



基于分形理论的微间隙空气放电

赵大帅 孙志 孙兴 孙怀得 韩柏

Micro gap air discharge based on fractal theory

Zhao Da-Shuai Sun Zhi Sun Xing Sun Huai-De Han Bai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 205207 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210362

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210362>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

掺杂含量对环氧纳米复合电介质陷阱与空间电荷的影响

Influence of filler content on trap and space charge properties of epoxy resin nanocomposites

物理学报. 2017, 66(9): 097701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.097701>

CdZnTe晶体中深能级缺陷对空间电荷分布特性的影响

Effect of deep level defects on space charge distribution in CdZnTe crystals

物理学报. 2020, 69(22): 226103 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200553>

流场非线性特征提取与混沌分析

Nonlinear feature extraction and chaos analysis of flow field

物理学报. 2020, 69(24): 249501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200625>

基于三角波瓣混合器的超声速流场精细结构和掺混特性

Fine flow structure and mixing characteristic in supersonic flow induced by a lobed mixer

物理学报. 2017, 66(10): 104702 <https://doi.org/10.7498/aps.66.104702>

针-板空气间隙流注放电起始过程的三维PIC/MCC仿真研究

Three-dimensional PIC/MCC numerical study on the initial process of streamer discharge in a needle-plate electrode in atmospheric air

物理学报. 2018, 67(4): 045101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172309>

微尺度下 N_2O_2 电晕放电的动态特性二维仿真

Two-dimensional simulation of dynamic characteristics of N_2O_2 corona discharge at micro scale

物理学报. 2020, 69(16): 165202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200095>

基于分形理论的微间隙空气放电*

赵大帅 孙志† 孙兴 孙怀得 韩柏

(哈尔滨理工大学电气与电子工程学院, 电介质工程国家重点实验室培育基地, 哈尔滨 150080)

(2021年2月24日收到; 2021年5月25日收到修改稿)

微间隙放电是放电间距和电极尺寸均在亚毫米及以下量级的气体放电形式. 为研究微米间隙放电起始路径及放电过程中粒子密度的变化机理与规律, 本文搭建了大气压下微间隙空气放电实验及放电图像采集装置, 采用 COMSOL 仿真软件对微间隙空气放电过程中的电子密度、空间电荷分布进行模拟, 并使用 MATLAB 软件计算微间隙放电的分形维数与概率发展指数. 实验研究在大气压室温下、间隙距离为 50—150 μm 时, 针尖施加正极性直流电压的空气放电现象. 实验发现, 放电通道存在曲折段, 放电过程中分叉数比长间隙情况少, 原因为放电机制以汤森理论为主, 流注理论为辅, 存在弱流注形式, 放电通道呈曲折和分支状, 但分叉数较少, 曲折度较低. 使用 COMSOL 模拟得出, 在阴极形成鞘层, 阴极电场畸变为原来的 3—8 倍, 放电过程中电子密度最高达到 $2.17 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$. 使用分形理论仿真来模拟微间隙放电, 发现分形维数与电压和间隙距离成正比; 当概率发展指数 $\eta = 1.18—1.3$ 时, 模拟放电过程的分形维数与实验较接近. 本工作为进一步探索亚微米-纳米间隙的放电情况打下了基础.

关键词: 微间隙放电, 分形, 空间电荷, 概率发展指数

PACS: 52.80.Mg, 52.80.Hc, 79.20.Hx, 52.25.Dg

DOI: 10.7498/aps.70.20210362

1 引言

随着电子元件逐步微型化和微机电系统 (micro-electro-mechanical system, MEMS) 的飞速发展, 元件内部的间隙距离达到亚毫米乃至微米、纳米量级, 使得气体放电达到微放电的标准. 微间隙放电是放电间距和电极尺寸均在亚毫米及以下量级的气体放电形式. 微间隙放电所形成的等离子体因其高压稳定性、电子能量非 Maxwell 化、高电子密度等优势^[1]在诸多领域有着广泛的应用.

分形理论在描述气体放电模型和揭示气体放电规律中起着重要作用, 已成为气体放电领域中具有重要意义的研究内容^[2-4]. 1984年, Niemeyer 等^[5]建立了分形电介质击穿 (Niemeyer, Pietronero,

Wiesmann, NPW) 模型之后, 开启了探索电介质放电规律的先例. 1986年, Wiesmann 和 Zeller^[6]在 NPW 模型基础上建立了 WZ 模型, 引入了放电阈值 E_C 和放电通道电压降 $\Delta\phi$. 2000年, Georghiou 等^[7]基于有限元-通量校正传输法 (finite element method-flux-corrected transport, FEM-FCT) 研究均匀场下二维空间有限元的气体击穿机理, 优化了低阶方案从而提高了 FCT 算法的性能, 并对流注的发展和传播做出了正确的预测. 2005年, Hallac 等^[8]使用 FEM-FCT 对针-板电极空气间隙放电通道随时间的发展过程进行研究, 得出光致电离是放电通道轨迹发展演化分岔现象的主要影响因素. 2008年, Carazzetti 等^[9]对间隙为 10—500 μm 的 MEMS 的直流击穿电压进行实验研究, 将低气压下击穿电压偏离巴申曲线归因于气体平均自由程的尺度以及间隙尺度的变化. 2012年, 廖瑞金等^[10]

* 国家自然科学基金 (批准号: 51607048) 和哈尔滨理工大学大学生创新训练项目 (批准号: 202010214166) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sunzhimems@163.com

提出流体-化学反应动力学二维正电晕混合模型, 分析了正电晕放电过程中电场、电子温度和空间电荷的分布, 在放电过程中, 电子密度保持在 10^{19} m^{-3} 左右. 2013 年, 陈伟根等^[11] 利用分形理论提取了绝缘子污秽放电发展过程中泄漏电流的多重分形特征, 有效预测了污秽放电的发展趋势. 2018 年, 李晗蔚等^[12] 采用三维针板粒子仿真模型对流注从针型正电极起始和发展过程进行模拟, 探究了放电过程中参数变化对流注放电的分叉结构等行为的影响.

由于元件向微型化迅速发展, 同时对微间隙放电现象及放电路径缺乏必要的研究, 因此, 为了更系统和深入地理解微尺度下的电气击穿和放电的机理与规律^[13-15], 建立与完善微尺度放电系统下的击穿物理模型^[16-18], 本文搭建了微间隙放电实验及放电图像采集装置. 对采集的微间隙放电图像, 通过计盒维数法计算出分形维数, 探究了分形维数(放电通道的长度、宽度和分支数的量化指标)与微米间隙距离和施加电压的关系; 使用 COMSOL 仿真软件模拟放电过程中电子密度、空间电荷与电场的分布, 探究了放电的机制与规律; 并使用分形理论模拟微间隙的放电, 揭示分形维数和放电发展概率的内在联系, 为进一步完善气体放电理论和探究微放电的起始路径^[19,20] 打下了基础.

2 微间隙放电实验装置及模型

2.1 实验装置

实验装置主要分为两大部分, 其中一部分为微间隙放电实验装置, 另一部分为放电图像采集装置. 实验设备主要由直流高压电源、限流电阻、针板电极(钨针-不锈钢板)、升降台、示波器、耦合 CCD 的光学显微镜、三向微动位移台和数据采集计算机组成(图 1); 图 2 是与实物图相对应的电路图.

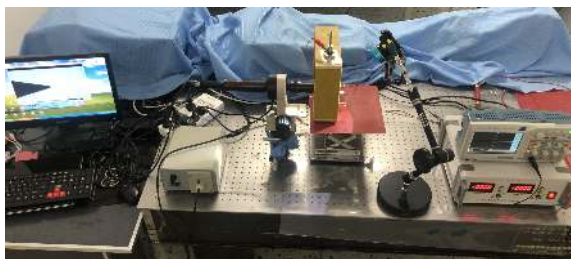


图 1 放电系统及图像采集装置实物图

Fig. 1. The hardware diagram of discharge system and photographs acquisition device.

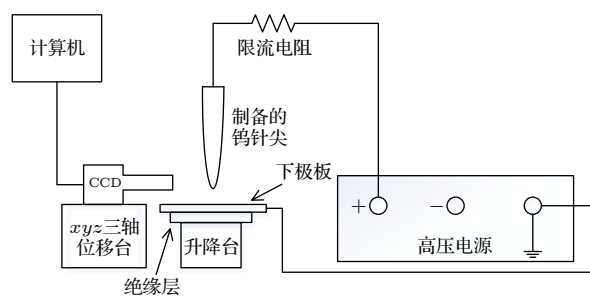


图 2 放电系统及图像采集装置电路图

Fig. 2. The circuit diagram of discharge system and photographs acquisition device.

