

## Abstract

SF<sub>6</sub> gas is an important insulated medium and is widely used in electric power industry for gas-insulated equipment. However, SF<sub>6</sub> is a greenhouse gas and is used under limitations since the Kyoto Protocol was signed in 1997. The research of the substitute for SF<sub>6</sub> has become a focus for scientists and electrical equipment manufacturers. The purpose of this paper is to simulate the gas discharge process of SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> gas mixtures, which is the most promising substitute for SF<sub>6</sub>, and the research can help to understand the discharge mechanisms for such gaseous dielectric.

Continuity equations for electrons, positive ions, and negative ions are used to establish a discharge model in gas mixtures with different content of SF<sub>6</sub>. The electric field distortion caused by space-charged field is settled by coupling Poisson's equation to the continuity equations. A flux-corrected transport (FCT) technique is used to solve the continuity equations and the simulation of two-dimensional discharge process in SF<sub>6</sub> is realized, which includes ionization, attachment, recombination, diffusion and photoionization processes.

The anode- and cathode-directed streamers in different gas mixtures are simulated and the simulation results are analyzed. The results show that a cathode-directed streamer can be observed if the initial streamer is an anode-directed streamer. Gap breakdown time of an anode-directed initial streamer is less than a cathode-directed initial streamer. The dielectric strength of a high SF<sub>6</sub> content gas mixture is higher than a low one. Photoionization can accelerate the gas discharge process and the SF<sub>6</sub> content is lower, the acceleration is stronger.

The simulation result can describe the streamer discharge process and different particles distribution in SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> gas mixtures accurately. The densities of different particles and the electric field intensity can be calculated quantitatively.

**Key Words: Gaseous Dielectric; Insulations; Streamer; Simulation; Flux-Corrected Transport**

# 湖南大学

## 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的论文是本人在导师的指导下独立进行研究所取得的研究成果。除了文中特别加以标注引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写的成果作品。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律后果由本人承担。

作者签名：王相汉 日期：2008年5月21日

## 学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权湖南大学可以将本学位论文的全部或部分内 容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

本学位论文属于

1. 保密  ，在 \_\_\_ 年解密后适用本授权书。
2. 不保密  。

(请在以上相应方框内打“√”)

作者签名：王相汉 日期：2008年5月21日  
导师签名：王相汉 日期：2008年5月21日

# 第 1 章 绪 论

## 1.1 高压输电的发展现状

电能是与国民生产生活息息相关的一种能源。随着经济的发展，国民经济各行业对能源的需求日益迫切，国际能源机构预测，从近几年到 2025 年全球能源需求将增加近一倍。而世界各国的实践表明，随着用电需求的快速增长，不断发展更高电压等级的输电技术，对实现远距离、大容量输电、优化资源配置和降低对环境的影响具有重要意义。因为线路的输送容量  $P$  与交流输送电压  $U$  的二次方成正比，即  $P=U^2/Z$ ，其中  $Z$  为线路波阻抗。对架空线，各电压等级下的波阻抗和输送容量见表 1.1<sup>[1]</sup>。可见当提高电压时，可以大幅提高线路输送容量。

表 1.1 交流输电各电压等级下输电线路的波阻抗与输送容量

系统电压 $U/kV$	220	330	500	750	1000	2000
波阻抗 $Z/\Omega$	400	303	278	256	250	250
输送容量 $P/MW$	121	360	900	2200	4000	16000

除了大容量输电需要高压输电以外，促使电压等级提高的另一个因素是电力的远距离输送，当发电中心远离用电中心时，高压输电就不可避免了。巨型水电站、巨型坑口电站群往往都远离城市，远离负荷中心，如长江、黄河的水电，山西、内蒙的火电等。

近半个世纪以来，我国电力工业发展很快，在最近的 10 余年内尤为如此。表 1.2 列出了 1999 年以来我国发电量的增长情况。我国自 1995-1996 年起，年发电量已跃居世界第二位，而且增长迅速。2007 年我国年发电量已达 32559 亿  $kW\cdot h$  ( $1kW\cdot h=1$  度)。

表 1.2 1999 年以来中国年发电量

年份	1999	2000	2001	2002	2003	2004	2005	2006
发电量/亿 $kW\cdot h$	12300	13250	14020	16000	19080	21870	24975	28344

2007 年底我国发电设备装机容量已达 7 亿  $kW$ ，稳居世界第二位。表 1.3 列出了我国自 1999 年以来的发电设备装机容量。至 2006 年底，我国的发电装机容量为 4.407 亿  $kW$ ，是 1949 年的 336 倍。

表 1.3 1999 年以来中国发电设备装机容量

年份	1999	2000	2001	2002	2003	2004	2005	2006
装机容量/亿 $kW$	2.94	3.14	3.3	3.53	3.845	4.4	5	6.22

我国是世界人口第一大国，尽管电力工业发展如此迅速，缺电情况仍然很严重。目前我国的人均装机容量仅为 0.52  $kW$ ，不到经济合作与开发组织 (Organization for Economic Cooperation and Development, OECD) 成员国平均值

的 1/3；与美国的差距更大，只有该国人均装机容量的 1/6 左右。为此我国电厂建设今后仍将高速发展，预计到 2010 年，我国发电装机容量将达到 9.5 亿 kW。即使到那时，我国的人均发电装机容量仍只是略高于现在的世界平均水平，可见我国电力工业的发展任重而道远。

从高压输电的角度看，中国电力工业、电力系统的发展有几条基本国情是改变不了的。首先是要大容量输电，因为缺电；其次是远距离输电。我国用电中心在东部，而一次能源中心在西部。我国水电可开发总资源 3.78 亿 kW，相当于年发电量 1.92 万亿 kW·h，2007 年我国水电装机容量约为 1.45 亿 kW，占可开发量的 38%。火电在内蒙、山西，水电在西南(云贵川藏水能蕴藏量占全国的 70%)，几千公里的距离是必须跨越的。面对我国能源、资源赋存和电力负荷分布极不均衡的状况，西电东送，南北互供，全国联网势在必行。在我国 500 千伏为主体的骨干网架上，采用特高压输电有利于实现电力资源在较大范围优化配置，有利于节省线路走廊和节约土地资源，有利于节省电网建设投资和运行费用，有利于减少煤电对环境污染的影响。

特高压网络是电力传输网络中的“高速公路”，采用特高压输电是发展大水电、大煤电及核电西进的前提条件。没有特高压的发展，我国大规模开发水电，在煤炭资源丰富的地区发展大煤电，都将成为空话。我国目前拟开发的煤电基地和水电基地与东部沿海负荷中心相距很远，一般都在 1000 公里以上，超出了高压和超高压的经济传输距离，而这正是特高压输电的经济传输距离。

与发电设备容量和装机容量迅速增长的情况相比，我国高压输电技术的发展明显滞后。20 世纪 80 年代中期前苏联已建成 1150kV 输电线路并已取得多年的运行经验。日本在 20 世纪 90 年代也建成三条较短的 1000kV 输电线路，但因为与之配套的大型核电机组的推迟投产，降压为 500kV 运行，计划于 2015 年前后升压至 1000kV 运行。美国早在 20 世纪 70 年代就已建成两条特高压输电线路，美国电力公司的试验线段的电压是 1500kV(作为其已有的 765kV 线路的上一级输电电压)，邦尼维尔电力公司的试验线段的电压是 1200kV(作为其已有的 500kV 线路的上一级输电电压)。

我国首条 220kV 输电线路于 1943 年在东北投入运行，1974 年在西北地区建成第一条 330kV 输电线路，1981 年在华中地区首次建成 500kV 线路，2005 年 9 月我国的第一条 750kV 线路在西北地区投运，1000kV 特高压实验线正在设计中。可见我国的超高压、特高压输电技术与世界强国尚有不小的差距。

## 1.2 SF<sub>6</sub> 的优缺点及其在高压领域的发展趋势

特高压网络构架中一个很重要的技术要求就是安全可靠的绝缘性能，如果电力设备在绝缘方面不符合要求将会引起重大的绝缘事故，从而导致重大经济损失。因此高压电气设备绝缘介质的选择，是高压行业工作者们特别关注的<sup>[2]</sup>。首



先要选择性能优良的绝缘材料,要研究各种绝缘材料在高电压、高场强下的各种介电性能、放电现象以及相应的过程、理论,尤其是绝缘击穿破坏的过程及理论。在此基础上可以进一步开发新型绝缘材料,以期大幅度提高电力设备的绝缘水平。

纵观电力行业所使用的绝缘介质,气体可说是应用最广泛同时也是最廉价的,比如高压架空输电线路相与相之间的导线就是由空气间隙绝缘起来的,电器设备的外绝缘是靠空气与固体介质的复合绝缘来实现的。与固体和液体介质相比,气体绝缘介质的优点是不存在老化问题,而且在击穿后具有完全的绝缘自恢复特性,因此使用十分广泛。

目前在电力设备中使用最多的绝缘气体是空气和  $\text{SF}_6$ <sup>[3-5]</sup>。纯净的  $\text{SF}_6$  气体无毒、无色且无味。 $\text{SF}_6$  分子呈正八面体结构,键合距离小,键合能量高,其稳定性在不太高的温度下接近惰性气体的稳定性<sup>[6]</sup>。 $\text{SF}_6$  由于这些优良性质,长期以来广泛应用于电力系统中的气体绝缘开关装置(gas insulated switchgears, GIS)、气体绝缘传输线(gas insulated lines, GIL)中。

$\text{SF}_6$  灭弧原理是在电弧出现时使尽可能多的新鲜  $\text{SF}_6$  气体分子与电弧接触,促进  $\text{SF}_6$  分子与电弧的接触反应。由电弧引起电离而产生的自由电子被  $\text{SF}_6$  和由  $\text{SF}_6$  分解而产生的卤族分子和原子强烈地吸附,使电子的移动性显著降低,同时还存在正离子和负离子的复合过程,使电弧空间导电过程消失得非常迅速。因此,电弧经过交流电流的零值附近时,空间电导率变化得非常快。而且  $\text{SF}_6$  中电弧燃烧时,弧芯表面有很高的温度梯度,冷却效果明显,这个特性加上  $\text{SF}_6$  特异的化学特性,使  $\text{SF}_6$  的电弧直径比较小,电流几乎都从弧芯通过,以致在  $\text{SF}_6$  中不会因截流而出现操作过电压。同时  $\text{SF}_6$  在电弧中热游离作用强烈,热分解充分,弧芯存在着大量单体的 S、F 分子及其离子等,电弧燃烧过程中,电网注入弧隙的能量比空气和油等作灭弧介质的断路器低得多。因此,触头材料烧损较少,电弧也就比较容易熄灭。 $\text{SF}_6$  气体因具有优异的灭弧和绝缘性能,20 世纪被成功地应用于高压电器中,从而引起高压电器设备的一场大革新。

但是实践经验表明,在特定条件下,  $\text{SF}_6$  气体介质也有不少缺点:当温度低于  $-30^\circ\text{C}$  时,断路器中  $\text{SF}_6$  气体有液化的可能;气体成本高,耐电强度对电场的变化敏感性大,对设备的制造设计和工艺要求较高。而且在  $\text{SF}_6$  使用过程中人们逐渐发现  $\text{SF}_6$  是一种具有极强温室效应的气体。1997 年 12 月在日本通过的《京都议定书》中  $\text{SF}_6$  被列为全球管制使用的六种气体之一。 $\text{SF}_6$  对环境的影响受到人们日益关注的原因主要有以下几点<sup>[7]</sup>:

1) 自然界中不存在天然的  $\text{SF}_6$ , 目前大气中的  $\text{SF}_6$  都是人工合成的。随着  $\text{SF}_6$  年需求量的增加, 大气中的  $\text{SF}_6$  含量以每年 8%~9% 的速度增长。

2)  $\text{SF}_6$  对环境的影响体现在温室效应上, 就等量的  $\text{SF}_6$  与  $\text{CO}_2$  而言,  $\text{SF}_6$  的温室效应作用相当于  $\text{CO}_2$  的 23900 倍。

3) SF<sub>6</sub>在大气中的降解过程非常缓慢, 约需3200年, 因此SF<sub>6</sub>对全球变暖的影响具有累积效应。考虑到工业生产的SF<sub>6</sub>有80%用于充气电气设备, 如果用于GIS中的SF<sub>6</sub>每年大约有1%的泄漏, 那么再过100年, 现在封装于电气设备中的SF<sub>6</sub>气体将全部泄漏到大气中去。

SF<sub>6</sub>之所以没有被环保部门完全禁止使用, 除了经济方面的原因以外还有: (1)目前大气中 SF<sub>6</sub>对温室效应的影响还非常小(据估计小于 0.01%); (2)SF<sub>6</sub>气体对臭氧层没有破坏作用。

基于上述原因, 各国科学家及国际上各大 GIS 生产厂家、电力部门正在合作开发新型的 SF<sub>6</sub>混合气体绝缘的电力设备<sup>[8-17]</sup>。美国国家标准研究院(NIST)也将寻找 SF<sub>6</sub>替代气体的研究工作作为国家级的重点科研任务<sup>[18]</sup>。世界上许多知名高校如日本的东京大学、德国达姆斯塔特工业大学、斯图加特工业大学、加拿大的曼尼托巴大学等近年来也在此方向展开专题研究<sup>[19-21]</sup>, 并取得了一定的进展。

可惜目前要找出能完全代替 SF<sub>6</sub> 而且对环境没有危害的气体是非常困难的。近期的解决方案主要在于使用含 SF<sub>6</sub> 的混合气体来替代 SF<sub>6</sub> 气体, 目的是为降低 SF<sub>6</sub> 的排放, 减少 SF<sub>6</sub> 对环境的影响。

目前世界上对 SF<sub>6</sub> 替代气体的研究很多<sup>[22-30]</sup>, 比如采用惰性气体与 SF<sub>6</sub> 混合, N<sub>2</sub> 或 CO<sub>2</sub> 气体与 SF<sub>6</sub> 混合, 或用 N<sub>2</sub>O 或 CO 与 SF<sub>6</sub> 混合的。由于 N<sub>2</sub> 化学性质不活泼, 而且作为大气中的主要成分, 易于得到, 所以 SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体作为 SF<sub>6</sub> 的替代气体是目前的主要研究对象。在含 SF<sub>6</sub> 绝缘气体的电力设备开发方面, 2001 年世界上第一条 SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体 GIL 已在瑞士日内瓦国际机场正式投入运行<sup>[17]</sup>。该 GIL 中 SF<sub>6</sub> 含量仅为 20%, 减少了对环境的影响并大幅度降低了 GIL 的造价。为了消除架空线对环境美观造成的负面影响, 法国电力公司(EDF)正在与 ABB 公司合作开发长距离的 SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体 GIL, 用以替代该国 420kV 架空线<sup>[31]</sup>, GIL 中 SF<sub>6</sub> 的含量将小于 30%。

我国是世界上开展 SF<sub>6</sub> 混合气体绝缘特性研究比较早的国家<sup>[19, 32]</sup>。国家自然科学基金委员会在这个方向上曾有一系列的资助。在实际应用方面西安交通大学曾与国内生产厂家合作先后开发了 SF<sub>6</sub> 混合气体绝缘变压器、电容器以及开关柜等。但所有的这些研究中 SF<sub>6</sub> 气体的含量均很高, 目前国内还没有关于低含量 SF<sub>6</sub> 混合气体方面的研究报道。前不久正式开工的黄河流域装机容量最大的水电站——青海拉西瓦水电站准备采用 GIL(750kV)作为气体绝缘金属封闭开关设备的一段出线<sup>[33]</sup>。但由于缺乏混合气体绝缘 GIL 研制的相关理论准备, 该 GIL 将仍采用 SF<sub>6</sub> 气体绝缘方式。这显然与目前世界上的 GIL 发展方向相悖。

### 1.3 论文研究目的及其研究内容

关于 SF<sub>6</sub> 含量较低的 SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体的放电机理研究目前在国际上开展的

不多。特别是对于  $\text{SF}_6/\text{N}_2$  混合气体中流注放电发展进程及产生机制方面的研究报道很少。因此本课题拟对该问题展开专题研究。研究将采用耦合电子、正离子和负离子的连续方程与泊松方程对不同  $\text{SF}_6$  含量的绝缘气体进行流注放电的二维流体动力学仿真，并采用通量校正传输法(FCT)进行求解。

在流体力学中，根据流体运动的特点，用数学语言将各种物理守恒定律表达出来，即可得到流体动力学方程。而流注放电可以看成是大量粒子流的运动，因此可以采用流体方程来描述流注放电的运动过程。流体连续方程的优点在于一次可以处理大量的粒子，相比蒙特卡洛(Monte Carlo)这种方法<sup>[34]</sup>可以节省大量的计算时间。1987年Morrow<sup>[35]</sup>首先采用一维流体动力学模型对 $\text{SF}_6$ 气体中的流注放电机制进行了模拟，随后该方法在气体放电领域得到了广泛应用<sup>[36-42]</sup>。2000年剑桥大学Metaxas研究小组与Morrow<sup>[43]</sup>合作首次完成了空气间隙的二维流体动力学模型的模拟。2002年德国达姆斯塔特工业大学Pfeiffer与Tong<sup>[20]</sup>等人对 $\text{SF}_6/\text{N}_2$ 混合气体中的一维流注放电机理进行了模拟，并研究了空间电荷及光电子发射对 $\text{SF}_6/\text{N}_2$ 放电发展进程的影响。

由于 $\text{SF}_6/\text{N}_2$ 混合气体的放电机制与空气的区别非常大，因此以上研究不能应用于 $\text{SF}_6/\text{N}_2$ 混合气体中。本课题拟采用二维流体动力学模型对不同 $\text{SF}_6$ 含量的 $\text{SF}_6/\text{N}_2$ 混合气体流注放电发展进程进行模拟。研究对于揭示 $\text{SF}_6/\text{N}_2$ 混合气体放电规律，补充和完善经典气体放电理论，进一步提高GIS和GIL绝缘设计水平等方面都具有重要的科学意义。

