

正极性纳秒脉冲电压下变压器油中流注放电 仿真研究*

李元 穆海宝 邓军波 张冠军[†] 王曙鸿

(西安交通大学电气工程学院, 电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

(2012年12月2日收到; 2013年3月4日收到修改稿)

建立了二维轴对称流体模型, 仿真研究了正极性纳秒脉冲电压下变压器油中针-板电极流注放电的起始与发展过程, 得到了不同的外施电压幅值、脉冲上升沿时间与电极间隙距离下油中流注放电的形貌、电场强度与空间电荷密度分布等. 仿真结果表明: 空间电荷加强了流注头部前方电场, 使流注通道更易于向前推进, 形成“电离波”; 随着外施电压幅值升高, 流注发展的平均速度显著变大; 较陡的脉冲上升沿形成的放电半径较大, 对应的最大电场强度值变小; 随着电极间隙距离的增加, 流注发展平均速度变快. 仿真显示纳秒脉冲下放电中油温无明显升高, 表明此类放电过程没有明显的油气化现象. 我们认为, 场致电离是油中带电粒子产生的主导机制; 空间电荷效应增强流注前方电场使得电离进一步发展, 最终导致击穿. 本研究有助于加深对变压器油中放电起始、发展直至击穿过程的认识以及对液体电介质中电离机制的理解.

关键词: 变压器油, 流体模型, 流注放电, 空间电荷效应

PACS: 47.50.Cd, 52.80.Wq

DOI: 10.7498/aps.62.124703

1 引言

变压器油作为一种优良的液体电介质广泛应用于高压电力设备与脉冲功率装置中, 而高电场下的电气绝缘与放电问题是限制这类设备整体性能与可靠性的瓶颈之一^[1]. 长期以来, 关于变压器油中放电国内外开展了大量研究, 主要集中在直流、工频和雷电冲击等电压激励下^[2-5], 发现实验结果受外施电压波形、极性、电极结构、间隙距离等因素的影响很大^[3-6], 而快脉冲(纳秒级)下放电特性的研究工作相对较少. 随着脉冲功率装置向高电压、快脉冲(纳秒级)、重复频率方向发展, 纳秒脉冲下介质的放电特性是目前的研究热点. 纳秒脉冲下电压作用时间短、介质击穿场强极高, 极大地减弱了电极表面物理化学反应、杂质、温度等因素的影响^[4-7], 这与稳态电压及长脉冲下的放电机理差异很大. 开展纳秒脉冲下放电研究更有利于揭示

绝缘介质的本征特性^[8].

传统的实验研究放电的方法包括测量放电的脉冲电流值得到视在放电量、放电次数等信息^[2,3]以及放电过程辐射出的电磁波、光、声等宏观量的观测^[9,10], 而在直接描述油中放电的起始、发展、消散, 特别是带电粒子的倍增、运动等过程的测量上存在很大难度, 迫切需要借助仿真来进一步研究放电过程, 这有利于对放电微观过程和机理的理解.

本文通过对变压器油中针-板放电建立二维轴对称流体模型, 采用有限元方法对粒子的对流扩散和泊松方程进行数值求解, 研究了放电过程中电场、带电粒子的时空演化过程, 考察并分析了电压幅值、脉冲上升沿及电极间隙大小等因素对油中放电产生与发展的影响, 讨论了油中放电带电粒子的产生机制. 本文的研究有助于深入理解液体电介质放电机理, 加深对放电过程的认识.

* 国家杰出青年科学基金(批准号: 51125029)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: gjzhang@mail.xjtu.edu.cn

2 数值仿真模型与控制方程

2.1 油中针 - 板电极结构

本文借鉴绝缘油脉冲击穿电压测试方法 (IEC Std. 60897^[11]) 建立了油中针 - 板电极模型, 针尖曲率半径为 40 μm , 针 - 板间隙距离 0.5—2 mm 可变, 如图 1(a) 所示. 仿真区域如图 1(b) 所示, 电场计算区域取 $r \times z = 22 \text{ mm} \times 12.5 \text{ mm}$. 由于放电主要集中在针电极对称轴及附近介质中, 不同放电区域各种粒子及电场变化梯度非常大, 在网格剖分时需要建立不同剖分密度区域. 图中 3 条虚线将整个区域分为 4 个剖分区, 以保证计算的收敛性^[12]. 在针电极对称轴附近下方的 3 个区域, 网格大小要小于 2.5 μm . 仿真中计算区域越大、网格数量越多, 对计算能力要求越高.

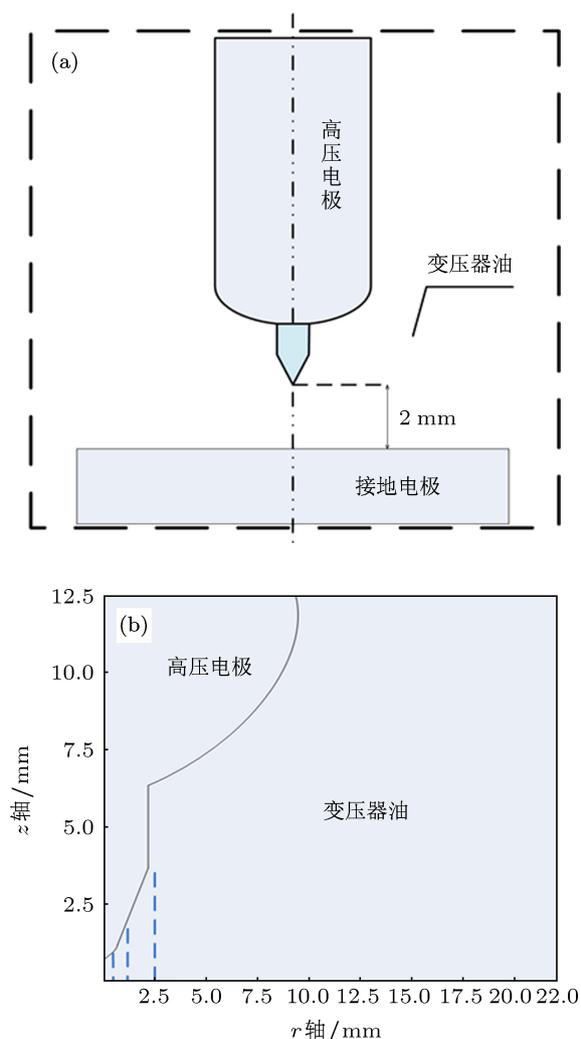


图 1 油中针 - 板电极放电仿真的二维轴对称模型 (a) 针 - 板电极结构; (b) 流体模型仿真计算区域

2.2 控制方程

描述液体电介质中放电过程的流体模型源于 Morrow 和 Lowke^[13] 提出的模型, 其控制方程组主要由带电粒子、中性粒子的对流与扩散方程以及电场的泊松方程所组成^[14]. 另外, 本文增加了热扩散方程 (方程 (6)), 以考察放电过程中油的温升与气泡形成情况. 油中放电的数学模型由以下方程组组成:

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_p \mu_p \mathbf{E}) = G_I(|\mathbf{E}|) + \frac{\rho_p \rho_e R_{pe}}{e} + \frac{\rho_p \rho_n R_{pn}}{e}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} - \nabla \cdot (\rho_n \mu_n \mathbf{E}) = \frac{\rho_e}{\tau_a} - \frac{\rho_p \rho_n R_{pn}}{e}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} - \nabla \cdot (\rho_e \mu_e \mathbf{E}) = -G_I(|\mathbf{E}|) - \frac{\rho_p \rho_e R_{pe}}{e} - \frac{\rho_e}{\tau_a}, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) = \rho_p + \rho_e + \rho_n, \quad (4)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi, \quad (5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T = \frac{1}{\rho_l c_v} (k_T \nabla^2 T + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}), \quad (6)$$

其中, ρ_p , ρ_n 和 ρ_e 分别是正离子、负离子和电子的密度, 值得注意的是, 负离子和电子的密度为负值; μ_p , μ_n 和 μ_e 分别为正离子、负离子和电子的迁移速度; t 表示时间; $G_I(|\mathbf{E}|)$ 代表电荷密度产生速率源项; ε 表示介电常数, $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$, ε_0 为真空介电常数, ε_r 为相对介电常数, 对于变压器油取 2.2; e 为电子电量; ϕ 为电位; \mathbf{E} 为电场强度; R_{pe} 与 R_{pn} 分别表示正离子 - 电子复合率与正负离子复合率; τ_a 为电子吸附时间; T , \mathbf{v} , ρ_l , c_v 和 k_T 为变压器油的温度、流动速度、密度 (880 kg/m^3)、比热 ($1.7 \times 10^3 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$) 和热导系数 ($0.13 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$), 其中在放电发展的数百纳秒范围内, 油的流动速度可以忽略不计, 故 $\mathbf{v} = 0$ ^[15]. 本文用 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}$ 项来反映在高电场下带电粒子运动所产生的焦耳热, 其中 \mathbf{J} 为电流密度, $\mathbf{J} = \rho_p \mu_p - \rho_e \mu_e - \rho_n \mu_n$.

流体方程利用电子、正离子和负离子三种粒子的连续方程 (1) — (3) 解释电荷的产生、复合和俘获机制. 三种粒子与泊松方程 (4) 耦合计算, 可获得计算区域内不同粒子的发展速度、形貌以及时空分布等重要信息.

2.3 带电粒子产生源项

在液体电介质放电过程中, 其自由载流子的生成、迁移以及复合等过程是理解流注形成与发展内在机制的关键. 目前, 研究者们认为引起高电场下电介质中电导率上升的主要原因有场致发射 (field emission)、碰撞电离 (impact ionization)、热电离 (thermal ionization)、场致电离 (field ionization) 和光电离 (photo-ionization) 等 [9,16-21]. 对于液体电介质, 文献 [22] 认为电场强度高于 20 MV/cm 时才会有明显的阴极场致发射现象出现. 碰撞电离是解释气体击穿机理的重要理论 [23], 但是在液体电介质中, 因其密度较高而使电子的平均自由程远短于气体放电中电子的平均自由程, 因此其电子雪崩的概率较低, 不易发生碰撞电离 [21,24]. 另外, 目前尚无充分的实验数据表明在液体电介质放电中有明显光电离过程, 这可能与液体电介质中流注发展速度较低有关 [22].

表 1 油中流注过程仿真的主要物理参数

名称	符号	数值
普朗克常数/J·s	h	6.63×10^{-34}
分子间距离/m	a	3.0×10^{-10}
电离能/eV	Δ	7.5
正负离子复合率/ $m^3 \cdot s^{-1}$	R_{pn}	1.64×10^{-17}
电子-正离子复合率/ $m^3 \cdot s^{-1}$	R_{pe}	1.64×10^{-17}
正离子迁移率/ $m^2 \cdot v^{-1} \cdot s^{-1}$	μ_p	1×10^{-9}
负离子迁移率/ $m^2 \cdot v^{-1} \cdot s^{-1}$	μ_n	1×10^{-9}
电子迁移率/ $m^2 \cdot v^{-1} \cdot s^{-1}$	μ_e	1×10^{-4}
数密度/ m^3	n_0	1×10^{23}
吸附时间常数/ns	τ_a	200

1969 年, Halpern 和 Gomer [25] 在低温液体击穿过程中将场致电离作为电荷的主要产生机制, 后来研究者 [21,26,27] 从实验中验证了场致电离在液体介质放电中的主导作用. 场致电离是一个直接的电离机制, 即在高电场下直接将油分子电离成电子与正离子的过程. 本文带电粒子产生源项由基于齐纳模型 (Zener model) 的场致理论给出 [28]. 场致电离产生速率如 (7) 式所示:

$$G_1(|E|) = \frac{e^2 n_0 a |E|}{h} \exp\left(-\frac{\pi^2 m^* a \Delta^2}{eh^2 |E|}\right), \quad (7)$$

其中, h 表示普朗克常量, a 为分子间距, m^* 表示有效电子质量, n_0 表示可被电离的分子基团数密度, Δ 表示液体电介质的电离能.

本文计算的主要参数取自文献 [29] 和 [16], 如表 1 所示.

2.4 边界条件

粒子流与介质界面的相互作用对放电的影响是非常关键的. 在考虑边界条件时, 必须要同时保证计算的稳定性和物理上的合理性. 针对图 1(b) 仿真区域, 本文的边界条件如下 [15,29,30].

1) 对于泊松方程, 对称轴 1 取 $r=0$, 高压电极 2 上电位 $V=V_i$, 脉冲电压为 (8) 式给出的双指数波 (上升沿小于 100 ns), 式中 K 为电压补偿系数, 脉冲波形如图 2 所示. 地电极 5 的电位为零, 对于人为划分的三个剖分区域的边界 6 取连续边界条件 $n \cdot (D_1 - D_2) = 0$; 外边界 3 和 4 取零电荷边界条件 $n \cdot D = 0$.

$$V_i = KV_0 \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right). \quad (8)$$

2) 对于三个流体方程, 对称轴 1 取 $r=0$, 高压电极 2 与地电极 5 均取对流扩散条件 $n \cdot (-D \nabla \rho) = 0$; 外边界 3 和 4 取零电荷边界条件 $n \cdot N = 0$, 其中 $N = \rho \mu E$.