直流高压电源使用东文 DW-SA502 型高压充电电源, 能提供 $\pm 5000 \text{ V}$ 直流电压; 升降台只可实现垂直升降, 控制精度为 $1 \mu\text{m}$, 用来调节针板电极间隙的距离; 上电极为钨针尖, 采用电化学腐蚀的方式制备, 针尖曲率为 $1-5 \mu\text{m}$, 下电极为不锈钢板, 构成针板放电.

耦合 CCD 的光学显微镜能够实现 200—400 倍的放大, 可以准确地观察出微间隙放电图像. xyz 三轴位移台, 控制精度为 $1 \mu\text{m}$, 可进行三维调节, 实现放电区域的精准对焦. 在放电过程中, 通过计算机的数据采集软件, 能精准地对微间隙放电现象进行观察与采集.

2.2 分形维数的计算

分形的概念是由美籍数学家 Mandelbrot 提出的, 由于其不规则性和自相似性而广泛应用于气体放电研究中. 分形维数作为分形几何的中心概念, 是描述分形特征的定量指标, 也是描述分形图像“不规则”程度的一个重要参数.

常见的分形维数计算方法有自相似维数法、关联维数法、Hausdorff 法和计盒维数法等^[21]. 由于计盒维数法在以上计算方法中应用最为广泛, 因此本文使用此法计算放电图像的分形维数.

设集合 F 是 R_n 域上一个非空的有界子集, R_n 域由直径为 r 的集合 R 组成, 则 $N_r(F)$ 为覆盖集合 F 所需的至少集合 R 的数量, 满足

$$N_r(F) \propto r^{-D}, \quad (1)$$

则集合 F 的分形维数 D 为

$$D = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\ln N_r(F)}{-\ln r}. \quad (2)$$

本文使用 Sarkar 和 Chaudhuri^[22] 提出的 DBC 算法来仿真计盒维数法.

3 微间隙图像采集、计算及现象分析

3.1 微间隙图像采集及计算

根据电路图搭建电路, 其中作为阳极的针尖使用电化学腐蚀的方式获得, 使用扫描电子显微镜 (scanning electron microscope, SEM) 观察制备的钨针尖, 典型结构如图 3 所示; 分别不同间隙距离和接通电源以及施加电压下进行实验, 观察放电过程中放电现象, 并对放电图像进行分形维数的计算, 从而分析微间隙下的放电状况. 使用耦合 CCD 的光学显微镜拍摄到的微间隙放电的阳极针尖以及放电过程的图像如图 4 所示.

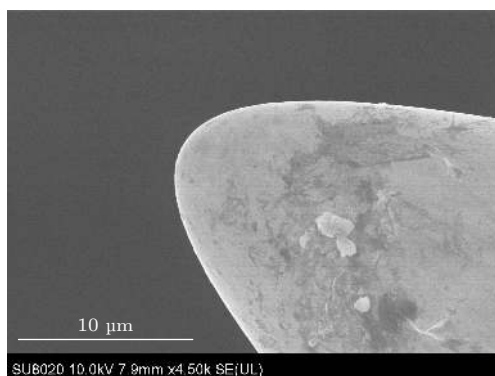


图 3 钨针尖 SEM 图像

Fig. 3. Image of tungsten tip by SEM.

计算机采集的大气压微间隙空气放电图像与文献中 (图 5, p 为气体压强, d 为间隙距离) 的大气压下短间隙空气放电现象对比可知, 二者相同点主要在于放电初始存在电晕现象, 放电通道存在分叉现象, 呈现不规则的放电结构, 并且针尖放电的起始点都在针尖附近; 不同点在于微间隙放电的分叉数较少, 曲折度也较低.

对于大气压下短间隙 (间隙距离小于 1 m) 空气放电, 均匀电场下击穿场强约为 30 kV/cm, 在极不均匀电场下虽针尖局部击穿场强大于 30 kV/cm, 但大部分空间的击穿场强却低于此值. 而对于大气压下微间隙空气放电来说, 在间隙距离为 100 μm , 施加电压为 1600 V 的针板电极下, 通过泊松方程计算可知大部分空间的场强在 100 kV/cm. 无论是汤森放电还是流注放电机理, 击穿的条件都包含在放电空间中积累足够的电荷数. 微间隙放电由于间隙距离微小, 要在空间中积累足够的电荷数, 需使电子碰撞电离系数 α 足够

大, 因此击穿放电所需的电场强度应足够大, 同时也导致放电空间中存在很高的电子密度.

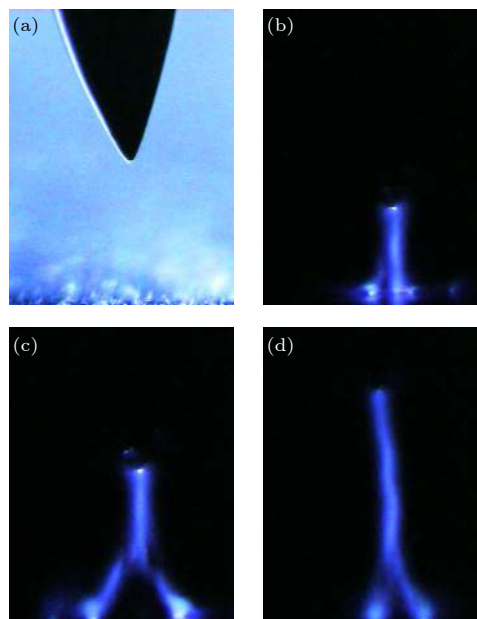


图 4 微间隙放电图像 (a) 间隙为 100 μm , 放电前针板形貌; (b) 间隙为 50 μm , 电压为 1600 V 下采集到的放电图像; (c) 间隙为 100 μm , 电压为 1600 V 下采集到的放电图像; (d) 间隙为 150 μm , 电压为 1600 V 下采集到的放电图像

Fig. 4. The discharge photographs of micro-gap: (a) The gap is 100 μm , the shape of the needle board before discharge; (b) the discharge photograph is collected at a gap of 50 μm and a voltage of 1600 V; (c) the discharge photograph is collected at a gap of 100 μm and a voltage of 1600 V; (d) the discharge photograph is collected at a gap of 150 μm and a voltage of 1600 V.

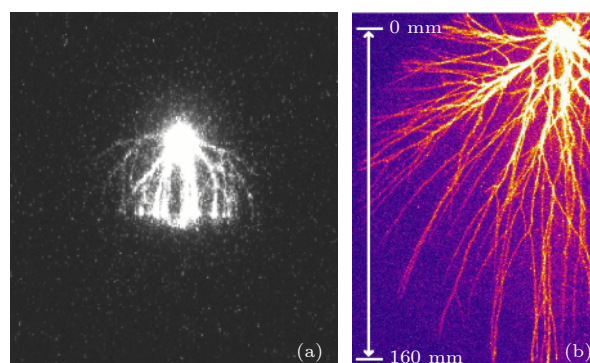


图 5 文献 [23] 中短间隙的放电图像 (a) 大气压下针板间距为 10 mm 的放电图像 ($pd = 1000 \text{ kPa}\cdot\text{mm}$); (b) 气压为 400 mbar ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$) 针板间距为 160 mm 的放电图像 ($pd = 6400 \text{ kPa}\cdot\text{mm}$)

Fig. 5. Discharge photographs of micro-gap in reference [23]: (a) The discharge photograph with needle-plate spacing of 10 mm under atmospheric pressure ($pd = 1000 \text{ kPa}\cdot\text{mm}$); (b) the discharge photograph with air pressure of 400 mbar ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$) and needle-plate spacing of 160 mm ($pd = 6400 \text{ kPa}\cdot\text{mm}$).

气体放电的理论依据为汤森理论和流注理论: 汤森理论认为阴极二次电子发射维持气体间隙的自持放电, 流注理论认为空间电荷畸变电场以及空间光电离形成二次电子雪崩维持间隙的自持放电. 对空气来说, 这两个理论适用的 pd 临界值约为 26 kPa·mm, 本文实验情况 ($pd = 5-15$ kPa·mm) 虽小于此临界值, 但与临界值在同一个数量级内, 因此不能用单一的理论来解释微间隙放电. 通过对大气压下间隙距离为 100 μm 的微间隙空气放电过程进行观测, 发现放电过程分为三个过程: 针尖起晕、电晕击穿流注、火花放电通道, 如图 6 所示.

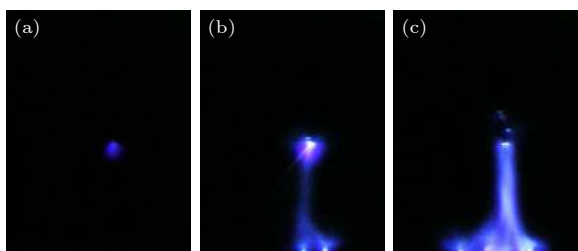


图 6 大气压下针板间距为 100 μm 空气放电通道的建立过程 (a) 电源电压约为 900 V 时, 针尖起晕的放电图像; (b) 电源电压约为 1200 V 时, 电晕击穿流注的放电图像; (c) 电源电压约为 1600 V 时的火花放电图像

Fig. 6. The process of establishing an air discharge channel with a needle plate spacing of 100 μm under atmospheric pressure: (a) The corona discharge photograph when the power supply voltage is about 900 V; (b) the corona streamer breakdown discharge photograph when the power supply voltage is about 1200 V; (c) the spark discharge photograph when the power supply voltage is about 1600 V.