## 第 2 章 SF<sub>6</sub> 及其混合气体的绝缘特性

1900 年, 两位法国化学家 Moissan 和 Lebeau 第一次由氟和硫反应而产生出了六氟化硫气体(SF<sub>6</sub>), 当时人们未曾想到把它用作绝缘介质。随着电力工业的发展, 电力需要量的不断增长和环境保护问题的日益严重, 迫切要求缩小输电装置的体积, 需要采用抗老化的优质绝缘材料, 而 SF<sub>6</sub> 能出色地满足这一要求。它具有良好的绝缘性能, 加上其优异的熄弧特性, 因此得以在高压电力设备中得到广泛的应用。

SF<sub>6</sub> 在作为绝缘介质时主要是以气体的形式存在, 其击穿特性可以按经典气体放电理论来解释, 下面简单介绍在电场作用下经典气体放电理论中的气体放电过程。

### 2.1 SF<sub>6</sub> 气体中带电粒子的产生和消失过程

气体中的初始电子在电场中受到加速, 并经过自由行程后, 通常会碰到一个中性分子, 在个别情况下, 会碰到一个激励的分子或离子。碰撞后, 究竟发生什么过程, 这主要取决于电子的动能和碰撞时传给中性分子的能量。

#### (1) 电子的附着

碰撞时, 若产生出一个稳定的 SF<sub>6</sub> 负离子, 则这一过程称作“附着”; 若出现 SF<sub>6</sub> 离子的离解(如 SF<sub>5</sub><sup>-</sup>), 则称作“离解附着”。

SF<sub>6</sub> 的特点是, 在很小的电子能量下, 就有可能产生附着。表 2.1 给出了 SF<sub>6</sub> 中主要的电子碰撞方程式。

表 2.1 SF<sub>6</sub> 主要的电子碰撞过程方程式<sup>[44]</sup>

过 程	方 程 式	能量 W(eV)
附着/逸出	$e + SF_6 \rightleftharpoons (SF_6^-)^* \xrightarrow{+W} SF_6^-$	0.05~0.1
离解附着	$e + SF_6 \rightarrow (SF_6^-)^* \left[ \begin{array}{l} \rightarrow SF_5^- + F \\ \rightarrow SF_5^- + F^- \end{array} \right]$	0.1 4.0
	离 解	$e + SF_6 \rightarrow (SF_6^-)^* + e \left[ \begin{array}{l} \rightarrow SF_5^- + F + e \\ \rightarrow S + 6F + e \end{array} \right]$
碰撞电离		$e + SF_6 \rightarrow (SF_6^+)^* + 2e \left[ \begin{array}{l} \rightarrow SF_5^+ + F + 2e \\ \rightarrow SF_4^+ + 2F + 2e \\ \rightarrow SF_3^+ + 3F + 2e \\ \rightarrow S + F^+ + 5F + 2e \end{array} \right]$
	$e + SF_6 \rightarrow (SF_6^+)^* + e \rightarrow SF_5^+ + F + 2e$	15.8

(2) 离解和缔合

如前所述,附着过程已能引起 SF<sub>6</sub> 分子离解。若电子碰撞时,提供了离解所需的能量,则 SF<sub>6</sub> 分子直接分解成中性分子(如 SF<sub>5</sub>+F)。在 SF<sub>6</sub> 中,电离亦总是伴随着离解。因此,等离子体化学过程在 SF<sub>6</sub> 中的作用很重要,它直接影响到 SF<sub>6</sub> 中火花放电和电弧的规律,并使 SF<sub>6</sub> 具有优异的熄弧性能。放电发展至击穿的过程是在极短时间内进行的,离解对这一过程只起间接的作用。表 2.2 给出了 SF<sub>6</sub> 的电弧离解和继发性反应物。

表 2.2 SF<sub>6</sub> 在电弧中的离解和继发性反应物<sup>[45]</sup>

SF <sub>6</sub> 在电弧中的离解和与氧的 反应	与水继发反应	与电极材料反应
$SF_6 + \frac{1}{2}O_2 \xrightarrow{w} SOF_2 + 4F$ (氟化亚硫酸)		
$SF_6 + \frac{1}{2}O_2 \xrightarrow{w} SOF_4 + 2F$ (四氟化硫酸)	$SF_4 + H_2O \longrightarrow SOF_2 + 2HF$ (氢氟酸)	
$SF_6 \xrightarrow{w} SF_4 + 2F$ (四氟化硫)	$SOF_4 + H_2O \longrightarrow SO_2F_2 + 2HF$ $SOF_2 + H_2O \longrightarrow SO_2 + 2HF$ (二氧化硫)	$SF_6 + W \xrightarrow{w_p} WF_6 + S$ (六氟化钨)
$SF_6 \xrightarrow{w} S + 6F$ (硫)	$SO_2F_2 + 2H_2O \longrightarrow H_2SO_4 + 2HF$ (硫酸)	
$SOF_4 + \frac{1}{2}O_2 \xrightarrow{w} SO_2F_2 + 2F$ (氟化硫酸)		

缔合过程与离解过程相反,即由原子和分子分解物重新组合成 SF<sub>6</sub> 分子。缔合过程在击穿时可能不起多大作用,而在电弧过程要加以考虑。

(3) 碰撞电离和复合

当电子碰撞时传递的能量达到电离能时,除 SF<sub>6</sub> 分子离解外,还产生离解物的电离。这其中观察到的主要是 SF<sub>5</sub><sup>+</sup>。

电离的逆过程是复合。放电过程中的复合绝大多数都是正、负离子之间的复合。并不是异号带电质点每次相遇都能引起复合。质点间的相对速度越大,相互作用时间就越短,复合的概率就越小。由于自由电子的附着很快,而且电子速度比离子大得多,所以很少出现下述简单的过程:



而会出现下述的过程:



即正、负离子之间的复合要比正离子和电子之间的复合容易发生的多。也可以说，参加复合的电子绝大多数是先形成负离子再与正离子复合。

#### (4) 带电质点的扩散

带电质点的扩散是指带电质点从浓度较大的区域转移到浓度较小的区域，从而使带电质点在空间各处的浓度趋于均匀的过程。

带电质点的扩散同气体分子的扩散一样，都是由热运动造成的，因为即使在很大的浓度下，离子之间的距离仍相对较大，带电质点间静电相互作用力很小。带电质点的扩散规律也同气体的扩散规律相似。由于各个带电质点的速度不同，故会产生空间电荷分离，这又会影响到以后的扩散过程，并使粒子的运动速度趋于均衡。

电子的质量远小于离子，所以电子的热运动速度很高，它在热运动中受到的碰撞也较少，因此电子的扩散过程比离子要强得多。

#### (5) 光电离

电离一个分子所需的能量  $W_i$ ，不仅可在电子碰撞时传给，而且也可通过光子传给，由光子辐射引起的气体分子的电离过程称为光电离。气体频率为  $\nu$  光子能量为

$$W = h\nu \quad (2.3)$$

其中  $h$  为普朗克常数， $h = 6.62 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$ 。

当气体分子受到光辐射时，光子被分子所吸收，但不是每次吸收均引起电离，这要看光电离的有效截面，而光电离的有效截面取决于光子能量，即波长。若光子的能量大于气体分子的电离能  $W_i$ ，即满足

$$h\nu \geq W_i \quad (2.4)$$

则有可能引起气体分子发生光电离，从而可得引起光电离的临界波长  $\lambda_0$  为

$$\lambda_0 = hc / W_i \quad (2.5)$$

光电离在放电发展中的作用，主要取决于具有足够能量的光子的产生：电子碰撞过程会经过一个激励的中间态，这样，当激励态的分子或原子转入基态时，可能放出光子。光电离通常要分级过程进行：SF<sub>6</sub>分子首先被激励，然后被相继出现的光子所电离。

必须注意，正、负带电质点在复合时会以光子的形式放出电离能，使气体间隙中电离区以外的空间发生光电离，促使电离区进一步发展。因此，光电离是气体放电过程中一种重要的电离方式。

## 2.2 SF<sub>6</sub>气体的放电特性

前面将气体放电的基本过程看成为相互孤立的，但击穿的本质是诸基本过程相互作用的结果，即在阳极和阴极之间原先具有高绝缘特性的物质中(比如 SF<sub>6</sub>)形成一条电导或大或小的等离子体通道。下面讨论的击穿过程模型用来描述这种

相互作用。

### 2.2.1 电子崩的形成

汤逊结合他的气体击穿理论,提出了当一个初始电子在足够高的场强作用下由阴极向阳极移动期间触发电离时电子数呈现雪崩式增加的设想。

在一个均匀电场中,当一个初始电子(如由阴极发射的)向阳极方向加速运动时,在单位行程内可电离  $\alpha$  个气体分子。在所产生的  $\alpha$  个电子中,单位行程内有  $\eta$  个电子被吸附。在所研究的电场中,由于  $E$  等于常数,故  $\alpha$  和  $\eta$  与位置无关。如电子崩过程的距离为  $x$ ,则存在  $n$  个电子,这些电子在下段距离形成  $n\alpha dx$  个新电子,同时又有  $n\eta dx$  个电子被俘获。据此,对于以后的电子碰撞过程,产生的新电子数为:

$$dn_e^- = n_e^-(\alpha - \eta)dx = n_e^-\bar{\alpha}dx \quad (2.6)$$

由上式可算出电子崩中  $x$  处存在的电子数:

$$n_e^- = e^{(\bar{\alpha}x)} \quad (2.7)$$

上式中  $n_e^-$  的下标“e”表示电子,上标“-”表示带负电。由此可知,电子崩的增长与走过的路程成指数关系。沿  $dx$  形成的负离子数为:

$$dn_i^- = n_e^-\eta dx \quad (2.8)$$

上式中  $n_i^-$  的下标“i”表示离子。故由式(2.7)可求得电子崩中总负离子数为

$$n_i^- = \frac{\eta}{\alpha} (e^{(\bar{\alpha}x)} - 1) \quad (2.9)$$

带负电的总粒子数为

$$n^- = n_e^- + n_i^- = \frac{1}{\alpha} (\alpha e^{(\bar{\alpha}x)} - \eta) \quad (2.10)$$

在  $dx$  内形成的正离子数等于电离次数,即

$$dn_i^+ = n_e^-\alpha dx \quad (2.11)$$

上式中  $n_i^+$  的上标“+”表示带正电。于是,由式(2.7)求得总正离子数为

$$n_i^+ = \frac{\alpha}{\alpha} (e^{(\bar{\alpha}x)} - 1) \quad (2.12)$$

正离子数约为电子数的  $\alpha/\bar{\alpha}$  倍,负离子数约为电子数的  $\eta/\bar{\alpha}$  倍。

图 2.1 从图文角度给出了一个电子崩中的带电粒子分布情况,表明在  $\text{SF}_6$  电子崩中自由电子数和离子数相比较是很少的。由于电子和离子的迁移率差别很大,故在崩头主要聚集着电子,而在崩尾聚集着正、负离子。由于电荷分离,电子崩形成空间电场,叠加在电极电场上。

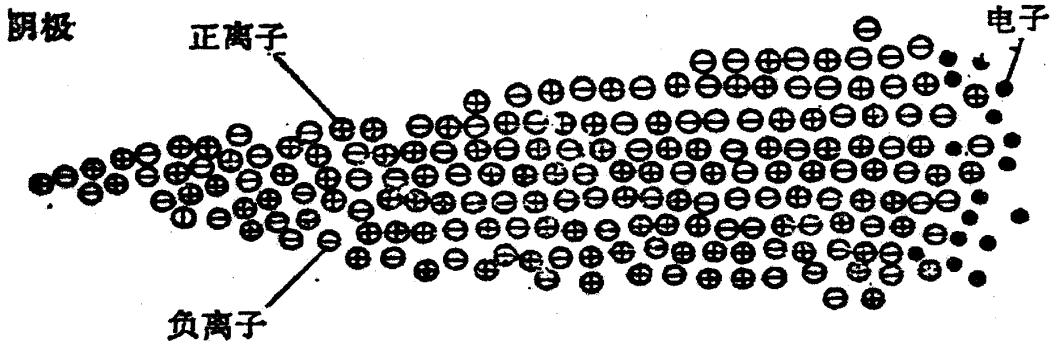


图 2.1 一个电子崩中带电粒子分布图

在这里讨论的关系中，忽略了电子崩发展时出现的电子逸出、光电离、复合和扩散。在均匀场和电子数不太多的条件下忽略这些因素，不会影响到汤逊电子崩模型的适用性。

考虑工程技术上的应用，有必要研究非均匀场中电子崩的发展。与场强有关的系数  $\alpha, \eta, \bar{\alpha}$  都与位置有关。这样，公式(2.7)变成如下形式：

$$n_e^- = e^{\int_0^{x^-} \alpha dx} \quad (2.13)$$

还有

$$n_i^- = \int_0^x \eta e^{\int_0^{x^-} \alpha dx} dx \quad (2.14)$$

和

$$n_i^+ = \int_0^x \alpha e^{\int_0^{x^-} \alpha dx} dx \quad (2.15)$$

### 2.2.2 自持放电的形成

上面研究过的单个电子崩是自持放电的必要条件。所谓自持放电，是指在无外界电离源的情况下存在于某一时空范围的放电。在均匀场和稍不均匀场中，自持放电的产生直接导致完全击穿。因为 SF<sub>6</sub> 绝缘多只用于稍不均匀场，故以下讨论的自持放电的产生条件就是击穿条件<sup>[46]</sup>。

#### (1) 发生机理

当  $n_i^+$  次电离时，在整个电极间隙中，对新电子崩形成的初始电子数为

$$n_2 = \gamma n_i^+ = \gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}s} - 1) \quad (2.16)$$

式中  $s$  为电极距离； $\gamma$  系数称为汤逊二次电离系数，表示由所有可能的机理产生的二次电子增益。二次电子崩在阳极具有的电子数为



$$n_{e2}^- = n_2 e^{\bar{\alpha}s} = \gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}s} - 1) e^{\bar{\alpha}s} \quad (2.17)$$

这些电子是在  $n_2^+$  次电离次数中产生的，且部分又被俘获

$$n_{i2}^+ = n_2 \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}s} - 1) = \gamma \left( \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}s} - 1) \right)^2 \quad (2.18)$$

对于三次电子崩，初始电子数为

$$n_3 = \left( \gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}s} - 1) \right)^2 \quad (2.19)$$

这些初始电子在到达阳极过程中产生的电子数为

$$n_{e3}^- = \left( \gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}s} - 1) \right)^2 e^{\bar{\alpha}s} \quad (2.20)$$

依此类推，可相继产生多次电子崩。到达阳极的总电子数为(假定  $n_1=1$ )

$$n_e^- = \sum_{i=1}^m n_{ei}^- = e^{\bar{\alpha}s} \left( 1 + \gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}s} - 1) + \gamma \left( \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}s} - 1) \right)^2 + \dots \right) \quad (2.21)$$

$$\text{令 } M = \gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}s} - 1)$$

则对于  $M < 1$  而言，级数(2.21)收敛于

$$n_e^- = \frac{e^{\bar{\alpha}s}}{1 - \gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}s} - 1)} \quad (2.22)$$

按照式(2.10)，抵达阳极的总带负电粒子数为

$$n^- = \frac{\frac{\alpha}{\alpha} e^{\bar{\alpha}s} - \frac{\eta}{\alpha}}{1 - \gamma \frac{\alpha}{\alpha} (e^{\bar{\alpha}s} - 1)} \quad (2.23)$$

放电过程的总特性仅与  $M$  有关：当  $M < 1$  时，放电为非自持性，相继各次崩的电子数减少；当  $M = 1$  时，放电为自持性；当  $M > 1$  时，每次后继崩均大于前者。因此，按照电子崩的发生机理，当均匀场中  $M = 1$  时，对应非均匀场中， $n^-$  的表达式为

$$n^- = \frac{1 + \int_0^s \alpha e^{\int_0^x \bar{\alpha} dx} dx}{1 - M} \quad (2.24)$$

式中  $M = \gamma \int_0^s \alpha e^{\int_0^x \bar{\alpha} dx} dx$ 。但是，只有在均匀或稍不均匀场中才按发生机理进行放电。

若不均匀度较大(均匀度  $> 1.1$ )，即使均匀场具有较大的电极距离  $s$  和较高的气体压强，发生机理也被流注机理取代。

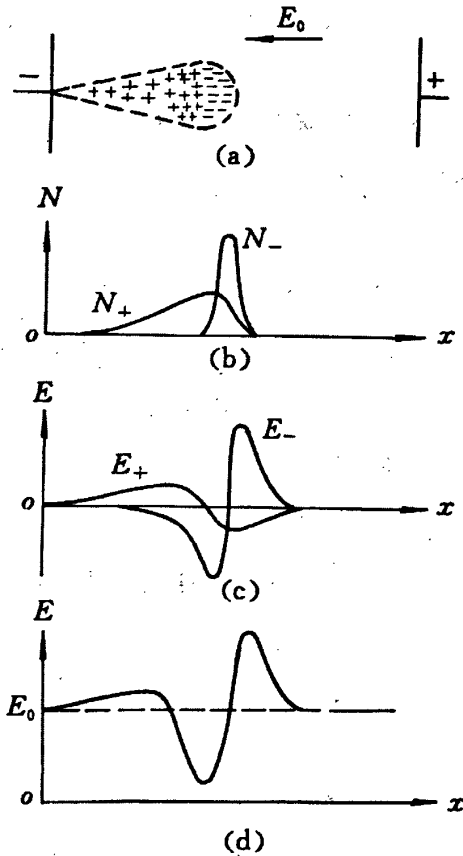
## (2) 流注机理

在研究发生机理时，仅从电极电场  $E_m$  出发，未考虑电子崩内部空间电荷电场  $E_r$ 。当崩中带有大量电子( $n_k \approx 10^8$ )时，就不能忽略这一现象。

表 2.3 电子崩中的电子数<sup>[47]</sup>

x/cm	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
N	9	27	81	245	735	2208	6634	19930	59874