3) 对于热传导方程, 对称轴 1 取 $r=0$, 电极 5 与外边界 3 和 4 均取热绝缘边界 $-n \cdot (-k \nabla T) = 0$.

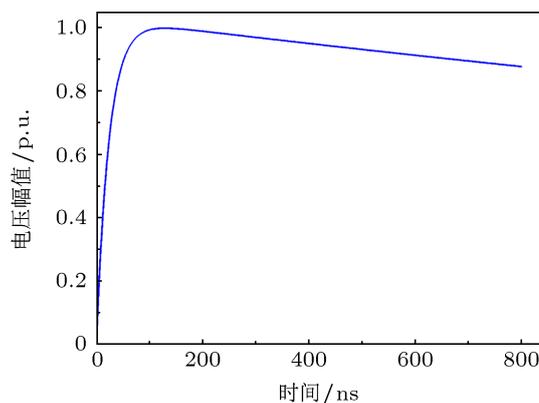


图 2 仿真用的脉冲电压波形

2.5 数值求解方法

本文采用有限元计算软件 Comsol 的直接求解器 PARDISO 对油中放电模型进行求解, 计算时间为 480 ns, 时间步长为 0.48 ns. 由于精确解平滑性与连续性的要求, 电荷连续方程的数值解通常由于解的不稳定性会导致局部振荡. 为了避免局部振荡, 在求解区域增加了人工扩散项 [28-31], 如各项

同性扩散与流线扩散等以保证高梯度区域的计算稳定性.

3 仿真结果与讨论

3.1 油中放电的起始与发展

为了观察油中放电的起始与发展过程,选取了 +40 kV 脉冲电压 (零点至峰值时间为 100 ns) 下 1 mm 油间隙放电过程进行阐述,电压幅值、上升沿以及间隙距离不同对放电的影响将在下文中详细分析阐述. 需要指出,本文通过电场强度和电荷密度分布来描述放电的形貌. 图 3 所示为上述放电条件下的电场强度分布云图,比较清晰地观察到放电从针尖起始以及发展到地电极的过程与形貌. 本文条件下的油中放电是一个比较典型的流注过程,放电沿着针板电极轴向向前发展,最大电场均出现在流注等离子头部,在贯通的时刻电场达到 3.5×10^8 V/m. +40 kV 脉冲电压下 1 mm 油间隙轴向上不同时刻的电场分布情况如图 4 所示,其中图

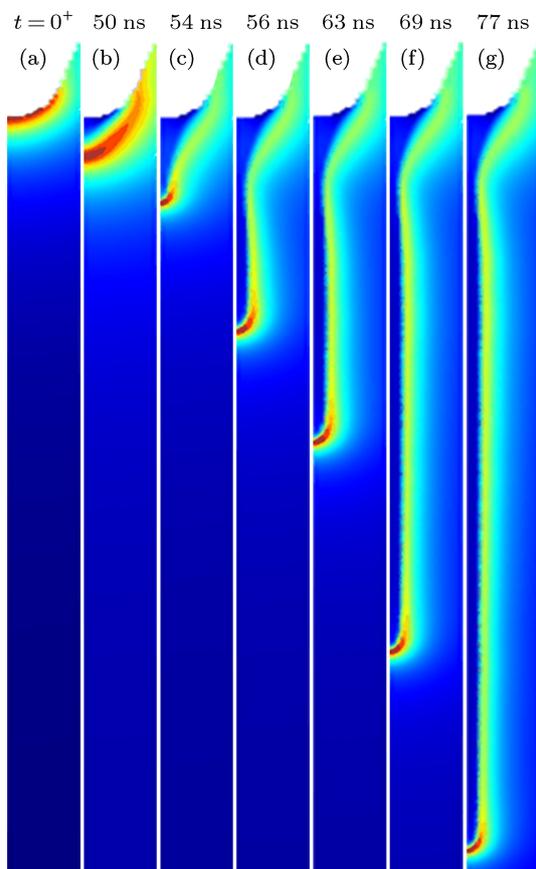


图 3 油中流注的发展过程与电场分布形貌

4(a)—(g) 分别相对应于图 3(a)—(g) 的电场强度分布. $t = 0^+$ 时刻表示电压刚刚施加的时刻,即无空间电荷影响下的 Laplace 电场分布的情形;随着油分子被电离、空间电荷对电场的畸变作用,最大电场位置不断从阳极向地电极发展,最大电场到达 3.5×10^8 V/m 出现在流注贯穿电极间隙前,类似于一种“电离波”^[15] 从阳极向地电极推进,历时约 77.9 ns 从阳极通过 1 mm 油间隙到达地电极,正流注发展平均速度为 18.3 km/s.

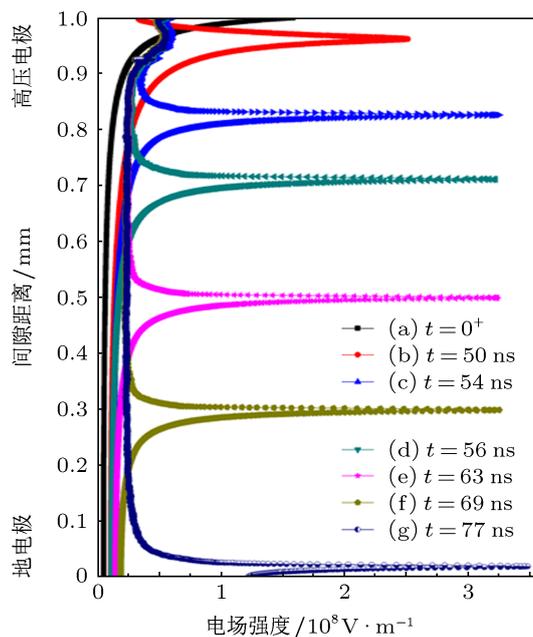


图 4 不同发展位置处油中流注通道轴向电场分布

图 4 通过流注通道在不同发展位置处的轴向电场强度分布较清晰地描述了空间电荷对电场分布的影响:随着电压的升高,针尖附近的油分子被电离成正离子与电子,由于电子的迁移率较高,电子易快速运动至阳极(针尖),在电子崩的头部留下大量正离子形成了正空间电荷,畸变了电场分布,即空间电荷形成的电场减少了流注等离子体中的电场(如图 4 中所示针尖附近的电场减弱),而加强了其头部前方电场,使得此处的油分子更易被电离,使得流注通道易于向前发展,逐渐向阴极(地电极)推进.

3.2 电压幅值对油中流注发展的影响

以油中 1 mm 针板电极为研究对象,分别施加正极性幅值为 15, 20, 30, 40 和 50 kV 的脉冲电压 (零点至峰值时间为 100 ns),以考察不同电压幅值

对流注形成与发展的影响.