大气压针板间距为 100 μm 情况下空气击穿建立放电通道过程应为: 当电源电压达到约为 900 V 时, 由于针尖曲率半径较小, 电场强度较大, 从阴极发射的初始电子在针尖处获得能量发生电子雪崩产生大量的电子和正离子, 针尖处大量的电子从激发态到基态会释放能量产生大量光辐射以及少量电子与离子复合产生的光辐射共同作用使针尖形成电晕, 但由于形成的电荷数量有限, 不足以击穿空气间隙, 因此只形成局部的自持放电 (图 6(a)); 当电源电压继续升高到 1200 V 左右时, 由于间隙微小, 正离子能够相对较快到达阴极发生碰撞产生二次电子, 同时电晕放电中紫外线波段光辐射 (此波段光子能量较高) 也使阴极表面出现光电子发射的几率提升, 而空间光电离形成二次电子雪崩的数量较少, 表现为实验中的空间分支数以及曲折度较少, 这些二次电子雪崩随着电压的提升而汇入流

注, 如图 7 所示, 当放电空间积累到足够高的电荷数使放电达到自持时, 空气间隙击穿, 出现电晕击穿流注 (图 6(b)); 当电压升高到约为 1600 V 时, 放电通道建立频率变高, 空间光电离增强, 发生火花放电次数变多, 电子通过放电通道进入阳极针尖, 阴极附近积累大量的正空间电荷, 畸变电场使阴极处更易产生分支 (图 6(c)).

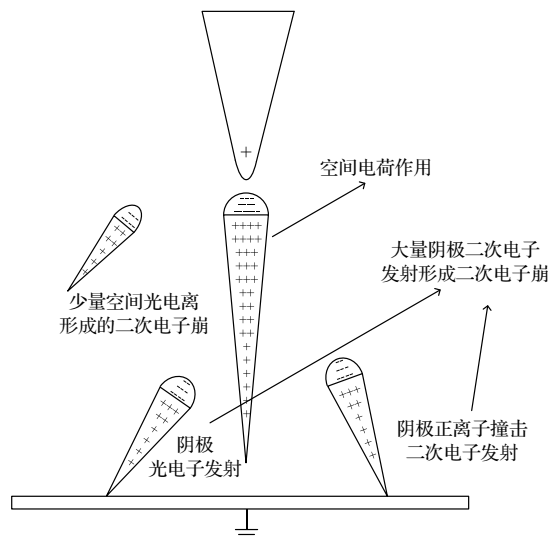


图 7 微间隙放电过程放电机制示意图

Fig. 7. Schematic diagram of discharge mechanism during micro-gap discharge.

因此, 大气压针板间距为 100 μm 的情况下空气放电机制应以汤森理论为主, 流注理论为辅, 阴极二次电子发射 (包括正离子碰撞阴极以及光电子发射) 和空间电荷畸变电场形成二次电子雪崩共同维持放电, 少量空间光电离形成的种子电子也在空间电荷畸变电场的作用下形成电子雪崩, 使放电通道存在曲折段, 但分支数较少, 曲折度较低. 由于微间隙放电过程中针尖和极板形成鞘层, 空间电荷的密度高, 畸变电场使阴极电场强度的模值畸变为原来的 3—8 倍, 在此空间内易使空间中的慢电子以及阴极处二次电子获得能量形成二次电子雪崩, 构成流注. 因而在阴极处更易形成流注分支, 实验现象发现流注也多集中在阴极附近, 阴极二次电子发射为维持放电的主要原因.

使用计盒维数法计算得到图 4 中 3 幅微米间隙的放电图像的分形维数, 分别为 1.2618, 1.4854, 1.5656. 在同一间隙距离、同一电压下分形维数也有不同, 但大体在一个区间内. 分形维数变化的主要原因有两方面: 1) 放电过程的不规则性, 即放电通

道的不确定性引起了分形维数之间的不统一; 2) 实验是在三维空间中发生放电, 而采集到的图像是二维空间的图像, 并且在图像处理方面做二值化处理会产生噪声, 以上情况都会引起分形维数的偏差.

3.2 分形维数与间隙距离的关系

本文使用搭建的微间隙放电系统进行放电实验, 实验在大气压室温下的空气中进行. 电压过小达不到 $150\ \mu\text{m}$ 间隙放电的起始电压, 而电压过大会使电路中电流过大, 为使电源达到保护以探究不同间隙距离下放电图像的分形维数, 本文选用在针尖电压为 $1600\ \text{V}$ 的条件下进行放电实验. 同时控制电路中保护电阻为 $10\ \text{M}\Omega$, 分别采集 $50, 75, 100, 125, 150\ \mu\text{m}$ 间隙下的放电图像, 并使用计盒维数法分别计算出放电图像的分形维数. 为了避免偶然性误差, 每个间隙距离下分别采集 10 幅放电图像进行分形维数计算. 对得出的分形维数做正态分布, 得出均值和 95% 置信区间, 分析分形维数与微米间隙距离的关系.

分形维数与间隙距离的关系如图 8 所示. 可以看出, 分形维数的均值会随着间隙距离的增长而增大. 在同一电压下, 影响分形维数的因素为通道长度和分支数, 其中主通道长度为主要因素. 从图 8 中还可以看出, 在 $50\text{--}100\ \mu\text{m}$ 时增长的斜率比 $100\text{--}150\ \mu\text{m}$ 时大, 原因在于当间隙距离较短时, 随着间隙距离的增长, 电场下降不明显, 都能在间隙负极板处形成分支, 且形成的分支数目相接近, 此时分支数对分形维数的影响小, 通道长度对分形维数的影响大. 当间隙距离再次加长时, 虽施加的电压不变, 但电场强度下降阴极处形成分支数变

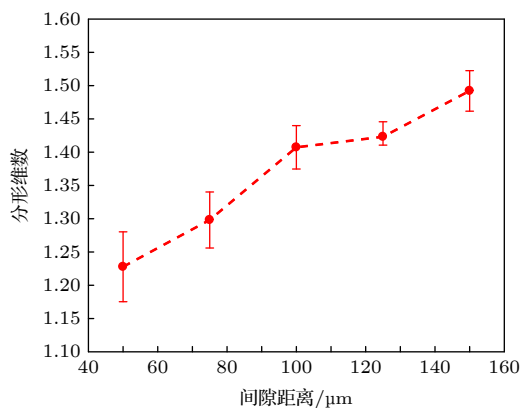


图 8 不同间隙距离下的分形维数区间图

Fig. 8. Interval graph of fractal dimension under different gap distance.

少或几乎没有, 分支数对分形维数的影响加大, 造成通道长度对分形维数影响减少, 此时分形维数增长的速率变缓, 因此分形维数斜率的增长呈现变缓趋势.

3.3 分形维数与施加电压的关系

通过搭建的微间隙放电系统, 在大气压室温下的空气下进行放电实验. 控制电路中保护电阻为 $10\ \text{M}\Omega$, 在间隙距离为 $100\ \mu\text{m}$ 时分别采集直流电压在 $1300, 1400, 1500, 1600, 1700, 1800, 1900\ \text{V}$ 下的放电图像, 使用计盒维数法分别计算出放电图像的分形维数. 同样采集 10 幅放电图像进行分形维数计算, 做正态分布, 分析分形维数与电路施加电压的关系.

分形维数与电压的关系如图 9 所示. 图 9 中结果表明, 分形维数的均值会随着电压升高而近似线性增大. 在同一间隙距离下, 通道宽度和分支数为影响分形维数的主要因素. 随着电压升高, 因气体间隙被击穿发生火花放电过程中, 气体变为良导体, 电压升高使得电路中电流增大, 有更多电子参与到阴极极板通过气体间隙运动到阳极针尖的过程中, 使得放电通道变宽, 从采集到的图像来看, 通道的光强度变高, 通道的宽度增加; 电压的升高也使得极板和针尖原本达不到放电的区域也能建立放电通道, 间隙中的电子获得的能量升高, 电子碰撞电离的速率变快, 从而使得间隙中的电子和离子的浓度迅速增高, 放电变得越加剧烈, 放电区域增加, 放电的分支数变多. 因此从这两方面来看分形维数都将增大.