如前所述，随着电子崩的发展，电子崩中的电子数  $n$  按  $n=e^{\alpha x}$  呈指数增加。例如，在正常大气条件下，若  $E=30\text{kV/cm}$ ，则  $\alpha \approx 11\text{cm}^{-1}$ ，这时可算得随着电子崩向阳极推进，崩头中的电子数，如表 2.3 所示。由此可见，当  $x=1\text{cm}$  时，差不多电子的 60%是在电子崩发展途径上的最后 1mm 内形成的。

图 2.2 空间电荷对均匀电场的畸变影响<sup>[48]</sup>

- a) 电子崩示意图, b) 空间电荷分布  
c) 空间电荷电场, d) 合成电场

电子崩的电离过程集中于头部，空间电荷的分布是极不均匀的，如图 2.2b) 所示。这样，当电子崩发展到一定阶段后，电子崩内部空间电荷产生的电场将大大增强，并使总的合成电场明显畸变，大大加强了崩头及崩尾的电场，而削弱了

电子崩内正、负电荷区域之间的电场，如图 2.2 c),d)所示。

图 2.2 定性描述了空间电荷对原均匀电场的畸变影响。按照 Meek<sup>[49]</sup>等人的看法，当空间电荷电场和光电离的相互作用对崩的继续发展起决定性作用时，则雪崩转化为“流注”(图 2.3 描述了流注是怎样形成的)。

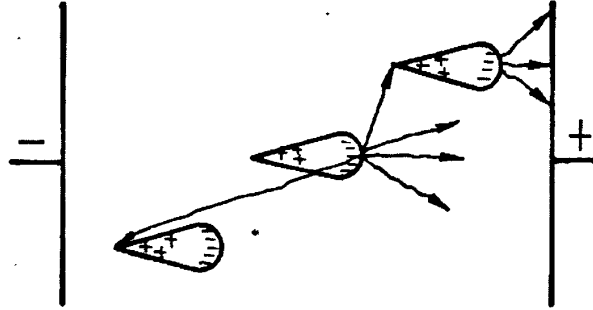


图 2.3 流注形成的示意图<sup>[48]</sup>

由于光电离的参与，流注的发展极快( $v \approx 100 \text{cm}/\mu\text{s}$ )。流注的几何尺寸，取决于离子的扩散，此时，流注头部的半径(0.01~0.1mm 数量级)随着走过的距离而增大。

流注产生的条件，按照 Raether<sup>[50]</sup>的论著，期望值为：

$$n_e^- = e \int_0^k \bar{\alpha} dx \approx 10^8 \quad (2.25)$$

或

$$\int_0^k \bar{\alpha} dx \approx 18.5 \quad (2.26)$$

式中  $k$  是临界距离，即一个崩达到临界电子数必须走过的路程。电子崩头部的半径  $r$  可根据电子的扩散系数  $D$ 、电子崩的平均伸展速度  $v$  和临界距离  $x$  估算出：

$$rk = \sqrt{4Dx/v} \quad (2.27)$$

如将一崩看作半径为  $r$  的空间电荷球，则可得流注条件：

$$E_r = kE_m \quad (2.28)$$

取  $k \approx 1$ 。

流注产生的判据(2.23)在形式上与 Schumann<sup>[51]</sup>在没有认识流注机理以前给出的经验击穿判据是一致的，此击穿判据提出了以下的想法：即通过积分式求得的某一定量来表示击穿。Pedersen<sup>[52, 53]</sup>的研究成果改变了流注产生的条件，他假定流注头部的离子密度(不是电子数)有一极限值。Aleksandrow<sup>[54]</sup>的论文对流注的产生已考虑到光电过程。流注判据对  $\text{SF}_6$  击穿的应用表明，由于  $\bar{\alpha}/p$  和  $E/p$  之间的线性关系，可将数学上复杂的关系式化成式(2.26)那样的简单形式。

## 2.3 SF<sub>6</sub>及其混合气体的工程应用

大约 1940 年之后, SF<sub>6</sub> 首先被用作核物理的高压装置绝缘气体; 大概从 20 世纪 50 年代末起, 它被用作断路器的内绝缘和灭弧介质。20 世纪 60 年代后期, 欧洲的 Calor Emag 公司最早开发出 72kV、84kV 的开关装置。该装置以小型化、高可靠性(耐环境性、抗地震性)和几乎免维护等突出的特长, 得到了极迅速的发展。此时, 该装置气体压力高(0.25MPa), 为此宜用圆筒形容器构成, 称为 GIS。20 世纪 80 年代初期为了进一步小型化、环境协调和缩短工期等目的, 采用小于 0.2MPa 的低压气体开发出 72kV、84kV 的具有方型外壳的气体绝缘开关装置, 即 Cubic(方箱)-GIS, 也即 C-GIS。到目前为止, 用 SF<sub>6</sub> 绝缘的高压电器在市区成了必不可少的输电组合单元, 而且不论从可达到的电压等级还是从技术经济最优化方面看, 研制工作均已达到十分成熟。

高的耐电强度对一种工业气体来说, 虽是必要条件, 但不是充分条件。还必须考虑动热特性、化学性和毒性以及制造成本。如果一种绝缘装置对绝缘气体的需求量很大, 则气体的费用起很大作用, 这与中等容积的开关设备情况相反。SF<sub>6</sub> 在这些情况下算是一种相当昂贵的绝缘材料。而且前面提到 SF<sub>6</sub> 也具有另一些缺点, 因此使用混合气体代替 SF<sub>6</sub> 成了一个迫切需要研究的课题。

国际上探讨 SF<sub>6</sub> 混合气体始于 20 世纪 50 年代<sup>[55, 56]</sup>。应用混合气体进行绝缘的基本原理是: 应用具有一定电负性的气体(如 SF<sub>6</sub>)和其他气体混合(如 N<sub>2</sub>), 利用它们的协同效应来克服纯 SF<sub>6</sub> 气体的缺点提高绝缘气体的电气性能, 在不降低或少降低气体介质绝缘能力的前提下使绝缘气体的其他性能得以改善。

考虑到纯 SF<sub>6</sub> 作为绝缘介质的缺点和实际应用情况, 工程上代替 SF<sub>6</sub> 气体的混合气体应具有下列特点:

- 为了进一步缩小设备绝缘尺寸, 混合气体的抗电能力要高。
- 混合气体对电场均匀程度的敏感性要低。
- 混合气体的液化温度要低, 可以运行在高寒地区。
- 混合气体的化学性质要稳定, 无毒或毒性小。
- 混合气体的成本要低。

根据这些要求, 国内外科研部门研究了许多混合气体, 但迄今为止, 尚未发现在上述各方面均有满意效果的混合气体, 相比之下, SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体是所有混合气体中研究得最多, 也是最有前途的混合气体。这是因为 N<sub>2</sub> 具有许多特点:

(1) N<sub>2</sub> 的液化温度较低。在混合气体中, SF<sub>6</sub> 的液化, 只有当 SF<sub>6</sub> 分压力达到纯 SF<sub>6</sub> 蒸汽压力时才发生。SF<sub>6</sub> 分压力愈小, SF<sub>6</sub> 不凝结的压力范围或温度范围愈大。这样在 SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体中, 如果取一定成分的 N<sub>2</sub>, SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 在比较低的温度、比较大的气压下完全可以使用。

(2) 若在气体中出现放电, 则可能有微量的 SF<sub>6</sub> 和 N<sub>2</sub> 相互反应, 产生无危险的气态氮卤化物 NF<sub>2</sub> 和 NF<sub>3</sub>。SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体的化学性能稳定, 并在实用时可按

纯 SF<sub>6</sub> 那样对待。

(3) SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体中由于 N<sub>2</sub> 占有一定比例，对电场的敏感性也有所降低。

(4) N<sub>2</sub> 的成本很低，这样就降低了混合气体的成本，可以大大地开辟 SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体的应用领域。

(5) SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体中的击穿过程与在纯 SF<sub>6</sub> 中的相类似，这可能因为 SF<sub>6</sub> 的含量对基本过程起决定性作用的缘故。流注判据能用于计算纯气体中的击穿电压，也能为混合气体中提供有用的结果。

因此，N<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub> 混合气体作为 SF<sub>6</sub> 的替代气体是目前的主要研究对象，各国科学家及国际上各大 GIS 生产厂家、电力部门都在合作开发新型的 SF<sub>6</sub> 混合气体绝缘的电力设备。特别是在混合气体绝缘传输线(GIL)制造领域，低 SF<sub>6</sub> 含量的 GIL 已经得到了实际应用。

GIL 是一种气体绝缘的输电管道，结构上类似于 GIS 中的母线。由于其拥有许多优良品质而能够在一些场合替代架空线和高压电缆使用。近年来随着电力工业的不断发展，架空线对环境美观的影响日益加重。由于 GIL 基本对景观没有影响，因此近年来它的开发与应用在欧美等发达国家得到重视。

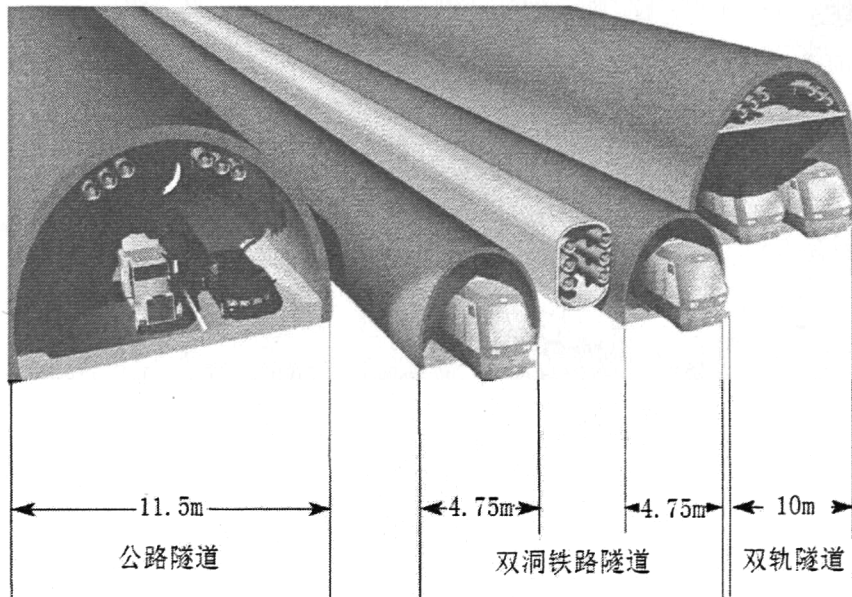


图 2.4 交通隧道中安装 GIL

与架空线相比，GIL 具有占地少、对环境美观影响小、铺设方式灵活多变(图 2.4)且传输容量大(2000~3000MVA)等优点。有资料表明，容量为 2.5GVA 的四回 420kV 架空线路或一回 765kV 架空线，所需线路走廊约为 35m。而用 420kV 的 GIL，则单相封闭式占地宽度约 2.3m，而三相封闭式占地仅为 0.9m 宽。所以 GIL 特别适用于大型水电站的出线段。

不久前我国正式开工的青海拉西瓦水电站由于目前国内外尚无合适的 750kV 电缆可选，因此主变至 GIS 部分以及 GIS 出线至架空线部分均采用了 GIL<sup>[57, 58]</sup>。文<sup>[59]</sup>就此模拟了 750kV GIL-GIS 系统的防雷击效果，结果表明在防

直击雷时，GIL 的防雷效果优于架空线出线方式。

与高压电缆相比，GIL 也有许多不可比拟的优点<sup>[60]</sup>：

(1) 极难老化：这是GIL相比电缆的一个决定性优势。电缆在热、化学、强场等因素的作用下会老化，使其绝缘性能随运行时间的增长而下降。而GIL中的气体介质不存在老化问题，且在发生击穿后，介质具有完全自恢复能力。已有研究结果表明GIL的使用寿命可达50年。

(2) 传输功率大：电缆导线截面积由于制造工艺的原因，几乎已到了技术和经济上的极限，而GIL导线截面可以做得很大，可以轻易提高传输功率。

(3) 电容值小、介损小：GIL电容量远比常规电缆要小，因此充电电流小，传输距离可以增加；以气体为绝缘介质，介损极小，可以承受更高的电压。

(4) 无电磁干扰，可以安装在对电磁敏感的区域。

(5) GIL主要由金属和气体构成，无易燃物，无火灾之患，高度可靠。

(6) 运行、维护成本低：GIL的损耗很低，即使长距离使用也无需无功补偿。

GIL一般无需特别的冷却系统，大大降低系统运行费用。

GIL 在我国的大亚湾、岭澳核电站的 500kV 升压站和华东电网的瓶窑 500kV 变电站中已均有成功应用，但其介质仍是使用 SF<sub>6</sub> 气体<sup>[61]</sup>。对于我国已开工的拉西瓦水电站的 GIL，已有学者建议应采用 SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体作为绝缘介质<sup>[57]</sup>。

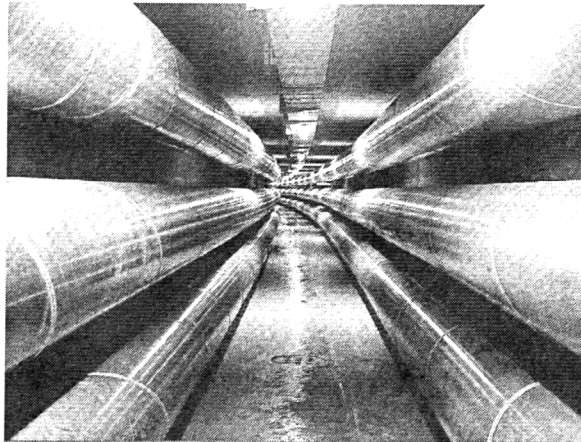


图 2.5 位于 Palexpo 的第一条 SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体 GIL

目前世界上第一条使用 N<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub> 混合气体的 GIL 已于 2001 年投入使用，如图 2.5 所示。该 GIL 位于瑞士日内瓦国际机场附近的 Palexpo 展览馆，其中 SF<sub>6</sub> 含量为 20%。该 GIL 的长度为 420m，额定电压为 300kV，额定电流为 2000A。另外该 GIL 管段间不用法兰连接而使用先进的焊接技术，使得铺设施工简化，大幅度降低了该 GIL 的造价。为消除架空线对环境美观造成的负面影响，法国电力公司(EDF)正在与 ABB 公司合作开发长距离的 SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体 GIL，用以替代该国 420kV 架空线，GIL 中 SF<sub>6</sub> 的含量将小于 30%。

虽然 GIL 价格已经从早先架空线价格的 30 倍降到了现在的 8-10 倍左右；而且在大容量高电压输送中，其投资将低于电缆线路。但高价格仍是目前阻碍 GIL

广泛应用的主要阻力。降低 GIL 造价可以从以下几个方面着手<sup>[17, 60]</sup>：

(1) 采用先进的焊接技术。瑞士 Paexpo 的 GIL 工程就使用了轨道焊接技术提高了铺设速度和质量，大大降低成本；另外该技术也使 GIL 气体泄漏率极低。

(2) 采用现代管道铺设技术。由于挖掘和管道铺设技术的发展，直埋式、隧道式 GIL 的铺设速度可以大大加快。将交通隧道和 GIL 隧道规划在一起也可以分担 GIL 的造价。

(3) 简化、减少 GIL 的安装配件。将配件的制造专业化、标准化，形成工业制造标准后将有利于造价的下降。

随着我国电网的快速发展尤其是城市电网受到电缆载流量的限制以及线路走廊的拥挤压力，GIL 将是一种极有前景的输电设备。目前国内外有关 GIL 的研究工作还不甚多，尤其是低 SF<sub>6</sub> 含量混合气体 GIL 的研制更为少见<sup>[62]</sup>。GIL 的高价格目前也严重阻碍了 GIL 的推广和使用，应当尽力降低 GIL 的价格使之得到更广泛的应用。

### 第3章 理论模型和算法实现

#### 3.1 流注放电的流体动力学模型

模拟采用如图 3.1 所示的平行板电极结构,极间距 5mm,在极板间充满实验气体,实验气体按 SF<sub>6</sub> 的浓度不同分成三种:SF<sub>6</sub>、50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 和 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub>。其中负极板接地,正极板根据不同气体选择施加不同电压,使得板间形成的初始场强略高于该种气体所对应的临界击穿场强。其中纯 SF<sub>6</sub> 气体的初始场强是 E/N=377Td, 50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 的初始场强是 E/N=343Td, 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 的初始场强是 E/N=270Td(1Td=10<sup>-21</sup>Vm<sup>2</sup>)。气体的压强和温度分别为 0.1MPa 和 20℃。

模拟的开始时刻设为 t=0,此时在负极板(x=0mm)附近放置一定量的初始电子,这些电子在初始场强的作用下将向正极(x=5mm)快速移动,移动过程中电子与气体分子发生碰撞电离,产生出正离子、负离子和新的电子,如前所述,这一过程称为电子崩。此外,电子、正离子和负离子之间会相互作用,发生吸附、复合、扩散和光电离等过程,使得电子崩在向正极移动时会转化成流注,最终将导致间隙的击穿。

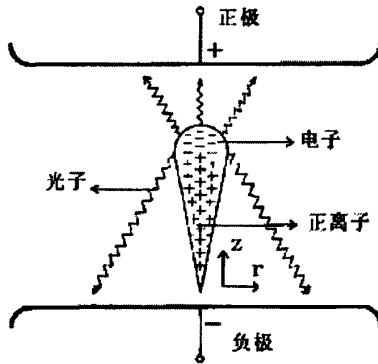


图 3.1 电极结构图

当实验开始后,板间将充满带电粒子(电子、正离子和负离子),这些粒子的运动模式可以用流体连续方程来描述<sup>[63]</sup>:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = S + N_e \alpha |v_e| - N_e \eta |v_e| - N_e N_p \beta - \frac{\partial(N_e v_e)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} D \frac{\partial N_e}{\partial x} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} = S + N_e \alpha |v_e| - N_e N_p \beta - N_n N_p \beta - \frac{\partial(N_p v_p)}{\partial x} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial N_n}{\partial t} = N_e \eta |v_e| - N_p N_n \beta - \frac{\partial(N_n v_n)}{\partial x} \quad (3.3)$$