图 5(a)—(d) 分别描述了 1 mm 油中针板间隙在幅值为 20, 30, 40 与 50 kV 的脉冲电压作用下 $t = 52$ ns 时刻流注发展特性. 图 5(a)—(d) 中左边表示空间电荷密度分布与等电位线, 右边为电场强度分布 (不同图的空间尺度比例尺有差异). 值得指出的是, 在幅值为 +15 kV 条件下未出现放电发展与击穿过程, 此处未给出云图分布. 从图 5 可以看出, 电压幅值对油中放电的特性影响明显, 在相同的时间内, 电压幅值越高使得正流注离阴极越近, 即发展速度越快.

图 6 给出了在上述不同脉冲电压峰值下流注

头部在各时刻对应的发展距离. 随着脉冲电压幅值的增加, 油中放电起始时间提前, 即在更短时间内到达较高电场强度促进了油中流注的起始与发展速度. 通过计算各脉冲电压下流注头部的平均发展速度, 得到 +20 kV 幅值下平均速度最小, 为 2.76 km/s, 而 +50 kV 幅值下平均速度最高, 到达 16.1 km/s, 这一量级与文献 [21, 27, 32] 中实验结果基本相符合. 另外, 对比分析图 6 和图 5 可以看出, 空间电荷 (用 $\rho_e + \rho_p + \rho_n$ 密度表示) 对流注头部前端电场的增强作用, 空间电荷密度最大值与电场强度最大值增长具有一致性, 这与前述油中流注放电机理基本一致.

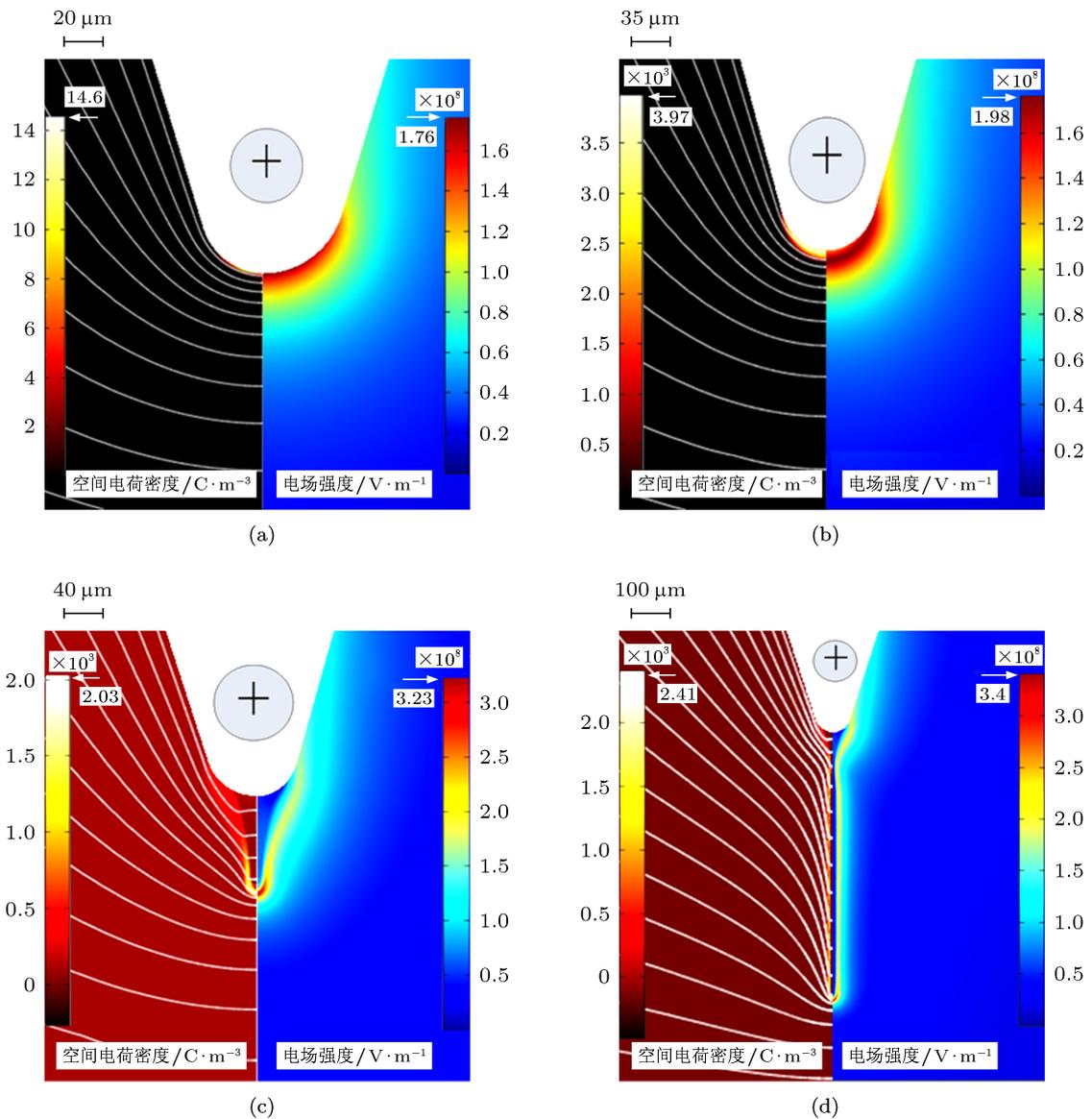


图 5 不同电压幅值下均在 $t = 52$ ns 时刻电场强度与空间电荷分布 (a) +20 kV; (b) +30 kV; (c) +40 kV; (d) +50 kV

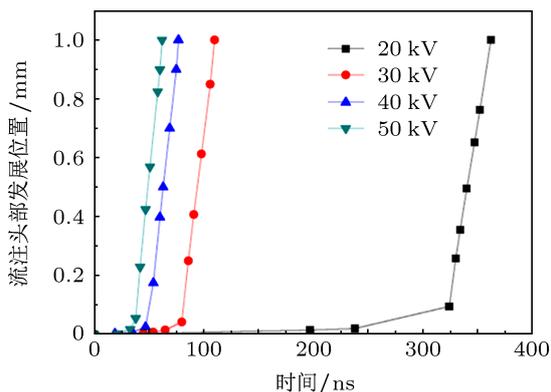


图6 不同脉冲电压峰值下流注头部在各时刻对应的发展位置

3.3 上升沿对流注发展特性的影响

固定电压幅值为 +40 kV 时, 对油中 1 mm 针板电极施加不同上升沿的脉冲电压, 从零点至峰值的时间分别为 5, 20 和 100 ns, 以考察不同的脉冲电压上升沿对流注形成与发展的影响.