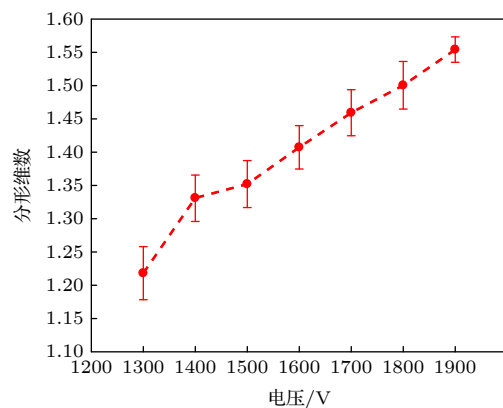


图 9 不同电压下的分形维数区间图

Fig. 9. Interval graph of fractal dimension under different gap voltages.

4 仿真与实验拟合

4.1 微间隙空气放电的流体化学反应的混合模型

为研究微间隙空气放电过程中电子密度、空间电荷密度与电场分布的变化,解释微间隙放电过程和现象,本文采用流体化学反应的混合模型对气体放电空间进行仿真.仿真采用 COMSOL 软件的等离子体模块,空间中气体由 80% 的氮气与 20% 的氧气组成,且不考虑杂质气体对仿真的影响.空气放电的实质是电子与气体分子的弹性、激发、电离、附着与复合等以及空气中各种离子与气体分子的复合、附着和电荷转移等的反应过程.由于空气放电过程中涉及到的物质、反应和运算过程极其复杂,至少由 30 种物质和 300 个反应,因此减少对放电过程影响极其小的运算过程显得尤为重要.本文对放电过程的模拟考虑了 12 种物质: e, O, O₂, O₃, O⁻, O₂⁻, O₂⁺, O₄⁺, N₂, N₂⁺, N₄⁺, N₂O₂⁺ 和 27 个反应过程,如表 1 所示.仿真中空气压强为 1 atm (1 atm = 1.013 × 10⁵ Pa),气体温度 T 为 293 K,针尖施加正极性电压为 1600 V,间隙距离为 100 μm.

电子输运方程与重粒子输运方程以及静电场的泊松方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e &= R_e \quad (\Gamma_e = -n_e \mu_e \nabla \phi - D_e \nabla n_e), \\ \frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_\varepsilon + \mathbf{E} \cdot \Gamma_\varepsilon &= S_{en} \\ (\Gamma_\varepsilon = -n_\varepsilon \mu_\varepsilon \nabla \phi - D_\varepsilon \nabla n_\varepsilon), \\ \rho \frac{\partial}{\partial t} w_k + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) w_k &= \nabla \cdot \mathbf{j}_k + R_k, \\ -\nabla \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla \phi &= e(n_p - n_e - n_n), \end{aligned} \quad (3)$$

式中, n_e , n_p , n_n 为电子、正离子、负离子数密度; n_ε 为电子能量密度; μ_e 为电子迁移率; D_e 为电子扩散率; \mathbf{E} 为电场强度; Γ_e , Γ_ε 为电子密度和电子能量密度通量; R_e 为电子净生成率; S_{en} 为电子能量源项; ρ 为总的密度; w_k 为物质 k 的质量分数; \mathbf{u} 为平均流体速度矢量; \mathbf{j}_k 为扩散通量矢量; R_k 为物质 k 的变化速率; ε_0 , ε_r 为真空介电常数和相对介电常数; ϕ 为电势; e 为单位电子的电荷量.

因微放电产生的等离子体中电子能量非 Maxwell 化,使用两项近似求解 Boltzmann 方程得到电子能量分布函数,进而求得电子碰撞反应的反应速率、电子迁移率、电子扩散率以及平均电子能量与约化电场的关系.

电子通量、离子通量、中性粒子在阴极和阳极的边界条件为

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot \Gamma_e &= \frac{1}{2} v_{th,e} n_e - \sum_i \gamma_i \Gamma_i \cdot \mathbf{n}, \\ \mathbf{n} \cdot \Gamma_i &= \frac{1}{2} v_{th,i} n_p + \alpha n_p \mathbf{E} \mu_i, \\ \mathbf{n} \cdot \Gamma_s &= \frac{1}{2} v_{th,s} n_s. \end{aligned} \quad (4)$$

电子通量、离子通量、中性粒子在开放边界的边界条件为

$$\mathbf{n} \cdot \Gamma_e = 0, \quad \mathbf{n} \cdot \Gamma_i = 0, \quad \mathbf{n} \cdot \Gamma_s = 0, \quad (5)$$

表 1 空气放电的主要反应过程及反应速率常数^[24]
Table 1. The main reaction process and reaction rate constant of air discharge^[24].

序号	反应	反应速率常数
R ₁	e + N ₂ → e + N ₂	$f(\varepsilon)$
R ₂	e + N ₂ → 2e + N ₂ ⁺	$f(\varepsilon)$
R ₃	e + O ₂ → e + O ₂	$f(\varepsilon)$
R ₄	e + O ₂ → 2e + O ₂ ⁺	$f(\varepsilon)$
R ₅	e + O ₂ → O + O ⁻	$f(\varepsilon)$
R ₆	e + O ₂ ⁺ → 2O	$2.42 \times 10^{-13} (300/T_e)$
R ₇	e + O ₄ ⁺ → 2O ₂	$1.4 \times 10^{-12} (300/T_e)^{0.5}$
R ₈	e + 2O ₂ → O ₂ + O ₂ ⁻	$2 \times 10^{-41} (300/T_e)$
R ₉	e + N ₂ ⁺ + N ₂ → 2N ₂	$6.07 \times 10^{-34} T_e^{-2.5}$
R ₁₀	2e + N ₂ ⁺ → e + N ₂	$5.651 \times 10^{-27} T_e^{-0.8}$
R ₁₁	N ₂ ⁺ + O ₂ + N ₂ → O ₄ ⁺ + O ₂	5×10^{-41}
R ₁₂	N ₂ ⁺ + N ₂ + N ₂ → N ₄ ⁺ + N ₂	5×10^{-41}
R ₁₃	N ₄ ⁺ + O ₂ → O ₂ ⁺ + 2N ₂	2.5×10^{-16}
R ₁₄	N ₂ ⁺ + O ₂ → O ₂ ⁺ + N ₂	$1.04 \times 10^{-15} T^{-0.5}$
R ₁₅	2N ₂ + O ₂ ⁺ → N ₂ O ₂ ⁺ + N ₂	$8.1 \times 10^{-38} T^{-2}$
R ₁₆	N ₂ + N ₂ O ₂ ⁺ → 2N ₂ + O ₂ ⁺	$14.6 T^{-5.3}$ $\exp(-2357/T)$
R ₁₇	O ₂ + N ₂ O ₂ ⁺ → N ₂ + O ₄ ⁺	1×10^{-15}
R ₁₈	O ₂ ⁺ + O ₂ + N ₂ → O ₄ ⁺ + N ₂	$2.04 \times 10^{-34} T^{-3.2}$
R ₁₉	O ₂ ⁺ + O ₂ + O ₂ → O ₄ ⁺ + O ₂	$2.04 \times 10^{-34} T^{-3.2}$
R ₂₀	O ₄ ⁺ + O ₂ ⁻ → 3O ₂	1×10^{-13}
R ₂₁	O ₄ ⁺ + O ₂ ⁻ + O ₂ → 3O ₂ + O ₂	2×10^{-37}
R ₂₂	O ₄ ⁺ + O ₂ ⁻ + N ₂ → 3O ₂ + N ₂	2×10^{-37}
R ₂₃	O ₂ ⁺ + O ₂ ⁻ + O ₂ → 3O ₂	2×10^{-37}
R ₂₄	O ₂ ⁺ + O ₂ ⁻ + N ₂ → 2O ₂ + N ₂	2×10^{-37}
R ₂₅	O ₂ + O + N ₂ → O ₃ + N ₂	2.5×10^{-46}
R ₂₆	O ₂ + O + O ₂ → O ₃ + O ₂	2.5×10^{-46}
R ₂₇	O ₂ ⁺ + O → O + O ₂	$3.46 \times 10^{-12} T^{-0.5}$

注: 反应中二体碰撞的反应速率常数单位为 m³/s; 三体碰撞的反应速率常数单位为 m⁶/s; T_e和T 单位为 K, 其中T_e为电子温度.

式中, n_s 为中性粒子密度; Γ_e , Γ_i , Γ_s 为电子密度、离子密度、中性粒子密度通量; $v_{th,e}$, v_{th} , $v_{th,s}$ 为电子、离子、中性粒子的热速度; γ_i 为二次电子发射系数, 阴极处设为 0.004, 其他边界处为 0; α 为电离系数.

仿真中针尖的曲率半径为 5 μm , 静电场的边界条件分为以下三种情况: 阳极的电势为 1600 V, 阴极为 0 V, 开放边界处为零电荷边界条件. 求解器采用瞬态非线性求解器 PARDISO, 电子和离子的初始值服从高斯分布, 满足以下方程:

$$N_{e,i} = N_{\max} \times \exp\left(-\frac{(r-r_0)^2}{2\varepsilon_1^2} - \frac{(z-z_0)^2}{2\varepsilon_2^2}\right) + N_{\min}, \quad (6)$$

式中, $N_{\max} = 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $N_{\min} = 10^{-15} \text{ m}^{-3}$, $r_0 = z_0 = 0 \text{ }\mu\text{m}$, $\varepsilon_1 = 20 \text{ }\mu\text{m}$, $\varepsilon_2 = 5 \text{ }\mu\text{m}$. 初始条件已经被证明可以加快脉冲的形成, 不会改变放电特性.