式中  $N_e$ ,  $N_p$ ,  $N_n$  分别代表电子、正离子、负离子的浓度,  $t$  为时间,  $v_e$ ,  $v_p$ ,  $v_n$



分别代表电子、正离子、负离子的速度， $\alpha$ ， $\eta$ ， $\beta$ 和 $D$ 分别表示电离、吸附、复合和扩散系数。 $S$ 表示光电离或光发射所引起的源项，定义如下<sup>[35]</sup>：

$$S(x) = \gamma_p \int_0^d \Omega(x-x') \cdot N_e(x') \cdot \alpha^*(x') |V_e(x')| \cdot e^{(-\mu|x-x'|)} dx' \quad (3.4)$$

$\gamma_p$ 是光电离的二次电离系数， $\alpha^*$ 是电离辐射的激励系数， $\mu$ 是光吸收系数， $\Omega$ 是在 $x'$ 处正对着 $x$ 处盘形电荷的立体角。

板间的电流源自电子、离子的运动，采用 Sato 方程<sup>[64]</sup>计算：

$$I = \frac{\pi r^2 q}{d} \int_0^d (N_p v_p - N_n v_n - N_e v_e) dx \quad (3.5)$$

其中 $r$ 是放电通道的半径， $q$ 表示电子的电量。

方程式(3.1)~(3.3)可用来描述各种粒子在空间中的运动。但考虑到数量众多的带电粒子产生的空间电荷会对原均匀电场造成畸变影响，因此需要采用泊松方程来处理：

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{q}{\varepsilon} (N_p - N_e - N_n) \quad (3.6)$$

此处泊松方程采用的是柱坐标格式。 $\varphi$ 表示网点电压， $\varepsilon$ 表示真空中的电介质常数。

### 3.2 电场计算

在电磁场数值计算方法中，有限差分法(Finite Difference Method, FDM)是应用最早的一种方法。有限差分法以其概念清晰，方法简单、直观等特点，在电磁场数值分析领域内得到了广泛的应用。现阶段各种电磁场数值计算方法发展得很快，尤其是在有限差分法与变分法相结合基础上形成的有限元法日益得到广泛的应用，但有限差分法以其固有的特点仍是一种不容忽视的数值计算方法<sup>[65, 66]</sup>。

为求解由偏微分方程定解问题所构造的数学模型，有限差分法的基本思想是利用网格剖分将定解区域(场域)离散化为网格离散节点的集合，然后，基于差分原理的应用，以各离散点上的函数的差商来近似代替该点的偏导数，这样，待求的偏微分方程定解问题可转化为相应的差分方程组(代数方程组)问题，解出各离散点上的待求函数值，即为所求定解问题的离散解。

对于包括电磁场在内的各种物理场，应用有限差分法进行数值计算的步骤通常是：

- (1) 采用一定的网格剖分方式离散化场域
- (2) 基于差分原理的应用，对场域内偏微分方程以及定解条件进行差分离散化处理(一般把这一步骤称为构造差分格式)
- (3) 由所建立的差分格式(即与原定解问题对应的离散数学模型——代数方程

组), 选用合适的代数方程组的解法, 编制计算程序, 算出待求的离散解。

由此可见, 有限差分法有上述大致固定的处理和计算模式, 具有一定的通用性。

### 3.2.1 模型的网格剖分

本文中的泊松方程的求解就是采用有限差分法来实现。通过用各离散节点上电位函数的差商来近似代替泊松方程中的偏导数, 从而得到一组差分方程。这样, 求解泊松方程就转化求代数方程组的解, 求解连续的电位函数转变为求有限数量节点上的电位值, 从而近似地得到电场的空间分布。下面联系本文的计算模型说明求解泊松方程的推导过程<sup>[65, 66]</sup>。

为了将偏微分方程转化成差分方程, 必须将连续场域变换为离散系统。连续场域的离散化是通过将场域划分为网格来实现的。本课题的电极配置是一对平板电极, 流注通道视为垂直连接两板的一条圆柱形通道, 取该圆柱的纵切面剖分如图 3.2 所示。

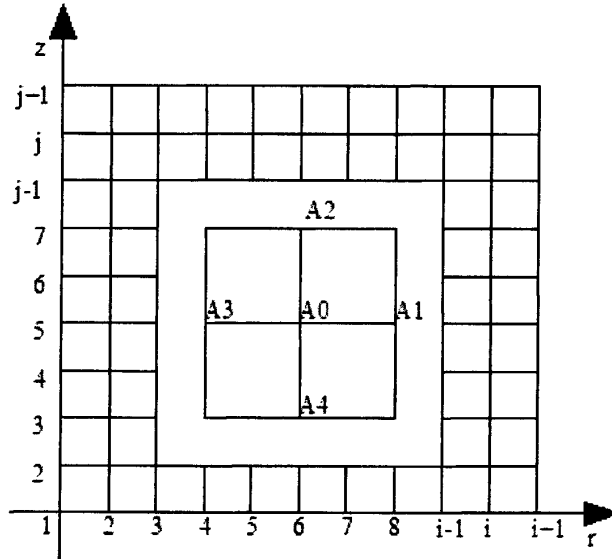


图 3.2 场域网格剖分

图 3.2 中  $r$ ,  $z$  分别表示场域的横轴和纵轴,  $r$  轴( $z=1$ )也表示负极板,  $z=j+1$  表示正极板。如此便形成一个二维柱坐标平面, 将该平面用正方形网格剖分, 则网点电压  $\varphi$  满足下面的泊松方程(将式(3.6)重写如下):

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = P \quad (3.7)$$

下面用经典的五点差分格式将泊松方程离散化:

如图 3.2 所示, 取网格中的五点 0, 1, 2, 3, 4, 其电压分别用  $A_0$ ,  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ ,  $A_4$  表示, 根据二元函数的性质, 如果  $A$  是  $(r, z)$  的函数, 且存在各阶偏导数, 那么 0 点电压  $A_0$  可以用该点的函数值和其各阶偏导数组成的泰勒级数表示:

$$\begin{cases} A_1 = A_0 + \left(\frac{\partial A}{\partial r}\right)_0 \cdot dr + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial r^2}\right)_0 \cdot dr^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 A}{\partial r^3}\right)_0 \cdot dr^3 + \dots \\ A_3 = A_0 - \left(\frac{\partial A}{\partial r}\right)_0 \cdot dr + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial r^2}\right)_0 \cdot dr^2 - \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 A}{\partial r^3}\right)_0 \cdot dr^3 + \dots \end{cases} \quad (3.8)$$

$$\begin{cases} A_2 = A_0 + \left(\frac{\partial A}{\partial z}\right)_0 \cdot dz + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}\right)_0 \cdot dz^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 A}{\partial z^3}\right)_0 \cdot dz^3 + \dots \\ A_4 = A_0 - \left(\frac{\partial A}{\partial z}\right)_0 \cdot dz + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}\right)_0 \cdot dz^2 - \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 A}{\partial z^3}\right)_0 \cdot dz^3 + \dots \end{cases} \quad (3.9)$$

将  $A_1$  和  $A_3$  相加, 并忽略 3 次以上高次项,  $A_2$  和  $A_4$  也作相同处理, 可得:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial r^2}\right)_0 = \frac{1}{dr^2} (A_1 + A_3 - 2A_0) \\ \left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}\right)_0 = \frac{1}{dz^2} (A_2 + A_4 - 2A_0) \end{cases} \quad (3.10)$$

再将  $A_1$  和  $A_3$  相减, 并忽略 3 次以上高次项, 可得:

$$\left(\frac{\partial A}{\partial r}\right)_0 = \frac{1}{2dr} (A_1 - A_3) \quad (3.11)$$

将式(3.10)和(3.11)代入式(3.7)中, 且令  $dz=dr=h$ , 可得:

$$\frac{1}{h^2} (A_1 + A_3 - 2A_0) + \frac{1}{r_0} \cdot \frac{1}{2h} (A_1 - A_3) + \frac{1}{h^2} (A_2 + A_4 - 2A_0) = P \quad (3.12)$$

上式中  $r_0$  可由图 3.2 设为  $r_0 = (n-1)dr$ ,  $n=2,3,\dots,i$ , 将上式化简得  $A_0$ :

$$A_0 = \frac{1}{4} \left[ \left(1 + \frac{1}{2(n-1)}\right) A_1 + A_2 + \left(1 - \frac{1}{2(n-1)}\right) A_3 + A_4 - h^2 P \right] \quad (3.13)$$

$z$  轴上的点由于  $r_z = (1-1)dr = 0$ , 而式(3.7)中有  $\frac{1}{r}$  项, 且轴对称情况下位函数出现

极值, 即  $\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$ , 将导致  $\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r}$  出现不定值, 因此用罗必达法则予以确定, 即令:

$$\lim_{r \rightarrow 0} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\left(\frac{\partial \phi}{\partial r}\right)'}{r'} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \Big|_{r=0} \quad (3.14)$$

式(3.7)在  $z$  轴上变成了  $2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = P = -\frac{\rho}{\varepsilon}$

将式(3.10)和(3.11)代入上式中, 并化简得:

$$A_0 = \frac{1}{6} (4A_1 + A_2 + A_4 - h^2 P) \quad (3.15)$$

### 3.2.2 迭代求解

上面写出了平行板间的泊松方程等距剖分差分格式公式(3.13)与(3.15), 可用超松弛迭代法(successive over relaxation, SOR)来解这两个式子中的  $A_0$ , SOR 格式大致如下<sup>[67]</sup>:

(1)  $A_0$  的中间解  $\tilde{A}_0$ :

z 轴上点的迭代解格式:

$$\tilde{A}_0 = \frac{1}{6}(4A_1^{(n)} + A_2^{(n+1)} + A_4^{(n+1)} - h^2 P^{(n)}) \quad (3.16)$$

非 z 轴上的点迭代解格式:

$$\tilde{A}_0 = \frac{1}{4} \left[ \left(1 + \frac{1}{2(n-1)}\right) A_1^{(n)} + A_2^{(n)} + \left(1 - \frac{1}{2(n-1)}\right) A_3^{(n+1)} + A_4^{(n+1)} - h^2 P^{(n)} \right] \quad (3.17)$$

(2)  $\tilde{A}_0$  再与  $A_0$  的第 n 次迭代解  $A_0^{(n)}$  进行加权平均:

z 轴上点的迭代解格式:

$$\begin{aligned} A_0^{(n+1)} &= A_0^{(n)} + \alpha(\tilde{A}_0 - A_0^{(n)}) \\ &= A_0^{(n)} + \alpha \left( \frac{1}{6}(4A_1^{(n)} + A_2^{(n+1)} + A_4^{(n+1)} - h^2 P^{(n)}) - A_0^{(n)} \right) \end{aligned} \quad (3.18)$$

非 z 轴上的点迭代解格式:

$$\begin{aligned} A_0^{(n+1)} &= A_0^{(n)} + \alpha(\tilde{A}_0 - A_0^{(n)}) \\ &= A_0^{(n)} + \alpha \left( \frac{1}{4} \left[ \left(1 + \frac{1}{2(n-1)}\right) A_1^{(n)} + A_2^{(n)} + \left(1 - \frac{1}{2(n-1)}\right) A_3^{(n+1)} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + A_4^{(n+1)} - h^2 P^{(n)} \right] - A_0^{(n)} \right) \end{aligned} \quad (3.19)$$

式中的  $\alpha$  称为加速收敛因子或超松弛因子, 它的数值决定超松弛程度, 影响迭代解的收敛速度。

若一矩形场域由边长为  $h$  的正方形网格划分为  $m \times h$  和  $n \times h$ , 且  $m$ 、 $n$  都很大(一般大于 15), 则超松弛因子  $\alpha$  可由公式得出:  $\alpha = 2 - \pi \sqrt{2} \sqrt{1/m^2 + 1/n^2}$

通过超松弛迭代即可将方程式(3.18)和(3.19)解出, 此时得出的是网点电压分布, 然后再转化成场强分布。

### 3.3 FCT 算法

1973 年, Boris 和 Book 在《计算物理》(Journal of Computational Physics)杂志上发表了一篇影响深远的论文<sup>[68]</sup>。在该文中首次提出了无振荡、保单调流体传输算法, 因此该论文基本可算这些思想的源头, “通量限制”这个词也是第

一次在该文中提出。

FCT 算法提出后, 针对它的研究工作多不胜数。其中两个著名的例子就是 1979 年 Zalesak<sup>[69]</sup>将 FCT 应用到多维格式中, 以及 Parrott 和 Christie<sup>[70]</sup>在 1986 年将 FCT 应用到非规则网格中(如二维中的三角形或三维中的四面体)。

FCT 在科学计算应用中的反响也一直很好<sup>[71]</sup>。截至 1997 年, 根据美国科学信息研究所(ISI)的数据库资料, Boris 和 Book 的首篇 FCT 论文已被引用了 513 次, 其中 238 次发生在 20 世纪 90 年代。这是个了不起的成绩, 因为截至 1990 年时这篇文章已经发表了 17 年。而且很明显这篇文章的影响仍将会持续下去。事实上 FCT 已经被用于科学研究的各个领域, 从空气动力学和冲击波物理到大气、海洋成分传输, 再到磁流体动力学、等离子物理学、天体物理学和计算生物学等等。

当年 Boris 和 Book 为了求解流体力学中冲击波前阵面的陡浓度梯度问题而提出了 FCT 方法<sup>[68, 72, 73]</sup>。由于气体放电时的电子流和离子流可以看成是流体的运动, 因此人们可以用流体连续方程对气体放电过程进行建模, 并引入 FCT 进行求解。

在气体放电过程中, 由于带电粒子运动速度不同, 在电子崩(或流注)的头部及尾部, 会出现浓度很高的空间电荷。这些电荷会引起头、尾部的电场畸变, 从而导致头、尾部两端前方的气体更容易出现电离, 导致放电更快速的发展, 直至气体完全击穿。对于这种畸变情况, 可以用耦合带电粒子的输运方程和电场方程来求解。但由于该解是非线性的, 传统的数学方法对电子崩(或流注)的头、尾部的高浓度粒子和大电场梯度的计算处理常常是无能为力的, 因此该问题的求解一直是气体放电领域的难点, 但 FCT 很适合解决这种情况。1981, 澳大利亚科学家 Morrow 和 Lowke<sup>[74]</sup>运用了 FCT 分析空间电荷对高密度等离子体的影响。哈尔滨理工大学高压所雷清泉院士在其专著中<sup>[75]</sup>曾对 Morrow 的工作<sup>[76]</sup>进行过评述。1987 年, Morrow<sup>[35]</sup>用 FCT 对 SF<sub>6</sub> 气体流注放电进行了动力学模拟, 随后 20 年中该方法逐渐成为气体放电模拟的重要方法<sup>[20, 36-43]</sup>。

## FCT 算法步骤

电场中运动的带电粒子的连续方程可以写成如下格式<sup>[76]</sup>:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = S - \frac{\partial}{\partial x}(Nv) + \frac{\partial}{\partial x}\left(D \frac{\partial N}{\partial x}\right) \quad (3.20)$$

式中  $N$  是粒子浓度,  $t$  是时间,  $v$  是速度,  $D$  是扩散系数。  $S$  是源项, 包括了电离和光电离下产生的电子和离子, 以及复合和吸附所导致的电子和离子损失。

方程(3.20)可以用有限差分法进行数值积分, 这种方法的精度在于差分格式的阶数。高阶格式(二阶或更高阶)会在陡梯度处产生纹波, 一阶格式不会产生纹

波但会引起数值发散。FCT 用高阶和低阶格式分别求得一个通量然后对两个通量进行加权平均，得出一个点对点的净传输通量。用这种加权方式可以尽力扩展高阶通量而不致产生错误的纹波。

FCT 的求解思路是首先假设已知在某时刻  $t$  所有网点上的浓度  $N$  和速度  $v$ ，然后在一个时间步长  $\Delta t$  内用不同的差分格式分别求出一个高阶解和一个低阶解，并将高阶解和低阶解进行变换处理，最后得到下一时刻  $t+1$  时的浓度  $N$ 。FCT 的优点是可以避免其他算法中出现的振荡现象，并且可以精确处理陡浓度的问题。其主要的处理步骤如下<sup>[77]</sup>：

1) 用一个低阶单调算法算出  $F_{i+\frac{1}{2},j}^L$  和  $G_{i,j+\frac{1}{2}}^L$ ，

2) 用一个高阶算法算出  $F_{i+\frac{1}{2},j}^H$  和  $G_{i,j+\frac{1}{2}}^H$ ，

3) 用低阶通量  $F^L$  和  $G^L$  计算中间解：

$$N_{i,j}^{td} = N_{i,j}^n - \frac{1}{\Delta V_{i,j}} (F_{i+\frac{1}{2},j}^L - F_{i-\frac{1}{2},j}^L + G_{i,j+\frac{1}{2}}^L - G_{i,j-\frac{1}{2}}^L) \quad (3.21)$$

4) 定义抗扩散通量：

$$A_{i+\frac{1}{2},j} = F_{i+\frac{1}{2},j}^H - F_{i+\frac{1}{2},j}^L \quad (3.22)$$

$$A_{i,j+\frac{1}{2}} = G_{i,j+\frac{1}{2}}^H - G_{i,j+\frac{1}{2}}^L \quad (3.23)$$

5) 对抗扩散通量进行限值：

$$A_{i+\frac{1}{2},j}^C = A_{i+\frac{1}{2},j} C_{i+\frac{1}{2},j} \quad 0 \leq C_{i+\frac{1}{2},j} \leq 1 \quad (3.24)$$

$$A_{i,j+\frac{1}{2}}^C = A_{i,j+\frac{1}{2}} C_{i,j+\frac{1}{2}} \quad 0 \leq C_{i,j+\frac{1}{2}} \leq 1 \quad (3.25)$$