不同的脉冲上升沿下的电场强度与空间电荷分布如图 7 所示. 为了便于比较与分析, 图 7(a)—(c) 所描述的均为正流注放电头部发展到离针尖 0.14 mm 位置处的电场强度与空间电荷密度分布情

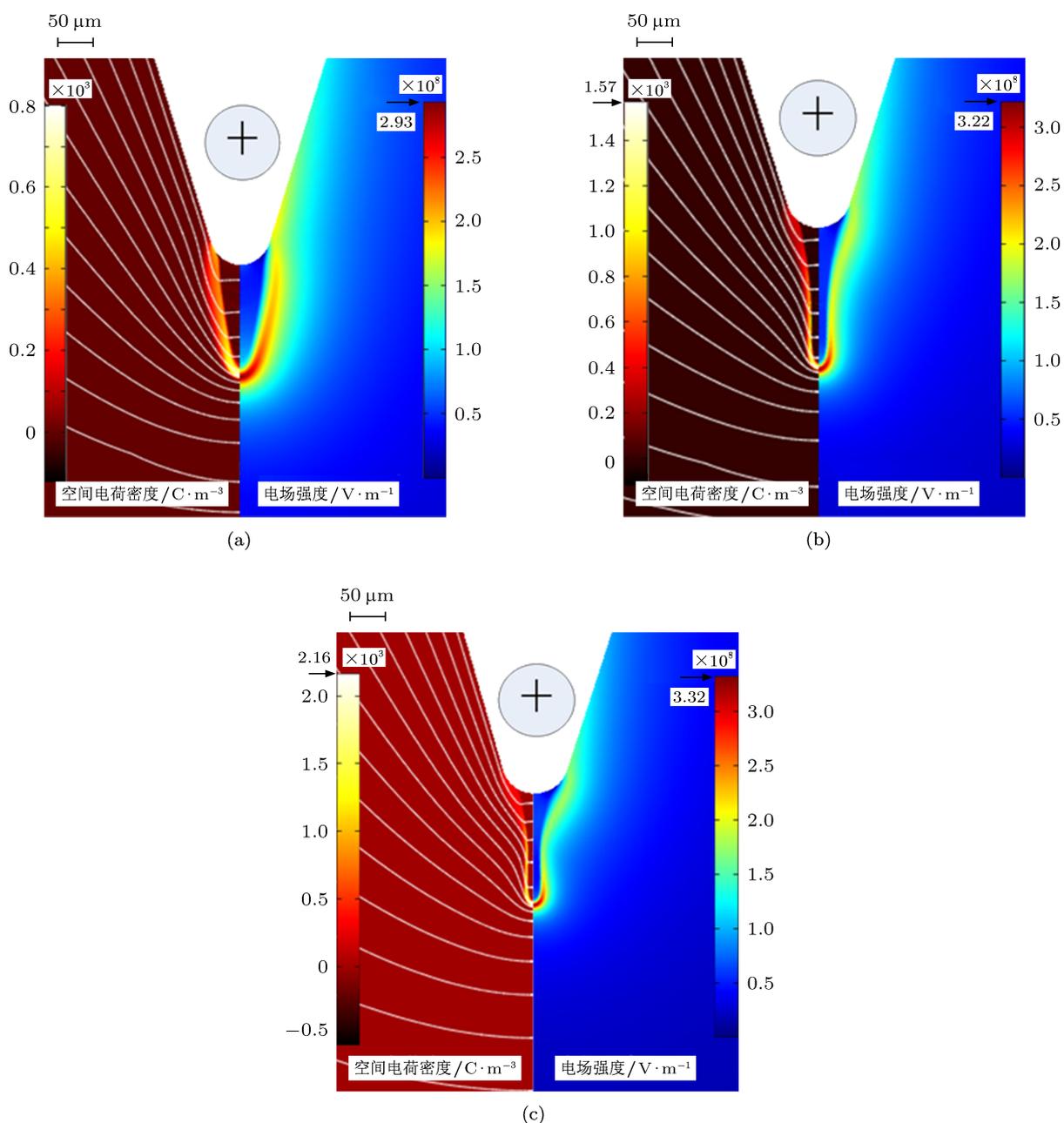


图7 不同脉冲上升沿时的电场强度与空间电荷分布(流注发展长度均为 0.14 mm) (a) 5 ns; (b) 20 ns; (c) 100 ns

况. 从放电的形貌上可以看出, 放电到达相同位置时, 脉冲电压上升沿越陡, 流注越易于向径向扩张, 即放电半径越大. 如图 7(a) 所示放电半径为 0.075 mm, 而图 7(c) 中放电半径为 0.05 mm. 这与气体流注放电中观测到的现象有相似之处, 但气体流注放电半径往往大得多, 可以到达 0.4—1 mm 范围^[19], 这表明绝缘液体正放电呈现集中、主要沿轴向前进等特点. 而对于油中放电上升沿陡的流注半径越大这一现象可以解释为: 电压的上升沿越陡, 电场增大的速率越快, 针尖附近的“电离波”速度越快, 带电粒子产生速率增大导致带电粒子来不及迁移出电离区域. 从某个时刻来看, 电子仿佛被束缚在流注头部附近, 从而增大了被电离区域, 即在云图上呈现放电半径增大的特征. 同时, 从仿真结果还可以注意到, 放电发展到相同的位置时, 上升沿较陡的脉冲电压虽然所用时间更短, 但所需的电压幅值越高. 说明脉冲电压下的放电中, 增加电压持续时间可以在较低的电压下实现放电.

同时, 从图 7(a)—(c) 中还可以看出, 电场强度值依次递增, 即上升沿越陡的放电到达同一位置时, 最大电场强度越小. 这种差别的形成主要有两方面原因: 一是由于图 7(a)—(c) 中流注放电头部的曲率半径依次减小, 而小曲率半径在放电中对电场强度是有增强作用的; 另一方面从图 7(a)—(c) 中空间电荷密度分布也可以看出, 放电到达相同位置时, 空间电荷密度依次增大, 如前所述空间电荷密度的增大对电场强度的增强有直接关系.

