J]. *IEEE Trans Plasma Sci* , 1987 , **PS-15** : 629—746.
- [2] 曾正中,邱毓昌,邱爱慈. POS 工作参量定标关系的数值模拟 [J]. 电工电能新技术, 1999 (4) 5. (Zeng Z Z , Qiu Y C , Qiu A C . Numerical simulation of the scaling of POS operating parameters. *Advanced Technology of Electrical Engineering and Energy* , 1999 (4) 5)
- [3] 卓红斌. 等离子体开关物理机制的粒子模拟研究 [D]. 长沙:国防科技大学, 2002. (Zhuo H B . PIC simulation for the mechanism of plasma opening switch. Changsha : National University of Defence Technology , 2002)
- [4] 陈林,孙承纬,姜巍,等. 100 kA 微秒导通时间等离子体断路器研究 [J]. 强激光与粒子束, 2005 , **17**(1) : 135—139. (Chen L , Sun C W , Jiang W , et al . Research on 100 kA microsecond-conduction-time plasma opening switch. *High Power Laser and Particle Beams* , 2005 , **17**(1) : 135—139)
- [5] Hinshelwood D , Weber B V , Grossmann J M , et al . Density redistribution in a microsecond-conduction-time plasma opening switch [J]. *Phys Rev Letters* , 1992 , **68**(24) : 3567—3570.
- [6] Huba J D , Grossmann J M , Ottinger P F . Hall magnetohydrodynamic modeling of a long-conduction-time plasma opening switch [J]. *Phys Plasmas* , 1994 , **1**(10) : 3444—3454.
- [7] Grossmann J M , Swanekamp S B , Ottinger P F , et al . Gap formation processes in a high density plasma opening switch [J]. *Phys Plasmas* , 1995 , **2**(1) : 299—309.
- [8] Swanekamp S , Grossmann J , Ottinger P , et al . Power flow between a plasma opening switch and a load separated by a high-inductance magnetically insulated transmission line [J]. *J Appl Phys* , 1994 , **76**(5) : 2648—2656.
- [9] Mendel C W , Savage M E , Zagar D M , et al . Experiments on a current-toggled plasma-opening switch [J]. *J Appl Phys* , 1992 , **71**(8) : 3731—3746.
- [10] Black D C , Boller J R , Young F C , et al . Investigation of power flow from a plasma opening switch to an electron diode [R]. NRL/MR/6770-98-8392 , 1999.
- [11] Krasik Y E , Dunaevsky A , Felsteiner J , et al . Observation of downstream energetic electron/ion flow and accompanied high-power microwave radiation during the opening of a submicrosecond plasma opening switch [J]. *J Appl Phys* , 1999 , **85**(2) : 686—695.
- [12] Doron R , Arad R , Tsigtukin K , et al . Plasma dynamics in pulsed strong magnetic field [J]. *Phys Plasmas* , 2004 , **11**(5) : 2411—2418.
- [13] Swanekamp S B , Grossmann J M , Hinshelwood D , et al . Experimental and theoretical investigation of 2D vacuum power flow [A]. Proceedings of the 10th International Pulsed Power Conference [C]. 1997. 269—275.

Power flow characteristics between a plasma opening switch and an inductive load

JIANG Wei , CHEN Lin , DAI Ying-min , XU Min , WANG Wen-dou

(Institute of Fluid Physics , CAEP , P. O. Box 919-108 , Mianyang 621900 , China)

Abstract : Power flow characteristics between a plasma opening switch (POS) and an inductive load were investigated via particle-in-cell simulations based on the experimental parameters. A dynamic switch model was adopted to simulate the POS. The switch voltage and load current from the simulations agree well with the experiments , and electron flow along the anode and the propagation of the low density plasma (about $10^{12} \cdot \text{cm}^{-3}$) at 1cm/ns from the POS to the load were observed in the simulations. It was shown that larger POS impedance would increase the power transferred to the load. It was inferred that large current loss exists in the discontinuity of the geometrical impedance , which should be avoided in the design.

Key words : Inductive storage ; Plasma opening switch ; Power flow ; Particle-in-cell simulation