6) 使用限值后的抗扩散通量计算  $N$ ：

$$N_{i,j}^{n+1} = N_{i,j}^{td} - \frac{1}{\Delta V_{i,j}} (A_{i+\frac{1}{2},j}^C - A_{i-\frac{1}{2},j}^C + A_{i,j+\frac{1}{2}}^C - A_{i,j-\frac{1}{2}}^C) \quad (3.26)$$

本文求解的是二维柱坐标下的连续方程，用于高阶计算的通量格式为：

$$N_{i,j}^{t+\frac{\Delta t}{2}} = N_{i,j}^t - \frac{\Delta t}{2r_{i,j} \cdot V_{i,j}} (F_{i+\frac{1}{2},j}^{t+\frac{\Delta t}{2}} - F_{i-\frac{1}{2},j}^{t+\frac{\Delta t}{2}} + G_{i,j+\frac{1}{2}}^{t+\frac{\Delta t}{2}} - G_{i,j-\frac{1}{2}}^{t+\frac{\Delta t}{2}}) \quad (3.27)$$

$$N_{i,j}^{t+\Delta t} = N_{i,j}^t - \frac{\Delta t}{r_{i,j} \cdot V_{i,j}} (F_{i+\frac{1}{2},j}^{t+\Delta t} - F_{i-\frac{1}{2},j}^{t+\Delta t} + G_{i,j+\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} - G_{i,j-\frac{1}{2}}^{t+\Delta t}) \quad (3.28)$$

其中的  $V_{i,j}$  和  $r_{i,j}$  分别代表体积和半径。 $F^t$  和  $G^t$  分别是高阶通量格式，考虑到节约计算时间这里取二阶，格式如下：

$$F_{i+\frac{1}{2},j}^H = \frac{\pi}{2} \Delta z (r_{i,j} + r_{i+1,j}) \cdot (f_{i,j} + f_{i+1,j}) \quad (3.29)$$

$$G_{i,j+\frac{1}{2}}^H = \frac{\pi}{4} (r_{i-1,j} + 2r_{i,j} + r_{i+1,j}) \cdot (r_{i+1,j} - r_{i-1,j}) \frac{(g_{i,j} + g_{i,j+1})}{2} \quad (3.30)$$

其中的  $f = rNv_r$ ,  $g = rNv_z$ ,  $v_r$ ,  $v_z$  分别是径向和轴向的速度分量,  $r$  为网格长度。

一阶通量格式采用的是 donor cell 算法:

$$N_{i,j}^{t+\Delta t} = N_{i,j}^t - \frac{\Delta t}{V_{i,j}} (F_{i+\frac{1}{2},j}^t - F_{i-\frac{1}{2},j}^t + G_{i,j+\frac{1}{2}}^t - G_{i,j-\frac{1}{2}}^t) \quad (3.31)$$

donor cell 通量格式如下:

$$F_{i+\frac{1}{2},j}^L = \pi \Delta z (r_{i,j} + r_{i+1,j}) (v_r)_{i+\frac{1}{2},j} \times \begin{cases} N_{i,j} & (v_r)_{i+\frac{1}{2},j} \geq 0 \\ N_{i+1,j} & (v_r)_{i+\frac{1}{2},j} < 0 \end{cases} \quad (3.32)$$

$$G_{i,j+\frac{1}{2}}^L = \frac{\pi}{4} (r_{i-1,j} + 2r_{i,j} + r_{i+1,j}) (r_{i+1,j} - r_{i-1,j}) (v_z)_{i,j+\frac{1}{2}} \times \begin{cases} N_{i,j} & (v_z)_{i,j+\frac{1}{2}} \geq 0 \\ N_{i,j+1} & (v_z)_{i,j+\frac{1}{2}} < 0 \end{cases} \quad (3.33)$$

其中  $(v_r)_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{(v_r)_{i,j} + (v_r)_{i+1,j}}{2}$ ,  $(v_z)_{i,j+\frac{1}{2}} = \frac{(v_z)_{i,j} + (v_z)_{i,j+1}}{2}$

### 3.4 本章小结

1) 给出了描述流注放电过程的流体动力学方程组, 综合考虑了电离、吸附、复合、扩散和光电离等过程。

2) 采用泊松方程解决空间电荷对均匀电场造成畸变影响; 用正方形网格将板间平面进行剖分, 用 5 点差分格式写出网点电压格式; 采用超松弛迭代法求解网点电压。

3) 介绍了 FCT 算法以及求解思路, 给出了二维状态下的 FCT 求解格式和步骤。

## 第 4 章 正向流注的模拟

### 4.1 混合气体(10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub>)正向流注发展情况

在两极板间充满 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体, 然后在  $t=0\text{ns}$  时靠近负极板侧放置一些初始电子。接下来初始电子会受电场力影响向正极移动, 途中产生电子崩, 并电离出正、负离子和新的电子, 新产生的带电粒子也会不断消失; 在电子崩向正极移动过程中, 由于粒子的速度各不相同(电子速度远快于正、负离子), 正、负电荷将会出现分离, 因此电子崩的头、尾处将出现电场畸变, 随后电子崩会演变成由负极向正极发展的正向流注(anode-directed streamer)。而且在正向流注推进的同时, 我们也观察到了负向流注(cathode-directed streamer)的出现。

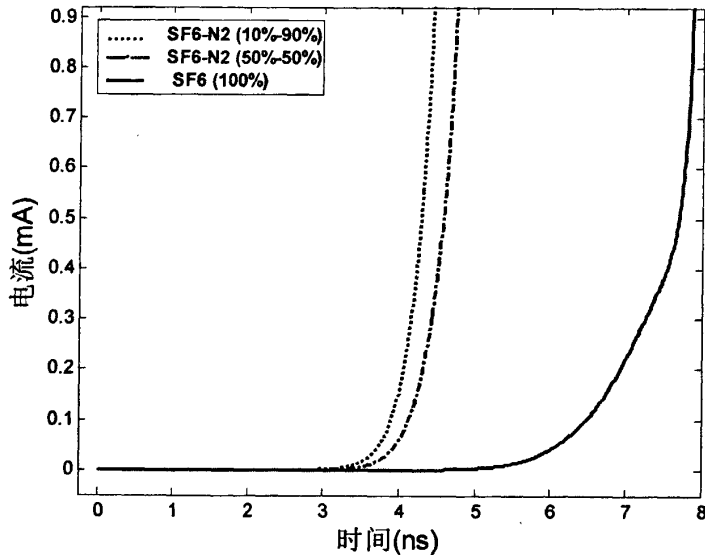


图 4.1 三种气体的轴上击穿电流对比图

图 4.1 是不同气体在轴上的击穿电流对比图。从图中可见不同气体击穿的总形成时延按从小到大排列分别是 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub>、50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 和 SF<sub>6</sub>, 而且混合气体的击穿电流上升时间明显早于 SF<sub>6</sub> 的上升时间, 这表明在相同实验配置下(气压、温度、间隔长度), SF<sub>6</sub> 比混合气体更难击穿, 并且气体中 SF<sub>6</sub> 含量越小, 越容易击穿。

图 4.2 描述的是 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 气体中, 击穿起始流注为正向流注的仿真过程的轴上电子浓度变化图。从图中可以明显的看出电子崩(正向流注)向正极推进的过程。而且随着电子崩(正向流注)向正极推进, 崩(流注)头处的电子浓度峰值在不断地急剧增加。图中, 3ns 时的峰值大约是初始时刻 0ns 时的  $1.5 \times 10^4$  倍左右, 接近最终击穿时刻(4.7ns)的峰值超过了 0ns 时的  $10^7$  倍。

从图 4.2 中可知, 崩(流注)头后面被击穿的气体形成了流注通道, 通道内的



电子浓度也在快速上升。值得注意的是，在 4.7ns 时，电子浓度曲线在 0.6mm 处出现了一个上翘，这表明一个负向流注形成了。纵观整个图 4.2，正向流注的发展始终占据了主要地位。在正向流注快走完全程时，在靠近负极板处出现了一个负向流注。这个现象在图 4.3 中也清楚的表现了出来：不仅是电子，而且正离子和负离子也在 0.25~0.6mm 左右出现了上翘。

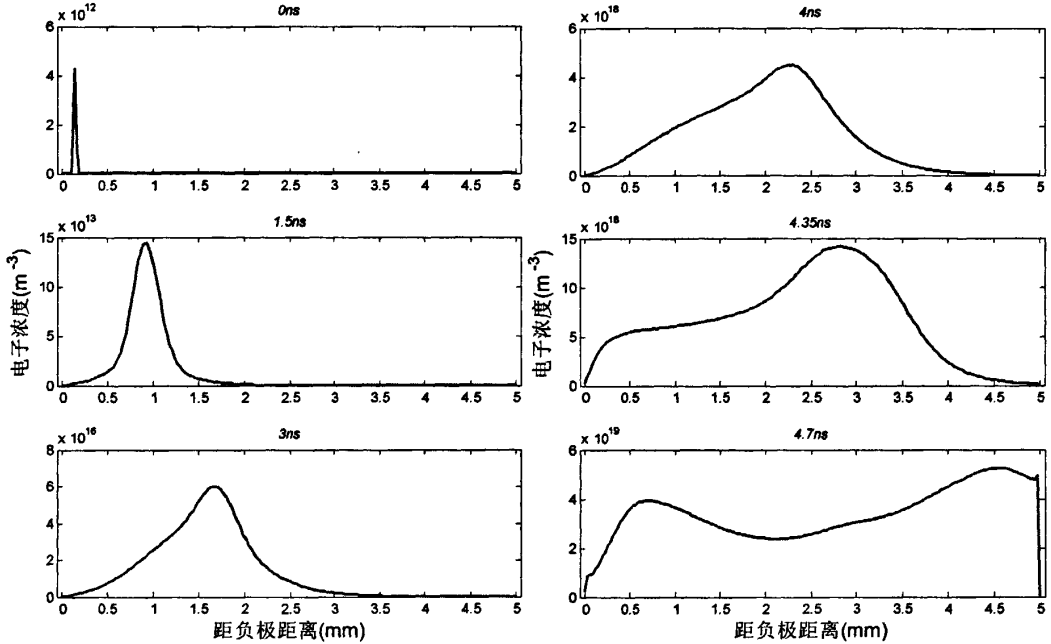


图 4.2 正向流注下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 轴上电子浓度分布图

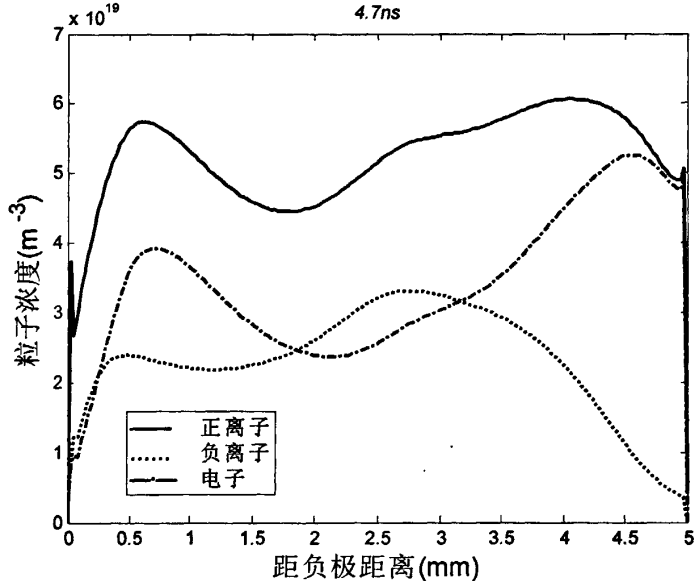


图 4.3 正向流注下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 轴上粒子浓度分布图(4.7ns)

图 4.4 是 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 轴上电场分布图。图中一个很明显的特征就是在 4.7ns 之前，负极板附近的畸变场强幅度一直超过正向流注头的畸变场强幅度。

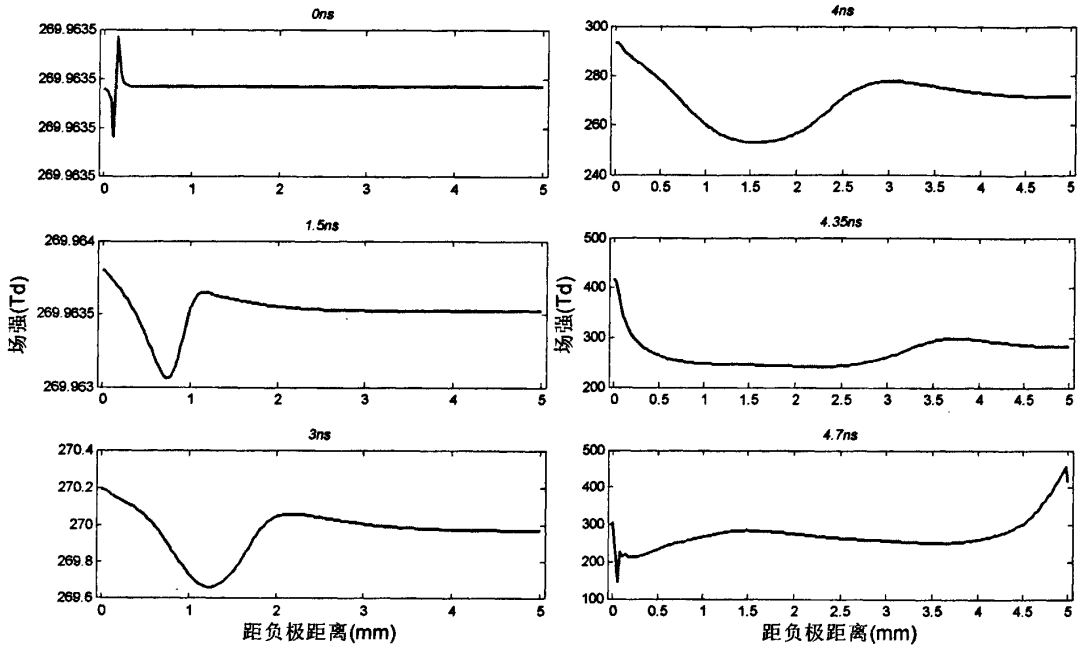


图 4.4 正向流注下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体轴上电场分布图

这是由于正向流注在向正极板推进时，产生了正、负离子和新的电子，其中正离子向负极运动，电子和负离子向正极运动，而且电子速度快于两种离子，因此形成了流注头(电子崩头)以负电荷(电子和负离子)为主，流注尾以正电荷(正离子)为主的局面。留在后面正电荷的数量不断增加，而且与负极的距离不断缩短，负极和流注尾之间的空间场强就不断增强。前方流注头处的电子虽然也在缩短与正极的距离，但是仍然离正极较远，而且流注在前进产生新电子的同时也产生了正离子，降低了前方负电荷的积累。因此后方的畸变场强可以一直高于前方的畸变场强。但是随着正向流注的发展，流注头前方的电子不断增加，并且越来越靠近正极，终于在 4.7ns 时正向流注头的畸变场强超过了后方的畸变场强。

图 4.5 是正向流注下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 空间电场分布图。在放入初始电子以前板间只有初始的均匀场强，平面上的场强分布应该是平整的。但是当放电开始后，空间中布满了带电粒子，这些粒子引起了均匀电场的畸变，呈现出图 a) 中两峰夹一谷(两个波峰夹一个波谷)的波形。图 b) 中，较低的波峰正极移动了，较高波峰的位置则基本没变，使得波谷的范围变大了；但两个波峰的峰值都升高了。图 c)、d) 都延续了这个变化趋势。

这个现象出现的原因就如前面所提到的：正向流注向正极推进时，电子聚集在流注的前部使得正向流注头前沿呈现出负极性，因此流注头和正极板之间的空间场强增强，形成了图 4.5 中较低的那个波峰。负向流注的前沿由于电子被负极排斥而离开，留下许多正离子因此呈现正极性，负向流注头和负极板之间畸变的场强形成了较高的那个波峰。图 4.5 中两个波峰值都超过了初始场强值，分别对正向、负向流注的发展起增强作用。正向、负向流注移动过的通道里留下的