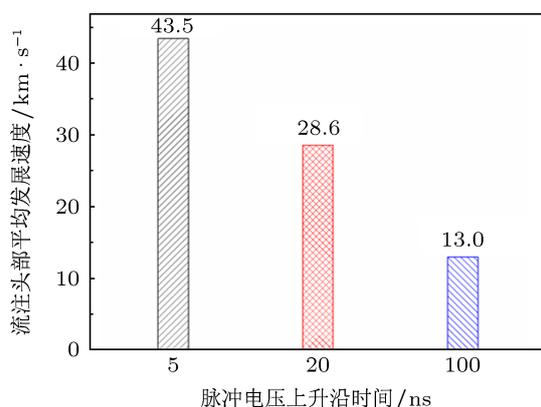


图 8 不同上升沿对流注平均发展速度的影响 (电压幅值 40 kV, 间隙距离 1 mm)

图 8 描述了 +40 kV 脉冲电压下不同上升沿时间对流注头部平均发展速度的影响. 可以看出相较于图 5 中不同脉冲电压峰值情形, 较陡脉冲上升沿 (5 和 20 ns) 使得电场强度在更短时间内上升到变压器油分子电离所需要的阈值, 流注放电发展速度明显高于图 6 中所示的发展速度. 这表明脉冲上升沿时间对流注发展的速度影响明显.

3.4 间隙距离对流注发展特性的影响

固定脉冲电压幅值为 +40 kV (零点至峰值时间为 100 ns), 分别改变针板间隙距离为 0.5, 1 和 2 mm, 以考察不同间隙距离对流注形成与发展的影响因素.

图 9 描述了相同的电压施加到不同针板间隙时的油中放电特性 (外施电压在 49 ns 时刻达到 23.2 kV 时的情形), 图中给出了空间电荷产生速率、等位线及电场强度分布. 其中 0.5 mm 针板间隙放电发展速度明显高于 1 和 2 mm 间隙情形, 可见较短间隙距离有利于油中放电的起始与发展. 在 49 ns 时刻 0.5 mm 针板间隙的空间电荷产生速率约为 $990 \text{ C}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$, 显著高于 1 和 2 mm 间隙的情况 (分别为 $220, 189 \text{ C}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$), 同时相应的电场强度比较也具有一致的结果, 这表明了空间电荷密度与产生速率对电场强度的促进作用.

对于 0.5, 1 和 2 mm 三种间隙距离的放电模型, 整个击穿过程用时分别约为 50, 77 和 145 ns, 对应的流注平均速度分别约为 10, 12.99, 和 13.8 km/s. 这说明本文条件下越长的间隙距离对应的流注发展平均速度越快. 为了解释其原因, 本文研究了三种间隙距离的放电过程中空间电荷产生速率随流注头部发展位置变化的情况, 如图 10 所示 (为了便于描述, 图中间隙距离从地电极侧算起). 从图中可以看出, 空间电荷产生速率随着间隙距离的变大而不断增加, 2 mm 间隙时的空间电荷产生速率 (空间电荷密度值与其成正比) 明显高于前两者. 本文认为空间电荷的产生速率更高, 加之较长间隙使得流注具有更大的加速距离, 导致了本仿真中较长间隙距离对应较大的流注平均发展速度.