区域内的网格划分对模型的收敛性极为重要, 本文对边界处的网格划分为边界层和自由三角形网格, 对针和板电极边界处划分为 4 层边界层, 边界拉伸因子为 1.4, 自由三角形网格最大单元尺寸为 0.3 μm , 最小单元尺寸为 0.03 μm , 最大单元增长率为 1.1, 曲率因子为 0.2, 狭窄区域分辨率为 1. 对其他区域的网格划分为最大单元尺寸为 0.5 μm , 最小单元尺寸为 0.3 μm .

4.1.1 电子密度的时空分布

在空气放电过程中, 电子产生与消失对放电发展至关重要, 因此研究电子密度的时空分布更加有助于探索微间隙气体放电的机理和规律. 初始情况下, 当施加 1600 V 电压时, 阴极处少量正离子碰撞阴极形成二次电子与由于空间的辐射形成的少量电子作为放电初始的种子电子. 电子密度的变化主要分为四个阶段: 在 0—0.15 ns 时, 电子密度缓慢增长, 电子密度从 $1 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 增长到 $3.01 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 其峰值逐渐向阳极迁移 (图 10); 在 0.15—0.19 ns 时, 电子密度峰值从 $3.01 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 迅速增长到约为 $1.19 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, 且峰值在针尖附近; 在 0.19—0.50 ns 时, 空间中的电子密度随着时间的增加而缓慢升高, 针尖电子密度的峰值却先增大后减少, 在 0.25 ns 时最大, 为 $2.17 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, 电子密度在 60 μm 处出现小峰值 (图 10); 在 0.5—10000 ns 时, 电子密度缓慢下降并趋于稳定, 其峰值约为 $6.23 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, 从而建立了稳定的放电

过程.

在 0—0.15 ns 时, 随着时间的增长, 在电场的作用下, 电子获得能量使得电子温度增加, 在向阳极运动过程中, 发生电子碰撞电离形成电子雪崩使得电子密度增加, 其峰值向阳极迁移. 但由于为不均匀针板放电, 针板附近的电场相对较小, 所以电子获得的能量较少, 电子温度增加缓慢, 如图 11 所示, 这使得只有少部分电子发生碰撞电离, 因此电子密度缓慢增加. 在 0.15—0.19 ns 时, 电子雪崩发展到针尖附近, 由于针尖附近场强极高, 因此电子在电场作用下获得更多的能量, 更容易发生碰撞电离反应产生新的电子, 同时由于空间中种子电子以及阴极处的二次电子不断汇入初始电子雪崩, 使得针尖处电子密度的峰值迅速升高. 在 0.19—0.5 ns 时, 针尖头部积累了足够的空间电荷, 形成电晕击穿流注, 此时空间中电子密度增大的主要原因是: 由于此前在针尖附近发生大量的电离反应生成了较多的正离子, 在电场作用下, 正离子向阳极迁移加强了头部空间的场强使得迁移区向阳极发展过程中空间的电子密度增大. 因为减少了针尖附近的场强, 电子温度降低使针尖附近的电离程度降低, 如图 11 所示, 存在一个中间场强 (0.25 ns 时针尖场强) 使得此时电离产生的电子不足以弥补电子进入阳极的速度, 因此针尖处电子密度的峰值先增加后减少. 当迁移区运动到距离极板约 60 μm 时, 运动到此处的大部分电子获得足够的能量在头部发生电离, 在尾部发生复合使得电子密度在迁移区出现小峰值. 随着迁移区的继续运动, 此空间内场强大致相同, 电离反应和复合反应速率大致相同, 因此电子密度在 60 μm 处维持小峰值. 在 0.5—10000 ns 时, 正离子在电场的作用下逐步运动到阴极, 形成正离子鞘层, 使得中间部分空间场强减弱, 电子温度降低, 如图 11 所示, 电离程度变慢, 复合速率变快, 电子密度降低. 在 1000 ns 时, 阴极二次电子发射和二次电子雪崩维持电子密度达到平衡, 产生的空间电荷畸变成相对稳定的电场, 此时电子密度在空间中达到相对稳定值, 其峰值为 $6.43 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, 最小值为 $3.58 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

4.1.2 电场的时空分布

电场分布在微间隙放电理论研究中占据重要的位置, 电场的时空分布在一定程度上决定着放电机制. 图 12 为中轴线位置电场分布的时空变化.

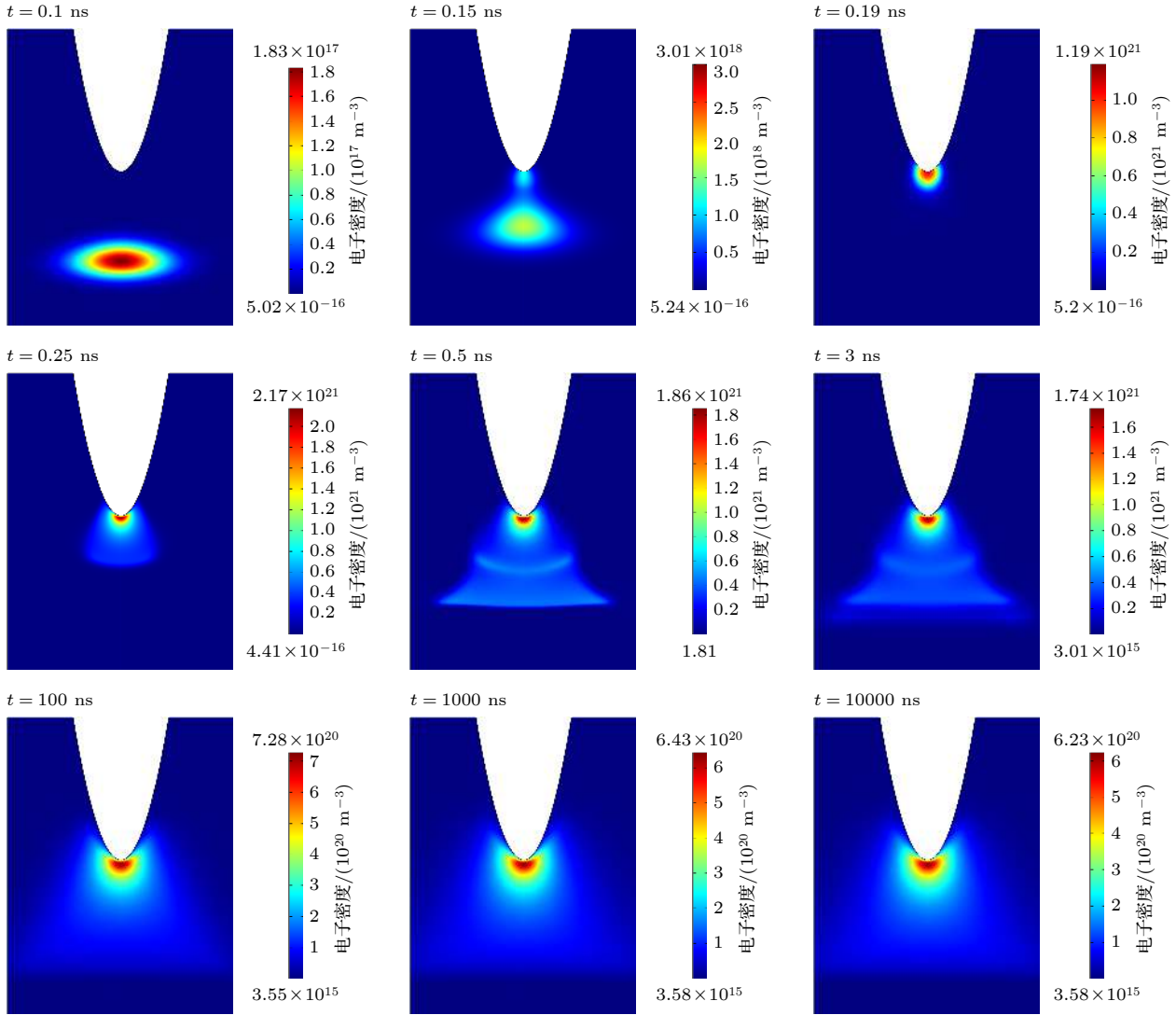


图 10 不同时刻下电子密度分布图

Fig. 10. Distribution of electron density at different times.