是已经被击穿而形成了等离子体的气体，不需要高场强来维持，因此流注通道内的场强值低于初始场强值，形成了场强塌陷的现象(即波谷)。

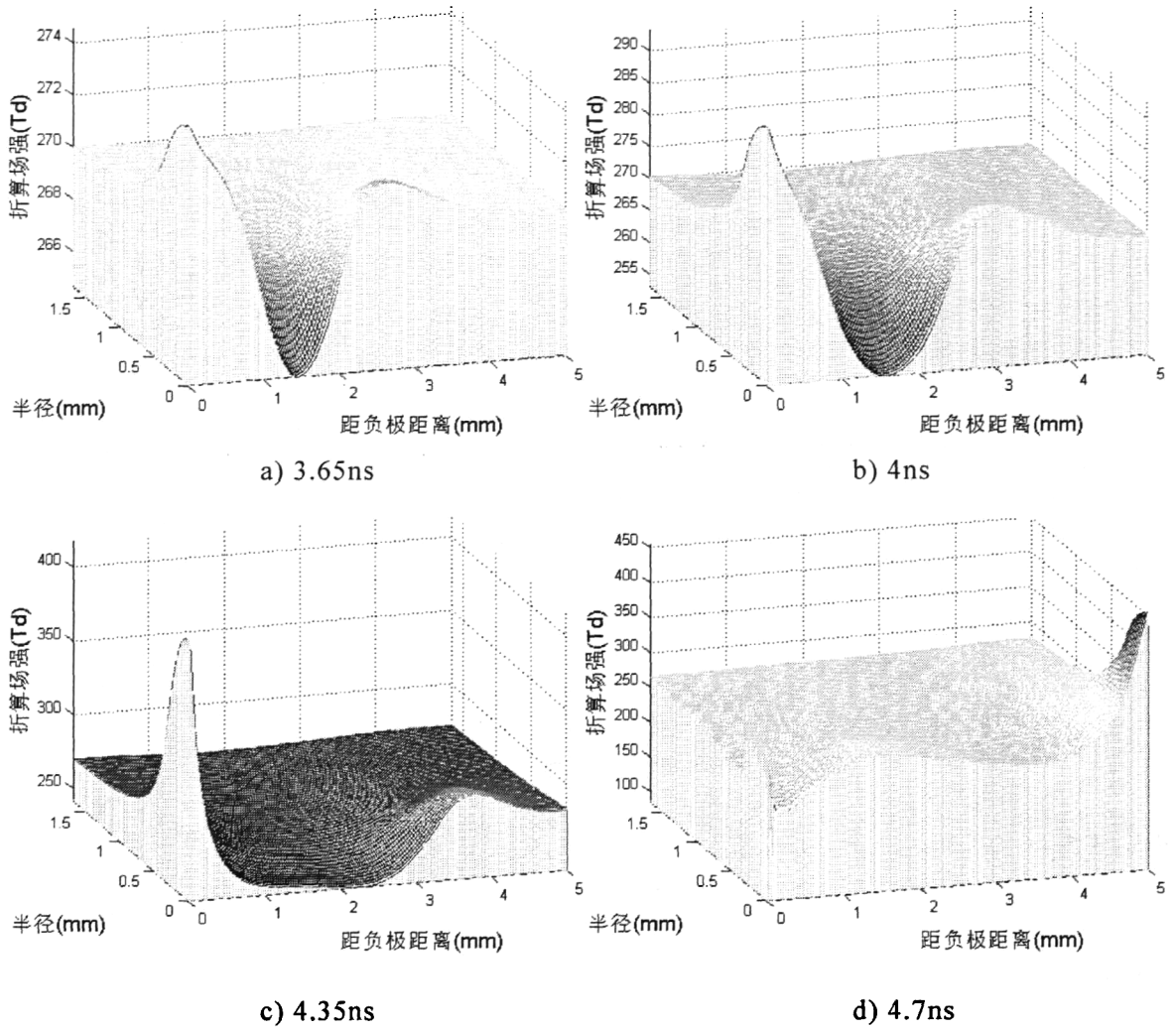


图 4.5 正向流注下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 空间电场分布图

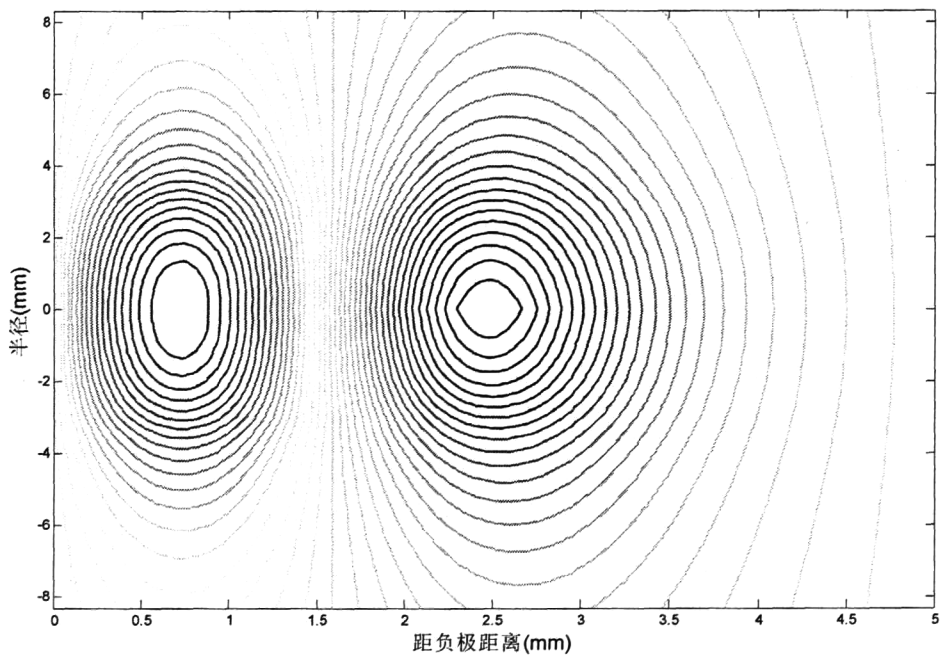


图 4.6 正向流注下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 空间带电粒子的电位分布图(4ns)

图 4.6 是空间的等电位分布图, 是根据泊松方程由空间中的带电粒子数量分布计算得出的。

## 4.2 混合气体(50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub>)正向流注发展情况

本节是在与前一节相同的条件下对 50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 进行放电过程仿真。

图 4.7 描述的是正向流注下 50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 的轴上电子浓度变化图。与图 4.2 相似, 图中也可清楚地看到电子崩(正向流注)向正极推进的过程。

图 4.7 中, 2ns 时的峰值大约是初始时刻 0ns 时的 150 倍左右, 而 4ns 时的峰值超过了 2ns 时的约 2500 倍, 最终接近击穿时的 5ns 时峰值是 4ns 时的约 100 倍。并且与图 4.2 一样, 在图 4.7 中 4.8ns, 0.25mm 处出现了一个上翘, 说明同样形成了负向流注。

图 4.2 与图 4.7 所不同的是, 前者的正向流注发展速度超过后者, 并且在相同时刻前者的电子浓度峰值均超过后者。这是由于后者中 SF<sub>6</sub> 的浓度高过前者, 使得后者的吸附电子能力得到了加强, 自由电子数一直少于前者, 这也使得后者的正向流注速度比前者的慢。

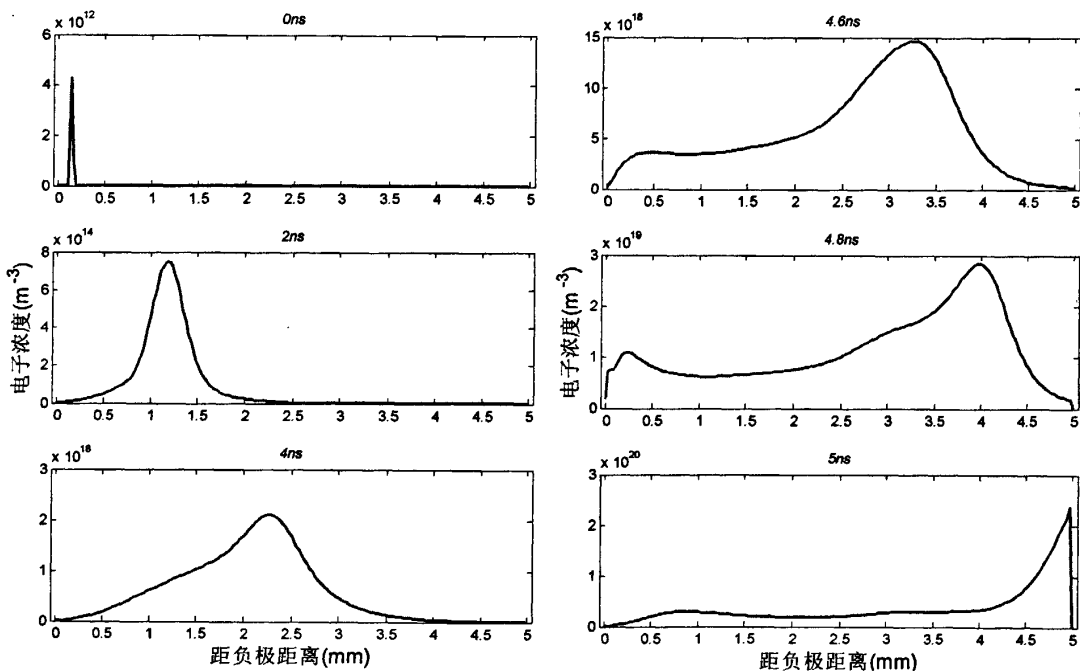
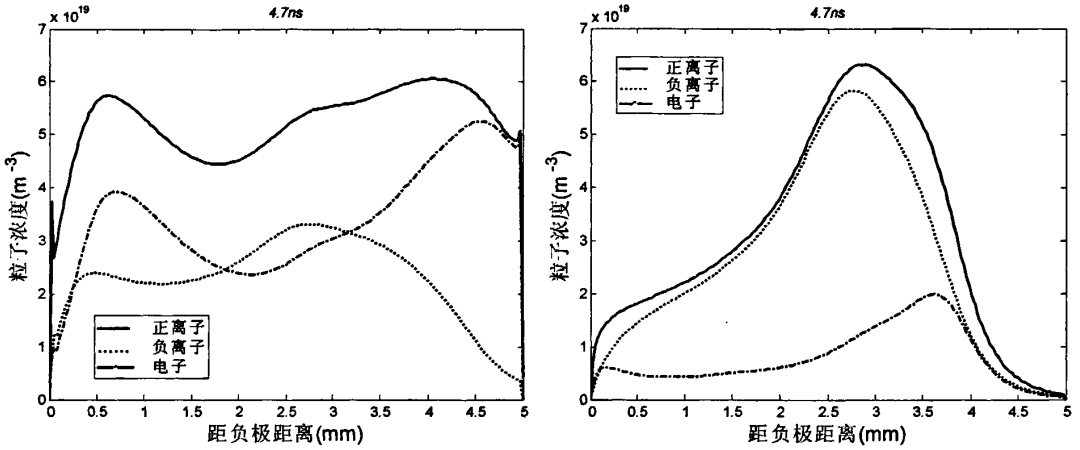


图 4.7 正向流注下 50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 轴上电子浓度分布图

SF<sub>6</sub> 浓度变化对放电过程中粒子浓度变化的影响从图 4.8a)、b) 的对比中也可以看出。相同时刻(4.7ns)和相同位置下, a) 中的电子浓度值基本都超过了 b) 的电子浓度值; 此外, b) 中电子曲线一直在负离子曲线之下, 而 a) 中却是电子曲线在很多地方超过了负离子曲线, 这就是由于 b) 中高浓度的 SF<sub>6</sub> 吸附能力对电子的增长有抑制作用, 一些电子一出现就会被吸附成负离子, 故负离子数在整个通道内

都超过了电子数；而 a)中则不同，电子不会很快被吸附掉，因此电子运动会更加活跃，使得气体击穿速度加快。



a) 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub>(注：即图 4.3)

b) 50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub>

图 4.8 正向流注下 50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 轴上粒子浓度分布图(4.7ns)

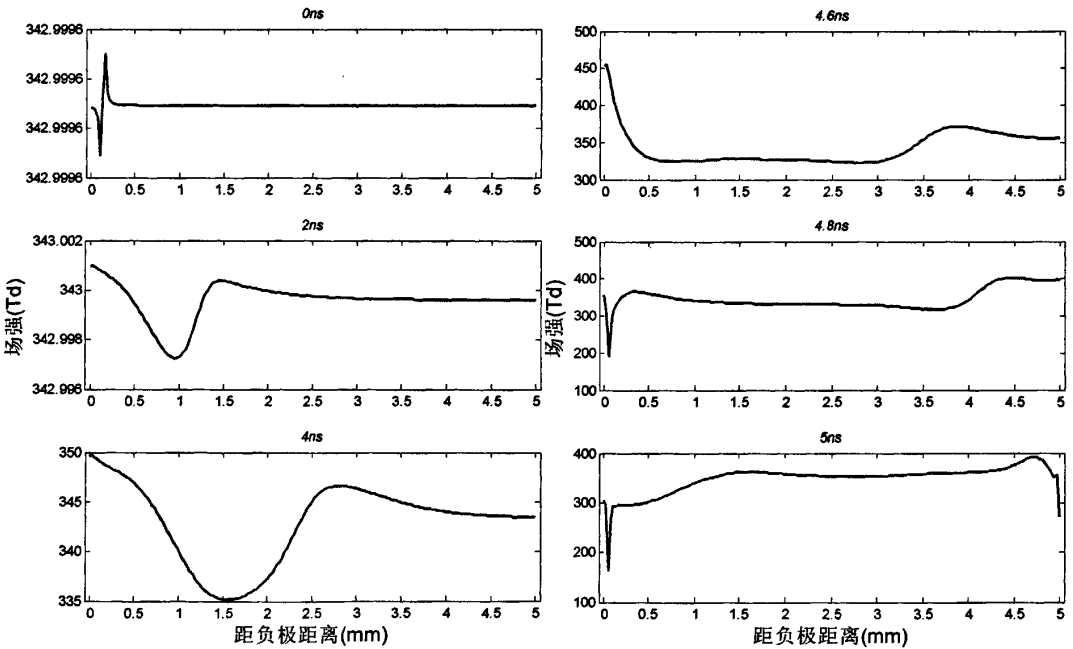


图 4.9 正向流注下 50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体轴上电场分布图

图 4.9 描述了 50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体在正向流注下的轴上电场分布，与图 4.4 类似。

图 4.10 描述的是正向流注下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 空间电场分布，和图 4.5 相似，但图 4.10b)略有些不同：前面在图 4.9 讨论轴上电场曲线时，得知靠近负极侧的场强畸变一直超过正向流注的场强畸变，直到 4.8ns 后才为后者超过，图 4.10 中也可看出这个变化(即图 4.10 中半径为 0mm 平面上的曲线)；但图 4.10b)中，

在负极板侧区域( $r=0\sim 0.5\text{mm}$ 和 $z=0\sim 0.1\text{mm}$ )出现的电场峰值却仍然是空间中最高的,这与图 4.5d)不同。原因是图 4.5 中的电子增长速度很快,当正向流注的轴上场强畸变超过负向流注时,也能同时使正极的区域电场畸变超过负极区域。

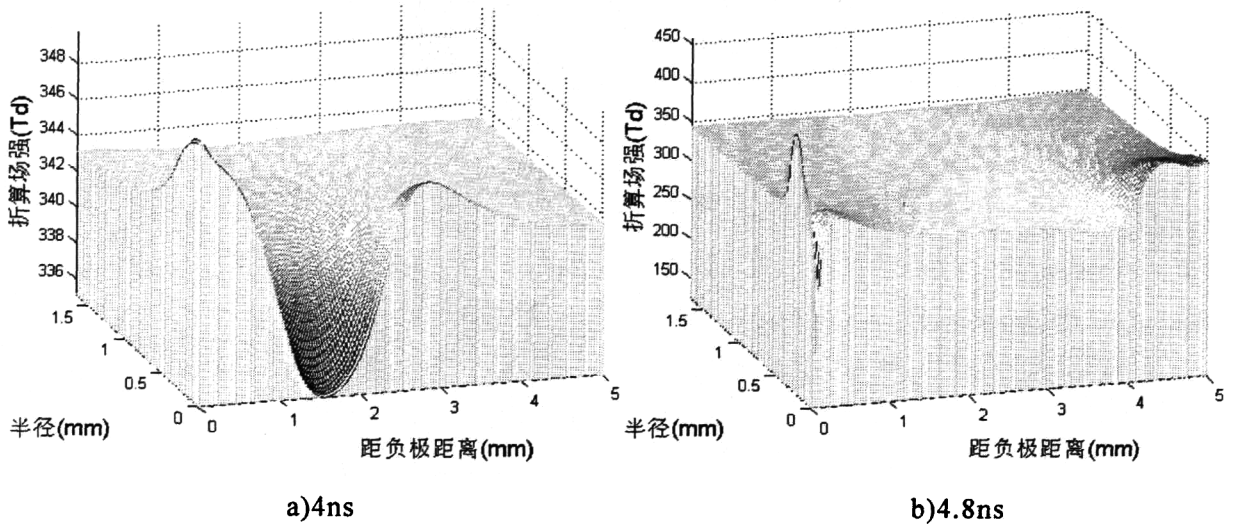


图 4.10 正向流注下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 空间电场分布图

### 4.3 SF<sub>6</sub> 正向流注发展情况

图 4.11 描述的是 SF<sub>6</sub> 混合气体的轴上电子浓度变化图。其电子浓度变化趋势与前两种气体类似。不同的是 SF<sub>6</sub> 的流注通道内电子浓度增长很慢,而且没有观测到类似于前面气体中出现的上翘(图 4.2 的 4.7ns, 图 4.7 的 4.8ns),但这不能说明 SF<sub>6</sub> 中没有出现负向流注,从图 4.12 中可以看出 SF<sub>6</sub> 也出现了负向流注。