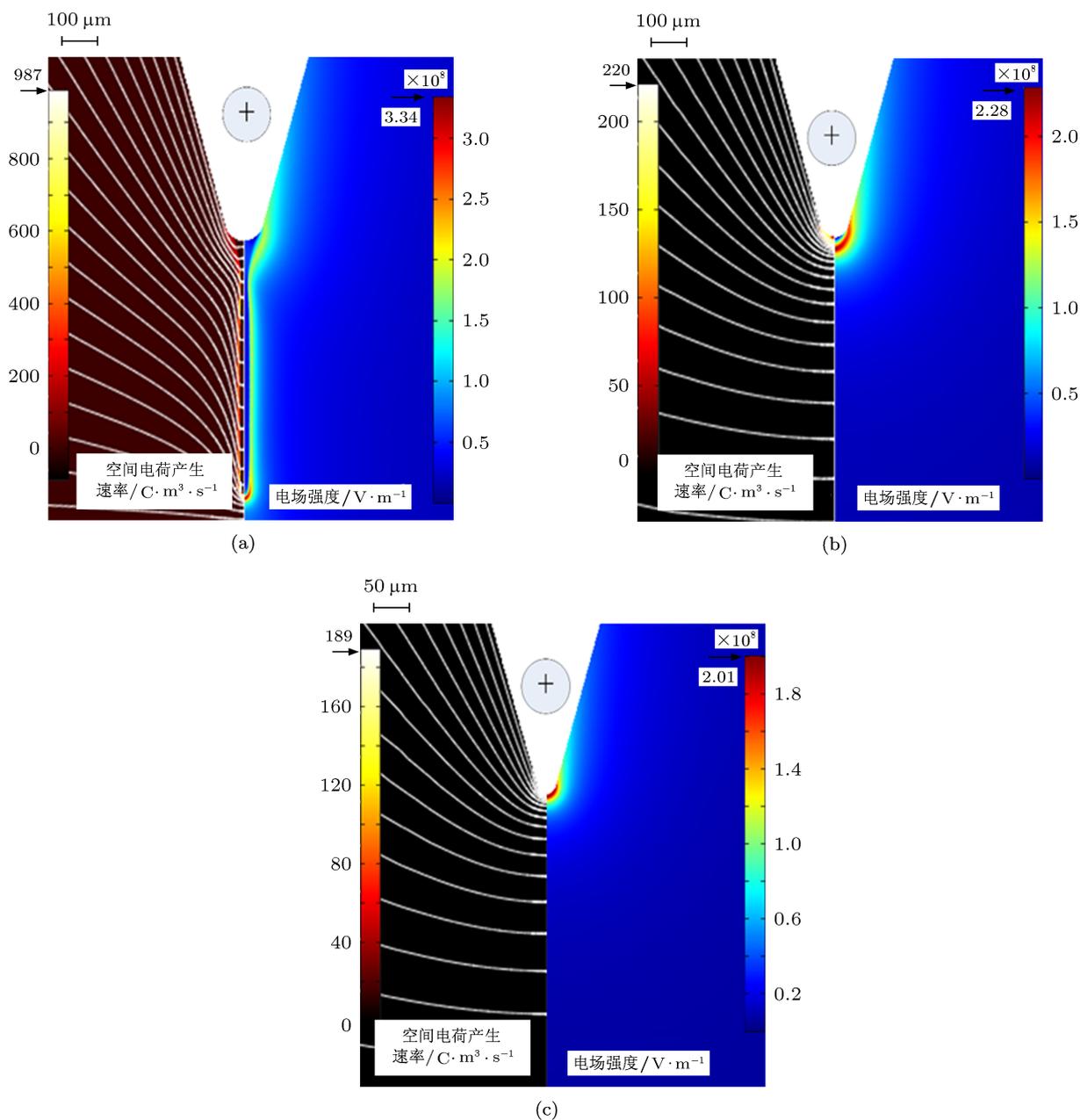


图9 不同间隙距离时的电场强度与空间电荷产生速率分布 (a) 0.05 mm; (b) 1 mm; (c) 2 mm

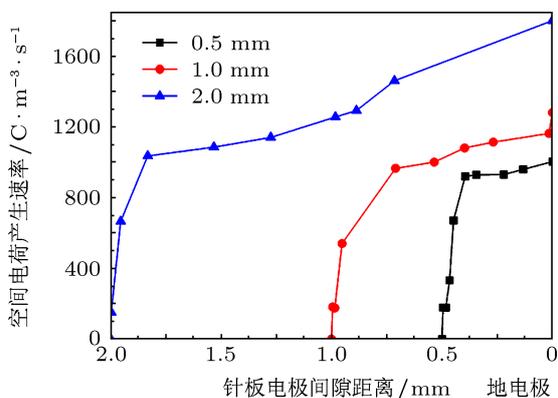


图10 三种放电间隙距离的空间电荷产生速率随流注发展位置变化情形

3.5 讨论

本文在仿真计算过程中研究了各种放电过程对油温的影响,以考察可能出现的油气化气泡放电.不同脉冲电压幅值下放电中油温沿轴向的分布情况如图 11 所示.仿真结果表明,以上放电过程中油温基本保持在 300—340 K 之间,没有达到变压器油的沸点(500 K 以上)^[15].表明此类放电过程变压器油没有显著的气化过程.主要原因可能是:变压器油是由烷烃、环烷族饱和烃和芳香族不饱和烃等构成的化合物,其中烷烃、环烷族饱和烃占据总

分子数量的多数, 且具有较高的电离能 (9.86 eV), 而芳香族饱和和烃则在此化合物中含量较前二者少, 且具有相对较低的电离能 (7.5 eV)^[15]. Bérroual 和 Tobazéon 根据齐纳模型计算了一定条件下的不同分子电离能与电场强度关系^[26], 理论研究表明烷烃、环烷族饱和和烃会在更高电场强度下被大量电离. 本仿真中采用的模型假设放电中芳香族烃类 (1×10^{23} 个/ m^3) 可被电离, 而大量的烷烃、环烷烃还没有被大量电离, 所以温度在本放电仿真结果中上升不明显. 这也说明热电离不是本文纳秒脉冲下油中放电的主导因素.

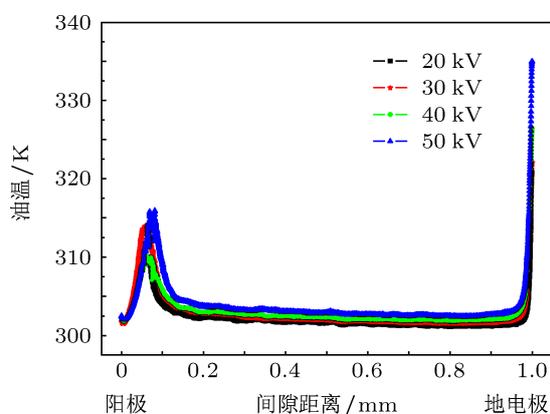


图 11 1 mm 间隙距离不同脉冲电压幅值下放电过程中油温的轴向分布

本文借助基于遂穿理论的齐纳模型 (Zener mode) 从数值上 (7式) 表达了场致电离中带电粒子产生的概率 γ , 其中

$$\gamma = \frac{ea|\mathbf{E}|}{h} \exp\left(-\frac{\pi^2 m^* a \Delta^2}{eh^2|\mathbf{E}|}\right),$$

即场致电离率与电场强度成正比, 而与电离分子的电离能成反比. 通过仿真计算, 得到了不同脉冲电压幅值、脉冲上升沿时间和间隙距离下放电过程中电场强度、空间电荷密度的时空分布和流注发展速度, 计算得到的变压器油中流注发展速度与 Devins 等^[32], Bérroual 和 Tobazéon^[26] 在矿物油中正流注短间隙放电的实验结果在同一数量级上.

本文仿真结果表明, 电压上升沿越陡, 流注越易于向径向扩张, 即放电半径越大. 油中放电半径约为 0.04—0.1 mm. 这与气体流注放电中观测到的

现象有相似之处, 但气体流注放电半径往往大得多, 可以达到 0.4—1 mm 范围^[19], 这表明绝缘液体正放电呈现集中、主要沿轴向前进等特点.

仿真结果还表明油中流注起始电场约为 $(0.1—1) \times 10^8$ V/m, 发展过程则需要更大的电场维持 ($> 1 \times 10^8$ V/m). 这一数值范围与文献 [33] 在变压器油中的实验结果相符合. 另外, 仿真结果从数值上验证了空间电荷对电场的畸变作用, 促进了正流注不断向前发展、直至击穿的过程. 利用对流扩散方程与泊松方程耦合计算得到了放电过程中空间电荷的时空分布, 数值结果与文献 [29] 相符. 对于放电中负离子的产生, 本文认为负离子主要由电子吸附在分子表面所形成, 但由于吸附时间约为 100 ns^[16], 所以在数百纳秒放电中负离子的产生对放电的影响并不大, 同时在带电粒子消散方面考虑了电子与正离子以及正负离子的复合.

4 结论

本文建立了二维轴对称流体模型用于模拟正极性脉冲电压下油中针板电极的放电过程, 考察了不同电压幅值、脉冲上升沿时间与间隙距离对油中放电形成与发展过程的影响. 结果表明: 空间电荷加强了放电头部前方电场, 使得流注通道不断向前推进, 形成了类似“电离波”; 电压幅值越大, 流注发展平均速度越快; 在放电到达相同位置时, 电压上升沿越陡, 放电半径越大, 同时最大电场强度越小; 不同间隙距离的计算结果表明越长的间隙距离对应的流注发展平均速度越快, 原因是长间隙的放电中流注具有更大加速距离; 放电中油温无明显升高, 表明此类放电过程油没有显著的气化过程. 对油中流注放电中粒子的产生机制, 本文认为主要是场致电离因素造成油分子电离成电子与正离子, 由于电子与离子迁移速率的巨大差异, 产生空间电荷效应增强了流注头部前方电场, 使得电离进一步发展.

感谢美国麻省理工学院 Markus Zahn 教授及其博士研究生 Jouya Jadian 的讨论.