放电伊始, 电场主要由静电场边界条件决定, 针尖处电场强度为 1×10^8 V/m, 板处电场强度为 1.2×10^7 V/m. 当时间进行到 0.19 ns 时, 电场强度出现明显的畸变, 针尖处电场强度明显降低, 远离针尖处的电场强度明显升高. 随着时间的增加, 电场强度的峰值逐渐向极板处偏移, 且峰值随时间的增加而增加. 在 3 ns 时, 电场强度在空间中分布稳定, 由于阴极极板处形成正离子鞘层, 越靠近阴极, 场强越大, 在极板处电场强度约为 8.8×10^7 V/m; 阳极针尖处形成负离子鞘层, 越靠近阳极, 电场强度越大.

放电初始, 由于靠近极板 0—80 μm 处场强较小, 电子获得能量小, 发生电离反应的几率小, 产生的正离子不足以畸变电场, 因此其对电场影响可以忽略. 在 0.15 ns 时, 电子雪崩发展到针尖附近,

由于针尖附近的场强高达 1×10^8 V/m, 电子温度高, 电离反应速率快, 复合速率慢, 因此电子进入针电极, 针尖处产生大量正离子, 正离子畸变电场使针尖处电场降低, 从而加强了外部空间的电场. 正离子在电场的作用下, 逐步向阴极移动, 因此电场强度模的峰值逐步向阳极移动, 使迁移区与阴极之间的空间的电场增大, 此空间中原本存在电子能量小的电子发生二次电子雪崩汇入迁移区形成流注分支, 同时由于二次电子雪崩产生的正离子汇入迁移区使电场模的峰值逐渐增加. 最后, 在 3 ns 时, 阴极和阳极形成正、负离子的鞘层, 电场在阴、阳极同步出现电场上升趋势. 同时在对称轴 0—20 μm 处即阴极极板附近, 电场畸变最为严重, 与 0.15 ns 时 0—20 μm 处电场相比, 畸变了 3—8 倍, 即对称轴 0—20 μm 处, 亦即阴极极板附近初始电场约为

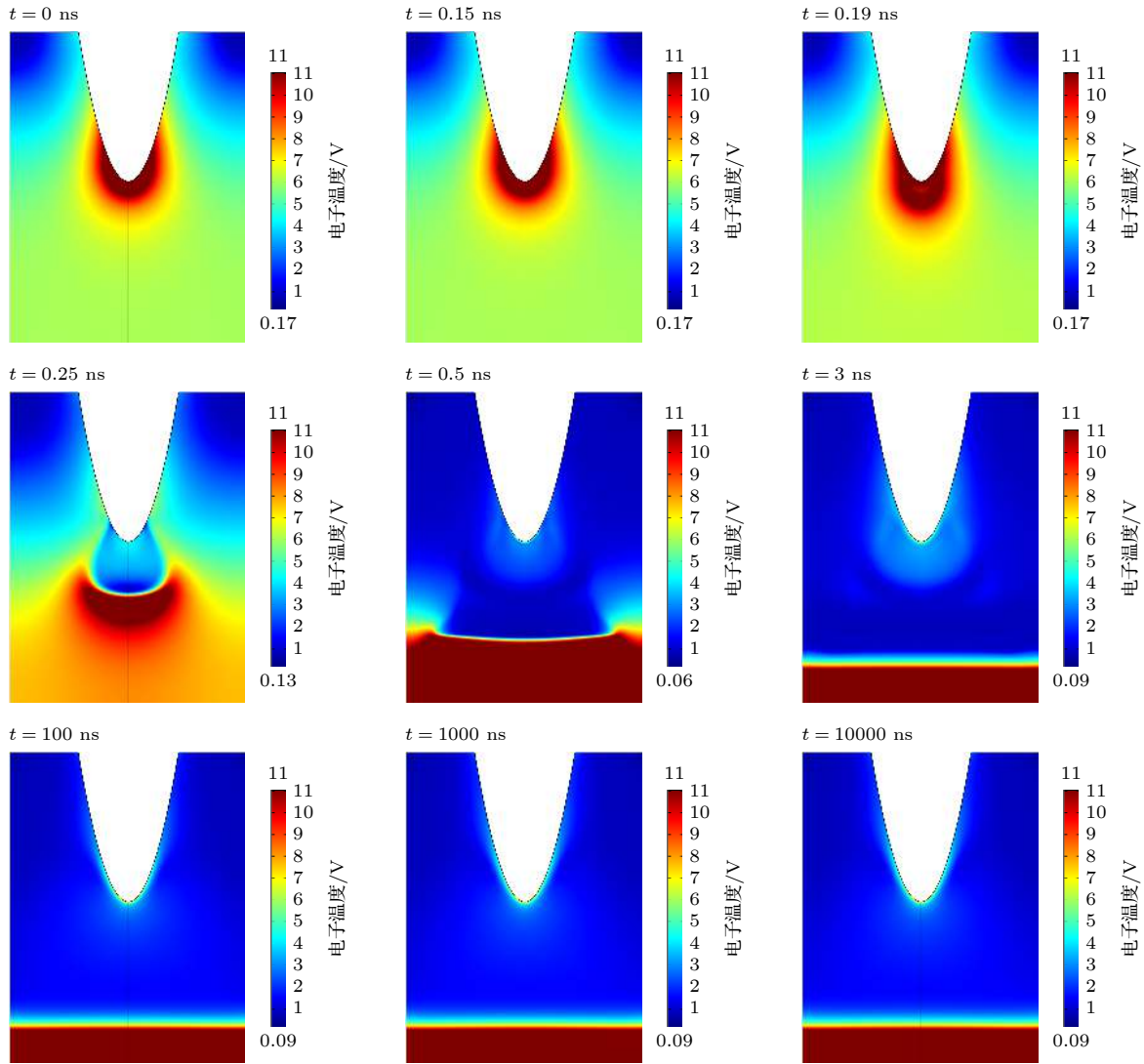


图 11 不同时刻下电子温度分布图

Fig. 11. Distribution of electron temperature at different times.

1.1×10^7 V/m. 在 10000 ns 时, 电场为 3×10^7 — 8.8×10^7 V/m, 因此在这部分空间最易建立二次电子雪崩形成流注分支.

通过使用 COMSOL 仿真软件模拟微间隙放电, 得出放电过程中电子密度最高达到 $2.17 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, 最终稳态电子密度峰值也能达到 $6.23 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$. 在对称轴 0—20 μm 处电场畸变最为严重, 畸变率为 3—8 倍, 正离子和负离子在阴极和阳极附近形成鞘层, 空间电荷的分布如图 13 所示, 在 3 ns 时空间电荷分布稳定, 在阴极 20 μm 处正离子密度最高的原因在于阴极二次电子从阴极出发到距离阴极 20 μm 处获得了足够的能量发生电离反应产生了大量的 N_2^+ 和 O_2^+ 离子, 因此此部分空间正空间电荷的密度最高. 同时, 对称轴 0—20 μm 空间内由于空间电荷的畸变, 最易建立二次电子雪崩形成

流注分支, 验证了实验图像中流注分支多集中于阴极极板附近的现象.

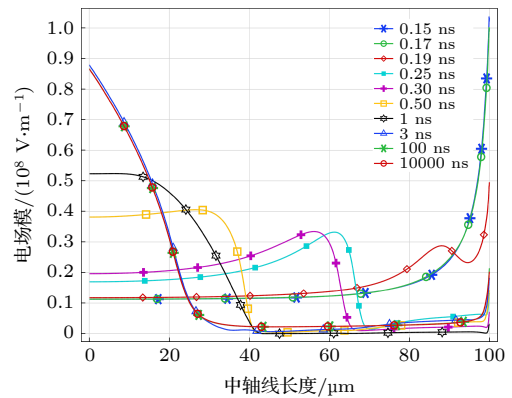


图 12 中轴线上不同时间的电场分布图

Fig. 12. Distribution of electric field at different times on the central axis.

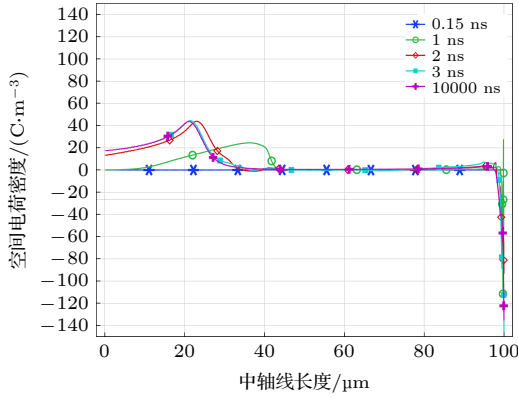


图 13 中轴线上不同时间的空间电荷分布图

Fig. 13. Distribution of space charge at different times on the central axis.