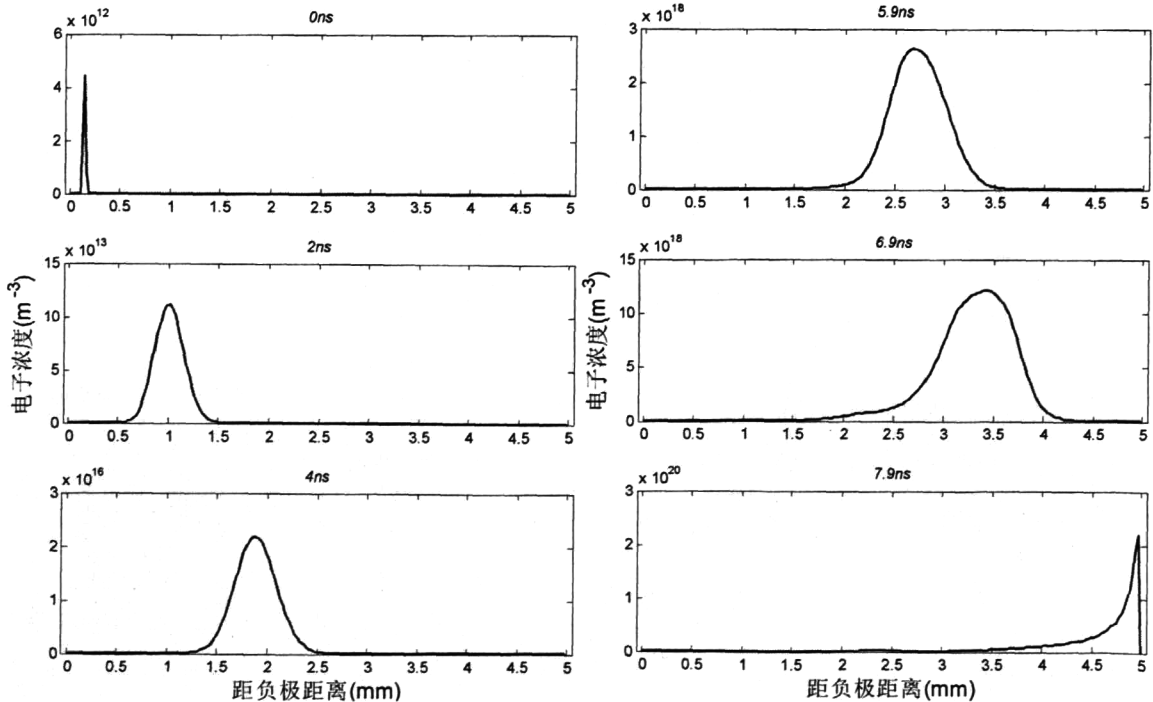


图 4.11 正向流注下 SF<sub>6</sub> 轴上电子浓度分布图

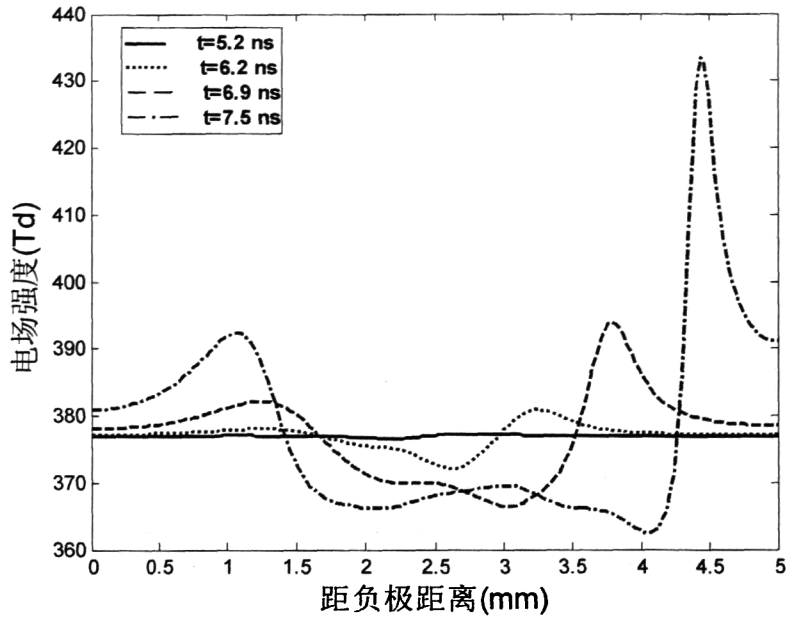
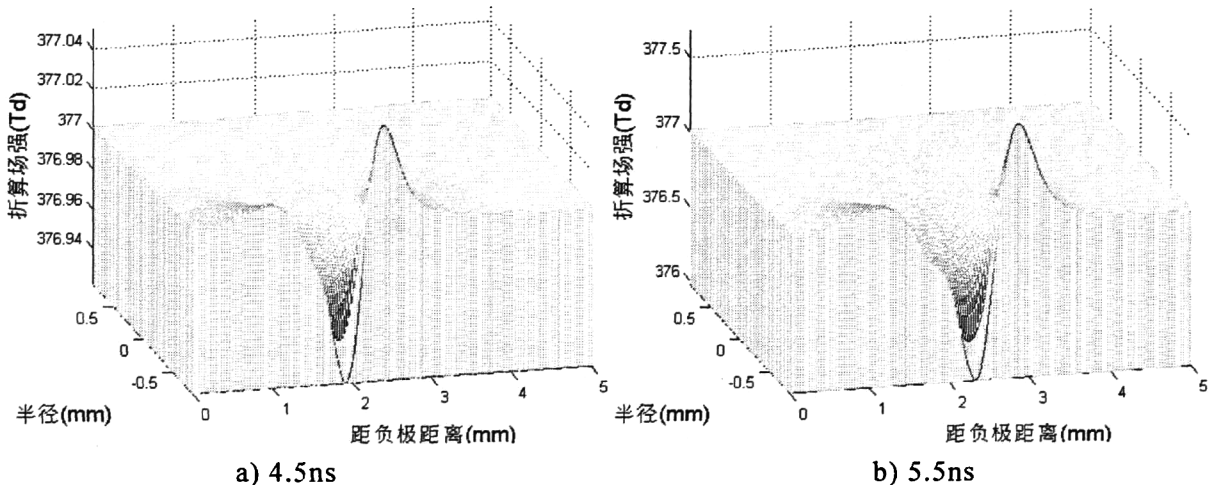


图 4.12 正向流注下 SF<sub>6</sub> 轴上电场分布图

图 4.12 描述的是不同时刻 SF<sub>6</sub> 通道内轴上的场强变化，与混合气体的场强曲线(图 4.4,图 4.9)相差很大。图 4.4 和图 4.9 中，负极板处一直出现很高的场强波峰，并且在通道快要被击穿时才被前进的正向流注头处场强超过。而图 4.12 中则不同，正向流注头场强从一出现就是最高，并且直到击穿也没被负向流注头的场强超过；而且负向流注是从 1.5mm 开始向 0.5mm 发展的。这也是因为 SF<sub>6</sub> 的电子吸附能力太强，要经过一段时间才能形成畸变场强来导致负向流注出现。

图 4.13 描述的是 SF<sub>6</sub> 空间电场分布图，与图 4.5、图 4.10 对比可以在二维状态下方便地看出：SF<sub>6</sub> 的正向流注移动和混合气体的正向流注类似，在向正极推进过程中，两个场强峰值均不断增大，同时正向流注头部后面的电场塌陷区不断扩大；正向流注的畸变场强一直高于负向流注的畸变场强，这是由于 SF<sub>6</sub> 中，电子太容易被吸附，因此电子崩在形成流注前会发展的比较慢，等到电场畸变到足够出现流注时，正向流注的畸变场强已经超过了负向流注的畸变场强，在余下的击穿过程中也不会再被负向流注的场强超过了。



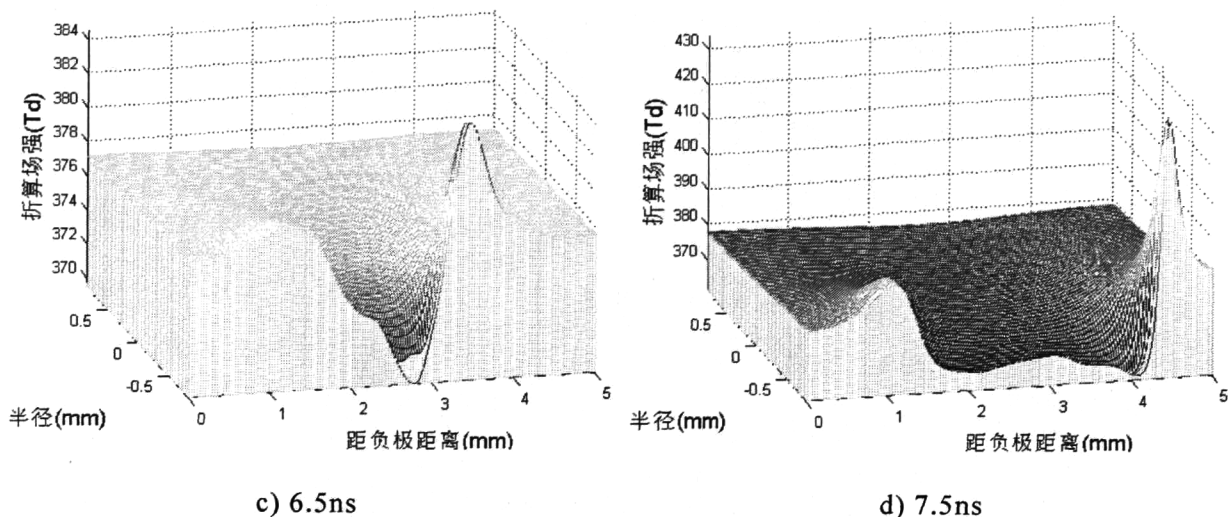


图 4.13 正向流注下 SF<sub>6</sub> 空间电场分布图

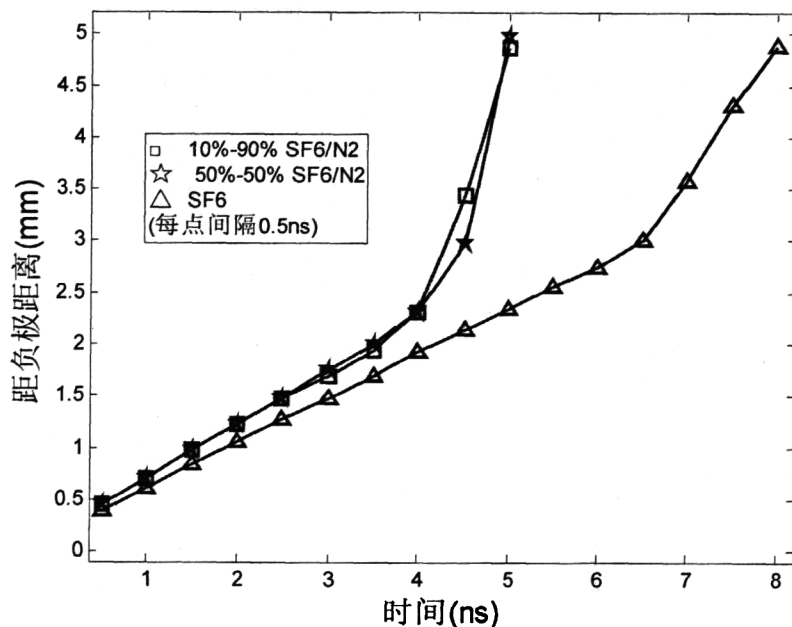


图 4.14 正向流注头位置分布图

图 4.14 标记的是不同气体的正向流注头在不同时刻的位置分布图。从图中可以看出正向流注头在击穿过程的大部分时间里都是很稳定地向正极推进，只在最后时刻才出现一段加速运动。并且由于 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 和 50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 的电负性弱一些，使得他们的正向流注头到达正极的时间比 SF<sub>6</sub> 更少，也即比 SF<sub>6</sub> 更容易击穿。

#### 4.4 本章小结

本节对相同条件下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub>、50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 和 SF<sub>6</sub> 气体的正向流注发展情况进行了模拟，并就模拟结果作了分析和比较，结果表明：

1) 初始电子引发向正极发展的电子崩，电子崩在前行中不断在崩头积累电子，崩尾则留下正离子，使得电子崩前沿带负电荷，后尾带正电荷。分布不均匀



的空间电荷会改变空间电场的大小，出现崩的头、尾处电场高，崩体内电场低的情况。崩头、尾的高电场使得头、尾前沿处的气体击穿发生地更剧烈，加速了崩向两极发展，最终形成了正、负向流注。

2) 在流注头前进时，其后面的击穿通道内场强将会低于初始场强，形成电场塌陷。

3) 混合气体与  $\text{SF}_6$  相比，前者中各种粒子的增长速度、正向流注的击穿速度和击穿电流值增加的速度都比后者快，表明混合气体比  $\text{SF}_6$  更容易击穿。

## 第 5 章 负向流注的模拟

### 5.1 混合气体(10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub>)负向流注发展情况

本章与前一章的区别在于：初始电子不是放在靠近负极板侧，而是放在正极板附近( $x=4\text{mm}$ )。模拟开始后，初始的电子崩仍将向正极( $x=5\text{mm}$ )推进，但由于离正极太近，电子崩很快达到正极附近并消失于正极板；过一段时间之后，将出现由正极出发向负极流动的负向流注(cathode-directed streamer)。

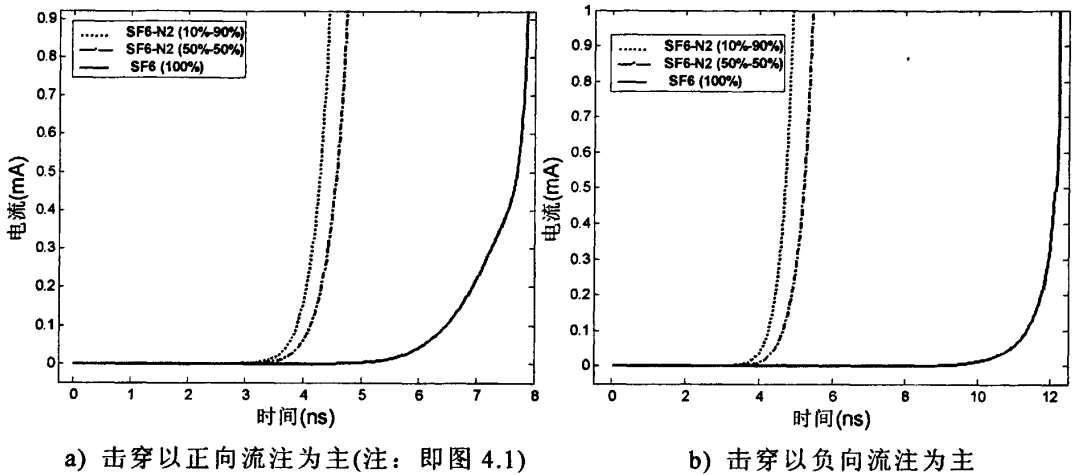


图 5.1 三种气体的轴上电流对比图

图 5.1 是不同气体的轴上击穿电流图，将图 a), b) 进行对比可发现几个区别。相同气体正向流注下的击穿电流上升时刻早于负向流注击穿电流的上升时刻。纯 SF<sub>6</sub> 击穿电流的这种区别更大：正向流注下的上升时间比负向流注下的提前差不多 4ns。这表明：击穿电流在以正向流注为主情况下更容易出现，间隙更容易击穿。这证明了在 SF<sub>6</sub> 中出现极性效应<sup>[78, 79]</sup>：若在正极板出现局部缺陷引起稍不均匀场时，其击穿电压比负极性的高。

图 5.2 绘出了 12 个时刻的 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 轴上电子浓度分布图。从前 6 个时刻可看出，电子不断向正极移动，浓度也在增加。大约在 2ns，电子崩接触正极，到 2.5ns 时，电子浓度峰值从 2ns 的约  $9 \times 10^{14}$  增长到  $3.5 \times 10^{15}$ ，而且电子分布的区域也比 2ns 的更广了。从 3ns~5ns 可以看出，电子的数量和分布区域都在增长。4.75ns 时，电子分布曲线在 3mm 处出现了上翘，说明向负极发展的负向流注明显地出现了，这个上翘描述了负向流注头的位置。到 5ns 时，负向流注头已经移动到了 2mm 处，负向流注头处(2mm)的峰值低于同时刻正极板附近峰值(5mm)，但高于前一时刻负向流注头(4.75ns, 3.25mm)和正板附近(4.75ns, 5mm)