- [1] Wang Y 1991 *High Power Pulsed Power Supply* (Beijing: Atomic Energy Press) pp5–11 (in Chinese) [王莹 1991 高功率脉冲电源 (北京: 原子能出版社) 第 5—11 页]
- [2] Zhou Y X, Sha Y C, Nie D X, Wu Z R, Deng J G, Lu L C 2012 *High Voltage Engineering* **38** 1163 (in Chinese) [周远翔, 沙彦超, 聂德鑫, 伍志荣, 邓建刚, 卢理成 2012 高电压技术 **38** 1163]
- [3] Wang W R, He D H 1985 *High Voltage Engineering* **4** 24 (in Chinese) [王文瑞, 何大海 1985 高电压技术 **4** 24]
- [4] Wang Y, Shao T, Yan P, Huang W L, Zhang S C, Sun G S 2005 *High Voltage Apparatus* **41** 1 (in Chinese) [王钰, 邵涛, 严萍, 黄文力, 张适昌, 孙广生 2005 高压电器 **41** 1]
- [5] Lehr J M, Agee F J, Copeland R, Prather W D 1998 *IEEE Trans. Dielectr. Insul.* **5** 857
- [6] Huang L W, Sun G S, Wang Y, Yan P 2005 *High Voltage Apparatus* **41** 131 (in Chinese) [黄文力, 孙广生, 王钰, 严萍 2005 高压电器 **41** 131]
- [7] Zhang J Q, Jiang X L, Chen Z G 2006 *High Power Laser and Particle Beams* **18** 1053 (in Chinese) [张晋琪, 蒋兴良, 陈志刚 2006 强激光与离子束 **18** 1053]
- [8] Zhang C, Shao T, Niu Z, Zhang D D, Wang Y, Yan P 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 035202 (in Chinese) [张程, 邵涛, 牛铮, 张东东, 王钰, 严萍 2012 物理学报 **61** 035202]
- [9] Zhang Y H, Ma Q S, Xiang F, Gan Y Q, Chang A B, Liu Z, Zhou C M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3111 (in Chinese) [张永辉, 马乔生, 向飞, 甘延青, 常安碧, 刘忠, 周传明 2005 物理学报 **54** 3111]
- [10] Lü X G, Ren C S, Ma T C, Zhu H L, Qian M Y, Wang D Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7917 (in Chinese) [吕晓桂, 任春生, 马腾才, 朱海龙, 钱沐扬, 王德真 2010 物理学报 **59** 7917]
- [11] IEC Standard #60897 (1987) *Methods for the Determination of Lightning Impulse Breakdown Voltage of Insulating Liquid.*
- [12] Tran T N, Golosnoy I O, Lewin P L, Georghiou G E 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 015203
- [13] Morrow R, Lowke J J 1997 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30** 614
- [14] Shao X J, Ma Y, Li Y X, Zhang G J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8747 (in Chinese) [邵先军, 马跃, 李娅西, 张冠军 2010 物理学报 **59** 8747]
- [15] Jadidian J, Zahn M 2011 *Conference Proceedings of International Symposium on Electrical Insulating Materials* 2011 Tokyo, September 6–11, 1999 p506
- [16] Qian J, Joshi R P, Schamiloglu E, Gaudet J, Woodworth J, Lehr J 2006 *J. Phys.* **39** 359
- [17] Lesaint O, Massala G 1998 *IEEE Trans. Dielectr. Insul.* **5** 360
- [18] Lundgaard L, Linhjell D, Berg G, Sigmond S 1998 *IEEE Trans. Dielectr. Insul.* **5** 388
- [19] Kulikovskiy A A 1997 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30** 441
- [20] Harada M, Ohga Y, Watanabe I, Watarai H 1999 *Chem. Phys. Lett.* **303** 489
- [21] Smalø H S, Hestad ø, Ingebrigtsen S, Åstrand P 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 073306
- [22] Tobazéon R 1994 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **1** 1132
- [23] Wang X X, Lu M Z, Pu Y K 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2778 (in Chinese) [王新新, 芦明泽, 蒲以康 2002 物理学报 **51** 2778]
- [24] Shao T, Sun G S, Yan P, Gu C, Zhang S C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5964 (in Chinese) [邵涛, 孙广生, 严萍, 谷琛, 张适昌 2006 物理学报 **55** 5964]
- [25] Halpern B, Gomer R 1969 *J. Chem. Phys.* **51** 1048
- [26] Bérroual A, Tobazéon R 1986 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **E1-21** 613
- [27] Tobazéon R, Filippini J C, Marteau C 1994 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **1** 1000
- [28] Zener C 1934 *Proc. R. Soc. London A* **145** 523
- [29] Jadidian J, Zahn M, Lavesson N, Widlund O, Borg K 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 909
- [30] Zhang Z H, Shao X J, Zhang G J, Li Y X, Peng Z Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 045205 (in Chinese) [张增辉, 邵先军, 张冠军, 李娅西, 彭兆裕 2012 物理学报 **61** 045205]
- [31] Chen Y H, Fan B C, Chen Z H, Zhou B M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 064806 (in Chinese) [陈耀慧, 范宝春, 陈志华, 周本谋 2008 物理学报 **57** 064806]
- [32] Devins J C, Rzad S J, Schwabe R J 1981 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** 4531
- [33] Lesaint O, Tobazéon R 1988 *IEEE Trans. Dielectr. Insul.* **23** 941

Simulation study on streamer discharge in transformer oil under positive nanosecond pulse voltage*

Li Yuan Mu Hai-Bao Deng Jun-Bo Zhang Guan-Jun[†] Wang Shu-Hong

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

(Received 2 December 2012; revised manuscript received 4 March 2013)

Abstract

In this paper, we investigate the streamer discharge process in transformer oil under positive nanosecond pulse voltage through developing a two-dimensional axially symmetric fluid model and simulating the physics of discharge inception and propagation. The streamer discharge profile and distributions of electric field and space charge density are obtained under different conditions such as the amplitude of applied voltage, rise time and gap distance. Simulation results show that space charges enhance the front field of streamer head, which is conducive to the longer propagation of discharge channel, therefore "ionization wave" is formed. The magnitude and rise time of applied voltage have evident influences on the average speed of streamer propagation. It can be observed that the higher the applied impulse voltage, the faster the streamer propagates, and the steeper the rise time of applied impulse, when streamer arrives at the same position, the larger the discharging radius will be and the smaller maximal electric field will be. The cases of different gap distances indicate that longer gap distance corresponds to a faster average speed of streamer. It is considered that field-dependent molecular ionization predominates the charge generation mechanism of streamer discharge process in transformer oil, and space charge effect contributes to further developing ionization until the whole gap eventually breakdowns. The study is dedicated to the better understanding of the process from inception to breakdown of discharging in transformer oil, as well as ionization mechanism in liquid dielectric.

Keywords: transformer oil, fluid model, streamer discharge, space charge effect

PACS: 47.50.Cd, 52.80.Wq

DOI: 10.7498/aps.62.124703

* Project supported by the National Natural Science Fund for Distinguished Young Scholars of China (Grant No. 51125029).

[†] Corresponding author. E-mail: gjzhang@mail.xjtu.edu.cn