4.2 微间隙空气放电的分形模型

本文使用 WZ 模型模拟放电通道分形的发展, 模型的放电发展概率 p 与局部电场 \mathbf{E} 的关系为

$$p = \begin{cases} \frac{|\mathbf{E}_i|^\eta \cdot \text{rand}}{\sum |\mathbf{E}_i|^\eta}, & |\mathbf{E}_i| \geq |\mathbf{E}_c|, \\ 0, & |\mathbf{E}_i| < |\mathbf{E}_c|, \end{cases} \quad (7)$$

式中, \mathbf{E}_c 为阈值场强, 只有当某点处场强大于等于 \mathbf{E}_c 时, 该点才有可能成为放电发展点; η 是放电发展概率指数; $|\mathbf{E}_i|$ 为待发展点 i 处的场强; $\sum |\mathbf{E}_i|^\eta$ 为所有待发展点处的场强的概率指数的总和.

电子在放电通道内通过电场获得能量, 碰撞电离会产生新的电子和离子. 电离产生 N_2^+ 和 O_2^+ 等正离子, 它们的质量是电子的 10^4 多倍, 导致离子相对于电子运动速度低很多, 所以离子形成正空间电荷畸变空间电场, 正离子在向阴极迁移的过程中, 通道内的电场强度减弱, 使得通道内的电势降落减少. 通过流体反应动力学模拟得出其通道内电场强度 \mathbf{E}_s 模值约为 1×10^6 V/m. 因此树枝端部的电位为

$$\phi_i = \phi_0 - L_i \mathbf{E}_s, \quad (8)$$

式中, ϕ_i 是新发展的点的电位, ϕ_0 是与新发展点连接的已发展点的电位, L_i 为两点之间的距离.

4.2.1 仿真参数

本文运用 MATLAB 仿真软件, 使用三角形网格划分放电区域, 由于实验所能采集的间隙面积为 $144 \mu\text{m} \times 192 \mu\text{m}$, 因此仿真放电区域面积也为 $144 \mu\text{m} \times 192 \mu\text{m}$. 本文模拟针板间距为 $100 \mu\text{m}$,

施加电压为 1600 V 时的放电数值, 图 14 为模拟放电区域各边界的标号; 模型中针尖的曲率半径为 $5 \mu\text{m}$, 网格使用自适应网格, 最大网格的边长为 $2 \mu\text{m}$, 最小网格边长为 $1 \mu\text{m}$, 其中网格节点数为 11687, 剖分为 22943 个三角形单元; 边界 1 和边界 4, 5, 8, 9 是 Dirichlet 边界条件, 其边界电势分别为 $\phi = 0 \text{ V}$ 和 $\phi = 1600 \text{ V}$. 边界 2, 3, 6, 7 是 Neumann 边界条件, 其边界电势为

$$\mathbf{n} \cdot (\nabla \phi) = 0. \quad (9)$$

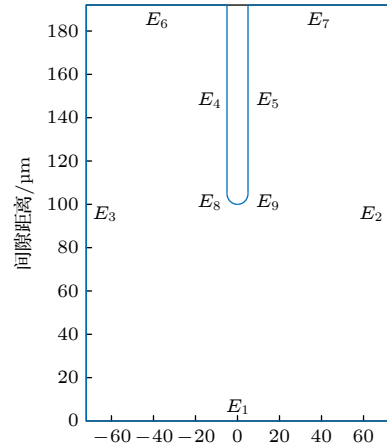


图 14 放电区域的边界标号

Fig. 14. Boundary label of discharge area.

4.2.2 仿真结果

使用仿真模型进行计算机仿真, 所得仿真结果如下图 15 所示. 由仿真运算得, 当 $\eta > 1.3$ 时, 放电通道的选择越加依赖于电场, 放电分叉数变少, 所得分形的维数越加偏离实验所得图像的分形维数.

由于仿真中添加随机函数的影响, 需对仿真程序多次运行, 本文对仿真运行 10 次, 并对结果做正态分布, 得到对应不同放电发展概率 η 下仿真结果的均值和 95% 的置信区间. 得到结果如表 2 所示.

当直流电压为 1600 V , 间隙为 $100 \mu\text{m}$ 时, 放电实验采集图像分形维数的置信区间为 $1.3747 - 1.4399$. 由理论与仿真模拟可知, 模拟放电的分形维数随着概率发展指数的增大而减少. 当 $\eta = 1.18 - 1.3$ 时, 其模拟放电分形维数的置信区间在实验采集分形维数的置信区间之内, 且处于区间的边界. 因此当概率发展指数 $\eta = 1.18 - 1.3$ 时, 仿真与实验所得放电图像的分形维数相吻合.

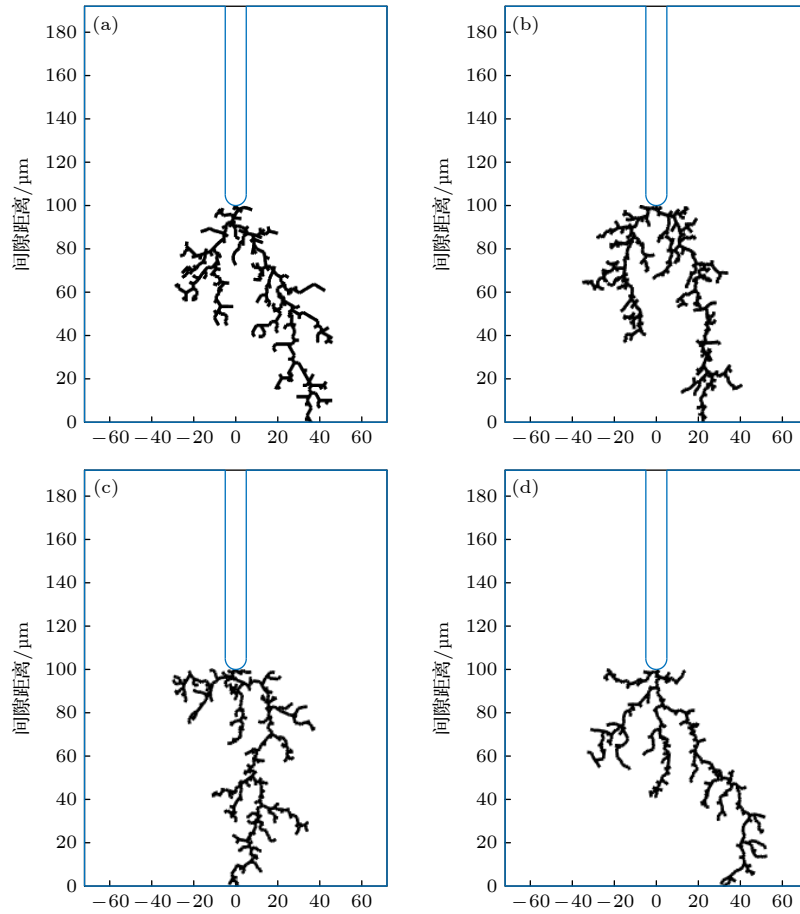


图 15 概率发展指数 $\eta = 1.15\text{--}1.3$ 时仿真的分形维数 (a) $\eta = 1.15, D = 1.422$; (b) $\eta = 1.18, D = 1.4183$; (c) $\eta = 1.2, D = 1.4031$; (d) $\eta = 1.3, D = 1.384$

Fig. 15. Fractal dimension of simulation of probability development index $\eta = 1.15\text{--}1.3$: (a) $\eta = 1.15, D = 1.422$; (b) $\eta = 1.18, D = 1.4183$; (c) $\eta = 1.2, D = 1.4031$; (d) $\eta = 1.3, D = 1.384$.

表 2 仿真运行 10 次得到的分形维数

Table 2. Fractal dimension obtained by running the simulation ten times.

仿真次数	$\eta = 1.1$	$\eta = 1.15$	$\eta = 1.18$	$\eta = 1.2$	$\eta = 1.3$	$\eta = 1.4$
1	1.4099	1.4246	1.4013	1.3808	1.3797	1.2969
2	1.4478	1.3906	1.4183	1.3877	1.3808	1.3713
3	1.4683	1.395	1.4428	1.4079	1.384	1.3106
4	1.43	1.47	1.3732	1.4399	1.3656	1.3579
5	1.4592	1.4475	1.4252	1.4031	1.4183	1.3229
6	1.4855	1.3957	1.4609	1.4006	1.3591	1.3846
7	1.4979	1.4283	1.4233	1.4344	1.4001	1.3524
8	1.4985	1.3978	1.4006	1.3764	1.4079	1.3378
9	1.4274	1.4428	1.4381	1.3696	1.4016	1.3179
10	1.4169	1.422	1.3441	1.4155	1.4006	1.3656
均值	1.4541	1.4214	1.4128	1.4016	1.3898	1.3418
95%置信区间	[1.4306 1.4777]	[1.4023 1.4405]	[1.3881 1.4375]	[1.3846 1.4186]	[1.3762 1.4034]	[1.3210 1.3625]

5 结 论

本文搭建了微间隙放电系统以及放电图像采集装置,采集了间隙在 50—150 μm , 直流电压在

1300—1900 V 的放电图像,并通过计盒维数法计算出分形维数,通过放电采集得出放电过程中的现象,使用 COMSOL 仿真软件模拟了空间电荷、电子密度、电场分布来解释放电现象和机制;分析了

分形维数与间隙距离和施加电压的关系,并计算出对应的放电发展概率指数.本文主要得出以下结论.

1) 在直流电压为 1600 V 下,随着间隙距离的增大,分形维数的均值从 1.2278 增长到 1.4922;控制间隙距离为 100 μm ,随着电压从 1300 V 升高到 1900 V,分形维数的均值从 1.2182 增长到 1.5542.

2) 微间隙的放电情况与长间隙放电情况不同,通过图像采集装置观察发现,放电通道存在曲折段并且分叉数较少,在间距为 100 μm ,电压为 1300 V 时,分形维数只有 1.2182.原因在于不能用单一的理论来解释放电现象,放电机理应以汤森理论为主,流注理论为辅,由大量的阴极二次电子发射和空间电荷畸变电场所产生的二次电子雪崩以及少量的空间光电离形成的二次电子雪崩共同维持放电,其中阴极二次电子发射为维持放电的主要原因.

3) 使用流体化学反应混合模型模拟间隙在 100 μm ,电压在 1600 V 下的放电过程中的电子密度和电场分布.放电过程中电子密度最高达到 $2.17 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$,在对称轴 0—20 μm 处电场畸变最为严重,畸变率为 3—8 倍,因此在这部分空间最易建立二次电子雪崩形成流注分支.实验也验证了流注分支多存在于阴极极板附近.

4) 通过 MATLAB 仿真计算,当放电发展概率 $\eta = 1.18$ —1.3 时,仿真模拟分形维数与实验图像相吻合.

下一步希望使用多个呈夹角的光学显微镜耦合 CCD 采集多个方向的放电图像,通过计算机处理合成放电通道的三维图,进一步探究放电的起始路径以及放电的机理和规律.

参考文献

- [1] Ouyang J T, Zhang Y, Qin Y 2016 *High Voltage Engineering* **42** 673 (in Chinese) [欧阳吉庭, 张宇, 秦宇 2016 高电压技术 **42** 673]
- [2] Zheng D C, Ding N, Shen X D, Zhao D W, Zheng Q P, Wei H Q 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 024703 (in Chinese) [郑殿春, 丁宁, 沈湘东, 赵大伟, 郑秋平, 魏红庆 2016 物理学报 **65** 024703]
- [3] Huo Y L, Zhang G S, Lü S H, Yuan P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 059201 (in Chinese) [火元莲, 张广庶, 吕世华, 袁萍 2013 物理学报 **62** 059201]
- [4] Jia Z D, Le B, Jiang X W 1999 *High Voltage Engineering* **25** 1 (in Chinese) [贾志东, 乐波, 蒋雄伟 1999 高电压技术 **25** 1]
- [5] Niemeyer L, Pietronero L, Wiesmann H J 1984 *Phys. Rev. Lett.* **52** 12
- [6] Wiesmann H J, Zeller H R 1986 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **60** 1770
- [7] Georghiou G E, Morrow R, Metaxas A C 2000 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 2453
- [8] Hallac A, Georghiou G E, Metaxas A C 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 266
- [9] Carazetti P, Renaud P, Shea H R 2008 *Proceedings of SPIE.* **6884** 199
- [10] Liao R J, Wu F F, Liu X H, Yang F, Yang L J, Zhou Z, Zhai L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 245201 (in Chinese) [廖瑞金, 伍飞飞, 刘兴华, 杨帆, 杨丽君, 周之, 翟蕾 2012 物理学报 **61** 245201]
- [11] Chen W G, Wang W P, Xia Q 2013 *Transaction of China Electrotechnical Society* **28** 50 (in Chinese) [陈伟根, 汪万平, 夏青 2013 电工技术学报 **28** 50]
- [12] Li H W, Sun A B, Zhang X, Yao C W, Chang Z S, Zhang G J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 045101 (in Chinese) [李哈蔚, 孙安邦, 张幸, 姚聪伟, 常正实, 张冠军 2018 物理学报 **67** 045101]
- [13] Cheng Y H, Meng G D, Dong C Y 2017 *Transaction of China Electrotechnical Society* **32** 13 (in Chinese) [成永红, 孟国栋, 董承业 2017 电工技术学报 **32** 13]
- [14] Meng G D, Cheng Y H, You X G, Wu K 2012 *Journal of Xian Jiaotong University* **46** 106 (in Chinese) [孟国栋, 成永红, 西小广, 吴轶 2012 西安交通大学学报 **46** 106]
- [15] Slade P G, Taylor E D 2002 *IEEE Trans. on Components and Packaging Technologies* **25** 390
- [16] Torres J M, Dhariwal R S, King P C 1999 *Nanotechnology* **10** 102
- [17] Venkattraman A, Alexeenko A A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 103301
- [18] Xu X J, Zhu D C 1996 *Gas discharge physics* (Shanghai: Fudan Press) pp243—268 (in Chinese) [徐学基, 诸定昌 1996 气体放电物理 (上海: 复旦大学出版社) 第243—268页]
- [19] Yang J J 1983 *Gas Discharge* (Beijing: Science Press) p105—217 (in Chinese) [杨津基 1983 气体放电 (北京: 科学出版社) 第105—217页]
- [20] An Y Z, Wen X S, Hu Y C, Wang Y, Li X, Xian R C, Li H T, Chen J J 2017 *Proceedings of the CSEE.* **37** 2734 (in Chinese) [安韵竹, 文习山, 胡元潮, 王羽, 李勋, 咸日常, 李海涛, 陈佳佳 2017 中国电机工程学报 **37** 2734]
- [21] Gagnepain J J, Roques-Carnes C 1986 *Wear* **109** 119
- [22] Sarkar N, Chaudhuri B B 1992 *Pattern Recognit.* **25** 1035
- [23] Briels T M P, Van Veldhuizen E M, Ebert U 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 4
- [24] Liu X H, He W, Yang F, Wang H Y, Liao R J, Xiao H G 2012 *Chin. Phys. B* **21** 075201

Micro gap air discharge based on fractal theory*

Zhao Da-Shuai Sun Zhi[†] Sun Xing Sun Huai-De Han Bai*(School of Electrical and Electronic Engineering, State Key Laboratory Breeding Base of Dielectrics**Engineering, Harbin University of Science and Technology, Harbin 150080, China)*

(Received 24 February 2021; revised manuscript received 25 May 2021)

Abstract

Micro-gap discharge is a form of gas discharge in which the discharge gap is on the order of sub-millimeters or less. To study the initial path of micro-gap discharge and the mechanism and law of particle density change during discharge, in this paper a micro-gap discharge experiment and discharge image acquisition device under atmospheric pressure is built and the COMSOL simulation software is used to simulate the electron density and space charge in the process of micro-gap air discharge. Furthermore, the MATLAB software is used to calculate the fractal dimension and probability development index of micro-gap discharge. The air discharge phenomena produced by applying positive DC voltage to needle tip at atmospheric pressure and room temperature with gap distance ranging from 50 μm to 150 μm are studied. It is found experimentally that there are twists and turns in the discharge channel, and the number of bifurcations in the discharge process with a short gap is less than that with a long gap. Observation of the micro-gap air discharge process with a gap of 100 μm under atmospheric pressure shows that the discharge process is divided into the following three processes: needle tip corona, corona breakdown streamer, and spark discharge channel. Based on the analyses of these experimental results, it can be concluded that the discharge mechanism follows Thomson's theory, supplemented by the streamer theory. The cathode secondary electron emission (including positive ions colliding with the cathode and photoelectron emission) and the space charge distortion electric field form a secondary electron avalanche to maintain the discharge together. The seed electrons formed by a small amount of space photoionization also form an electron avalanche under the action of the space charge distortion electric field. There are tortuous sections in the discharge channel, but the number of branches is small and the degree of tortuosity is low. Therefore, there are weak streamer forms. The discharge channel is tortuous and branched, but the number of bifurcations is relatively small, and the tortuosity is low. In addition, it is also found that a sheath is formed at the cathode, the distortion of electric field is 3–8 times that of original electric field, and the electron density reaches $2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ during discharge, obtained from the COMSOL simulation. Meanwhile, the fractal theory simulation is used to simulate the micro-gap discharge. In the process of research, the fractal dimension is found to be proportional to the voltage and the gap distance. When the probability development index $\eta = 1.18\text{--}1.3$, the fractal dimension of the simulated discharge process is closer to the experimental result. The findings in this paper lay the foundation for further exploring the discharge theory of sub-micro- and nano-scaled gaps.

Keywords: micron gap discharge, fractal, space charge, probability development index**PACS:** 52.80.Mg, 52.80.Hc, 79.20.Hx, 52.25.Dg**DOI:** 10.7498/aps.70.20210362

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51607048) and the Student Innovation Training Project of Harbin University of Science and Technology, China (Grant No. 202010214166).

[†] Corresponding author. E-mail: sunzhimems@163.com