的峰值。可见流注出现之后，整个击穿通道中电子的增长比流注出现前要快的多。

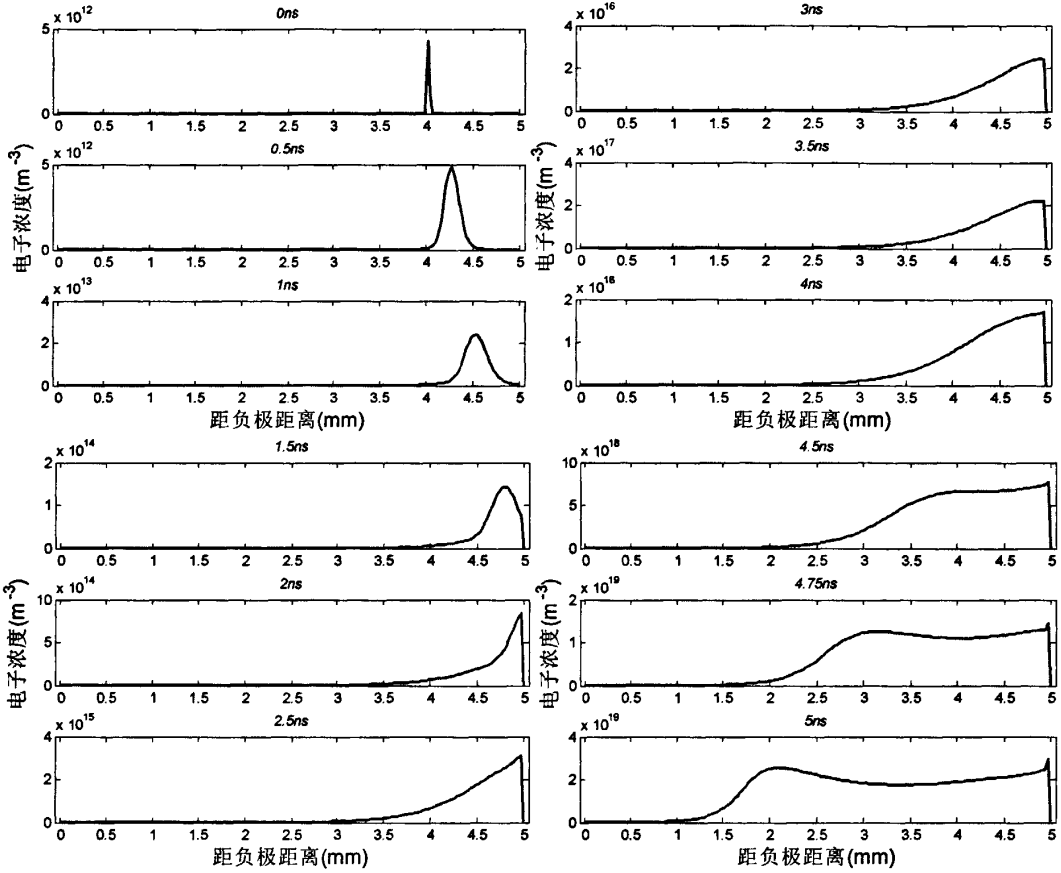


图 5.2 负向流注下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 轴上电子浓度分布图

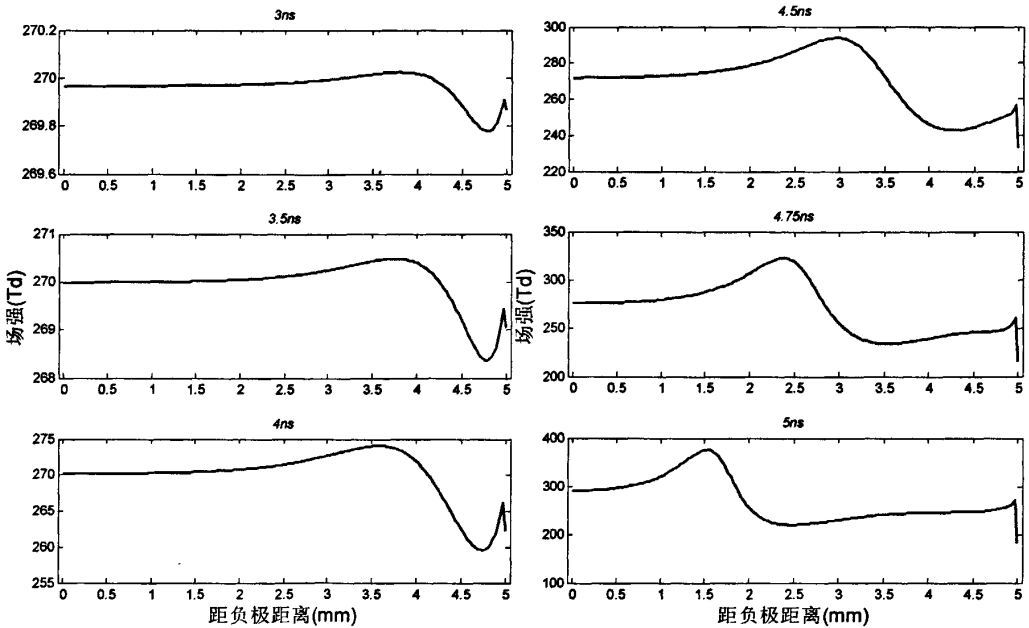


图 5.3 负向流注下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 轴上电场图

图 5.3 绘出了混合气体电场分布图，图中本应该是一条直线的电场线却出现

了起伏, 这表明空间中出现了带电粒子, 而且空间正负电荷出现了分离, 因此影响了原来的均匀场强。对比前文图 2.2d) 中的合成电场可知, 波谷和较大波峰所在的区域应该有较多的正电荷, 负电荷则大多聚集在正极板附近, 因此形成了电场曲线上的波浪。在流注出现(4.75ns)之前, 波峰和波谷的极值偏离初始直线(即初始场强值)不太大(最大、最小偏差值都不超过 10%)。而在 4.75ns 流注出现时, 偏差值都超过了 10%。并且随着时间的推移, 可见该波浪在逐渐向负极板推进, 波峰和波谷也分别在加大和变深。这表明, 负向流注在向负极推进, 而且影响在逐渐变大。

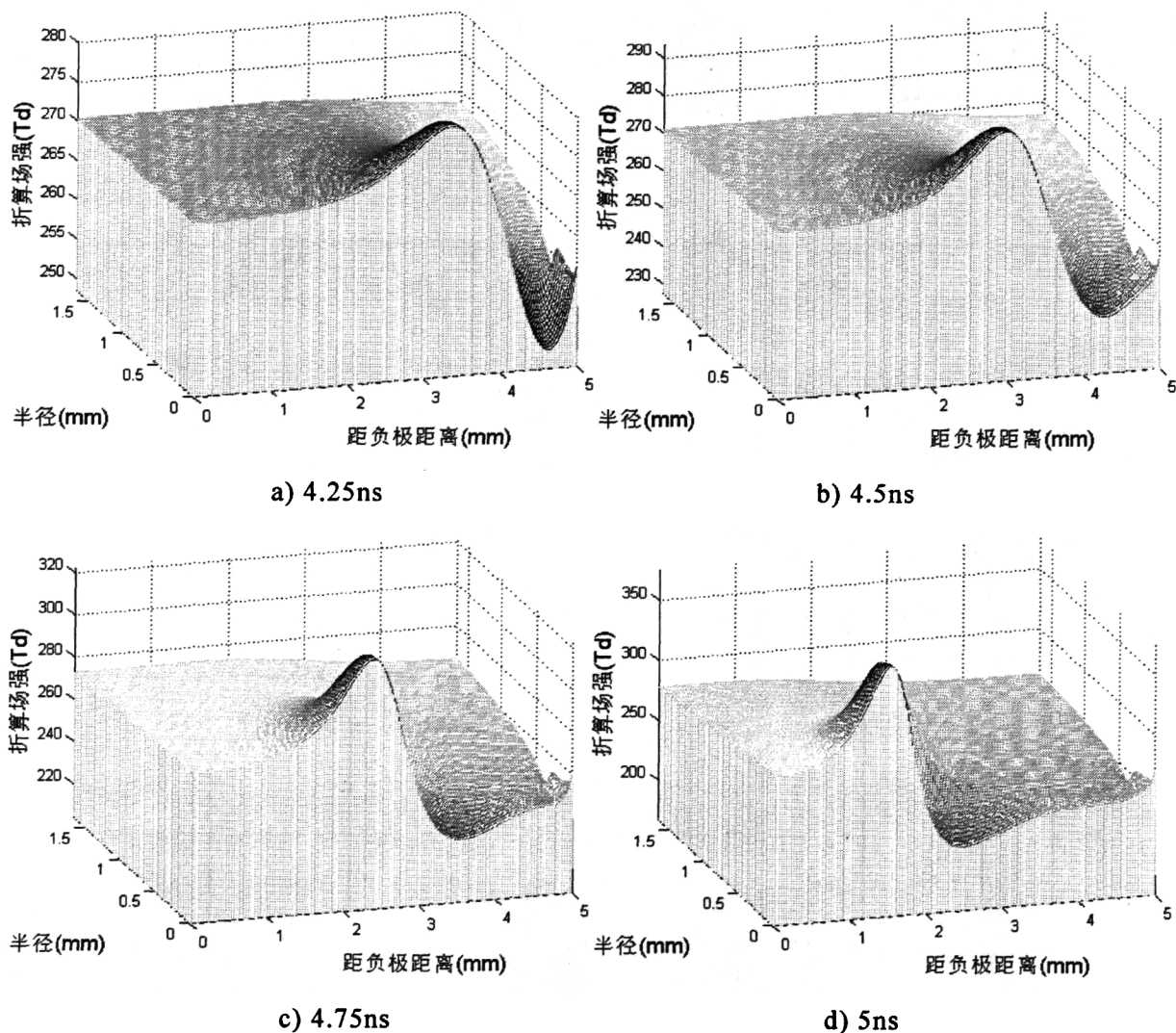


图 5.4 负向流注下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 空间电场分布图

图 5.4 和图 4.5 的波形发展状态既有相似又有不同: 两图在流注的起始极板附近都有几乎固定的场强波峰, 都有向另一极板推进的流注, 不同的是起始极板不同。但图 5.4 中推进的负向流注场强峰值始终高于正极附近的场强峰值, 而图 4.5 中则相反, 推进的正向流注场强峰值在通道被击穿之前一直低于负极附近的场强峰值。而且图 5.4 中的电场塌陷不如图 4.5 中那么剧烈。

图 5.5 描述了 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 中的等电位分布图。

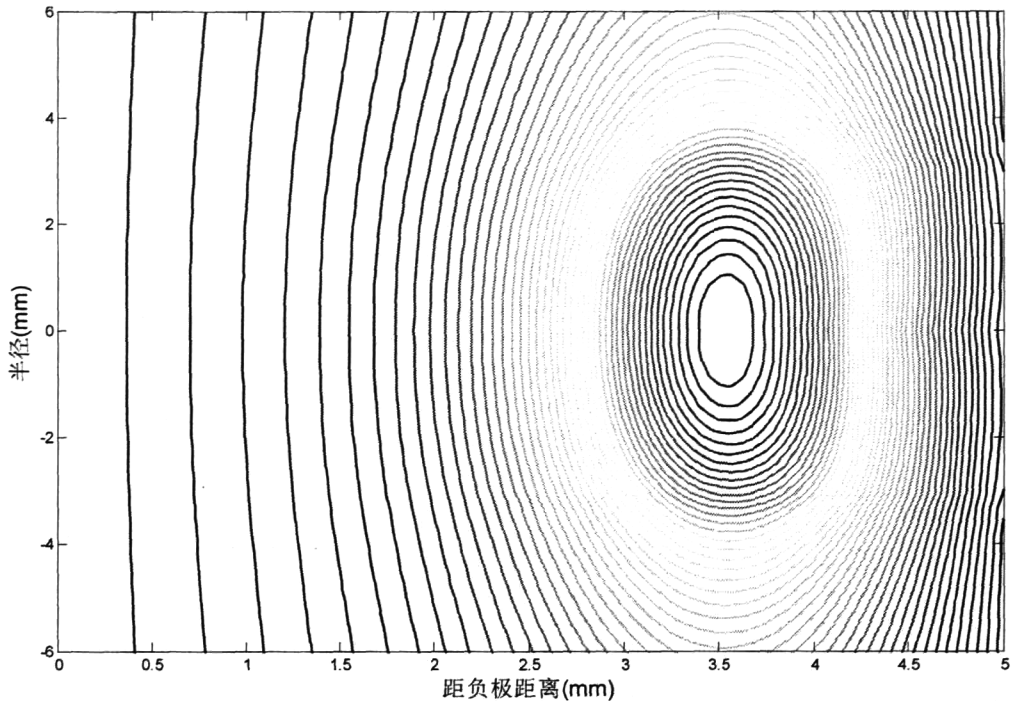


图 5.5 负向流注下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 空间带电粒子的电位分布图(4.5ns)

## 5.2 混合气体(50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub>)负向流注发展情况

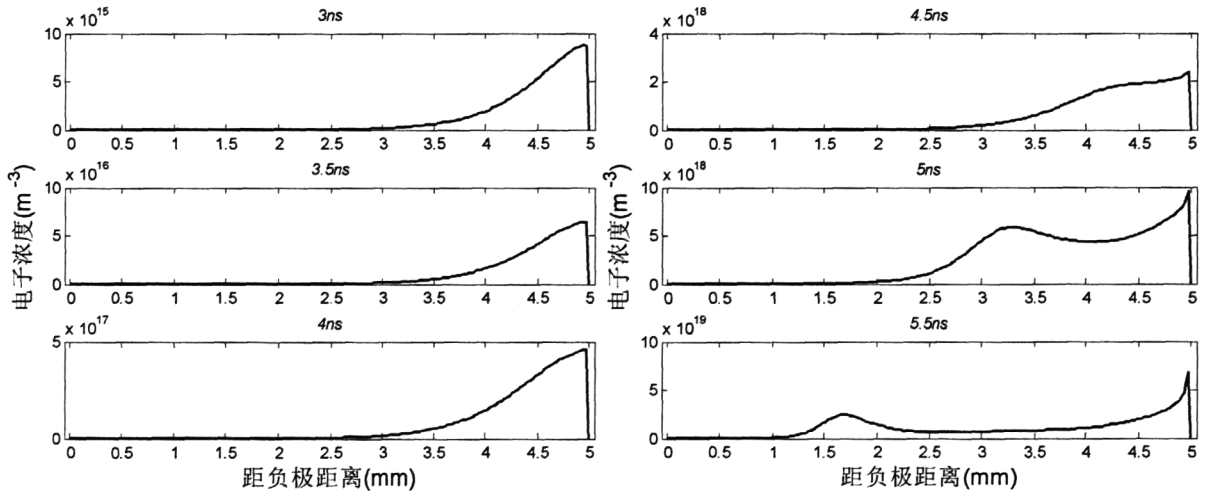
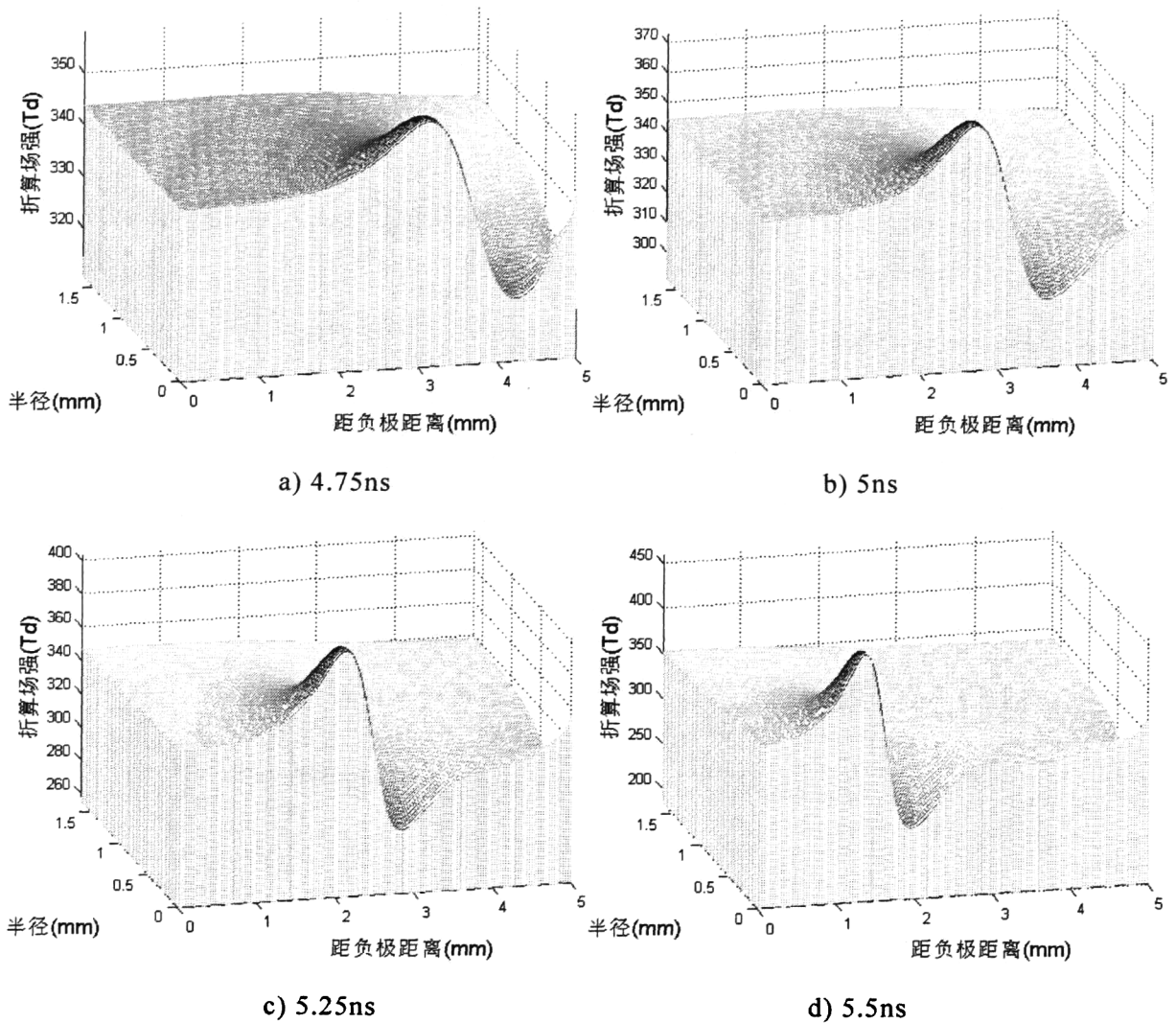


图 5.6 负向流注下 50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 轴上电子浓度分布图

图 5.6、图 5.7 分别与图 5.2、图 5.4 类似，区别在于图 5.6 的电子增长速度比图 5.2 慢，而且流注发展速度慢，原因是前者 SF<sub>6</sub> 浓度高于后者。

将图 5.4 和图 5.7 分别与图 4.5 和图 4.10 对比，可以发现前面两图只出现了一个明显的波峰，而没有后两者的两个波峰的形状。

本节模拟的结果与上一节类似，故不作详细的分析。

图 5.7 负向流注下 50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 空间电场分布图

### 5.3 SF<sub>6</sub> 负向流注发展情况

图 5.8 是纯 SF<sub>6</sub> 轴上电子浓度分布图。由于纯 SF<sub>6</sub> 吸附自由电子能力比混合气体要强，所以当电子崩到达正极板后，并不像图 5.6 中那样只过了 5ns 就出现了负向流注。从图 5.8 中可以看出，负向流注是从 8.5ns 时刻出现的，而且流注头的出现形态也和图 5.6 有所不同。图 5.6 中，当电子崩在极板附近发展和维持一段时间(3ns~4ns)后，原本倾斜的电子浓度分布曲线在中段开始凸起(4.5ns, 4mm~4.5mm)，然后在 5ns, 3.25mm 处出现负向流注头并快速发展，但负向流注头处(5ns, 3.25mm 或 5.5ns, 1.7mm)的峰值始终没超过正板附近(5mm)的峰值。

图 5.8 中，负向流注是直接从正极板附近(8.5ns, 4.5mm)形成的，这个负向流注头的峰值从一出现就超过了正板附近(5mm)的峰值，并且随着向负极板推进其峰值一直在不断增加。从 8.5ns 到 10.5ns 可看出：每过 0.5ns，负向流注头的峰值就几乎翻一倍(对应峰值分别为  $8 \times 10^{16}$ ,  $1.7 \times 10^{17}$ ,  $3.5 \times 10^{17}$ ,  $6.5 \times 10^{17}$ ,  $14 \times 10^{17}$ )。而图 5.6 中 5ns 到 5.5ns 的 0.5ns，负向流注头的峰值则增加了约 3 倍。

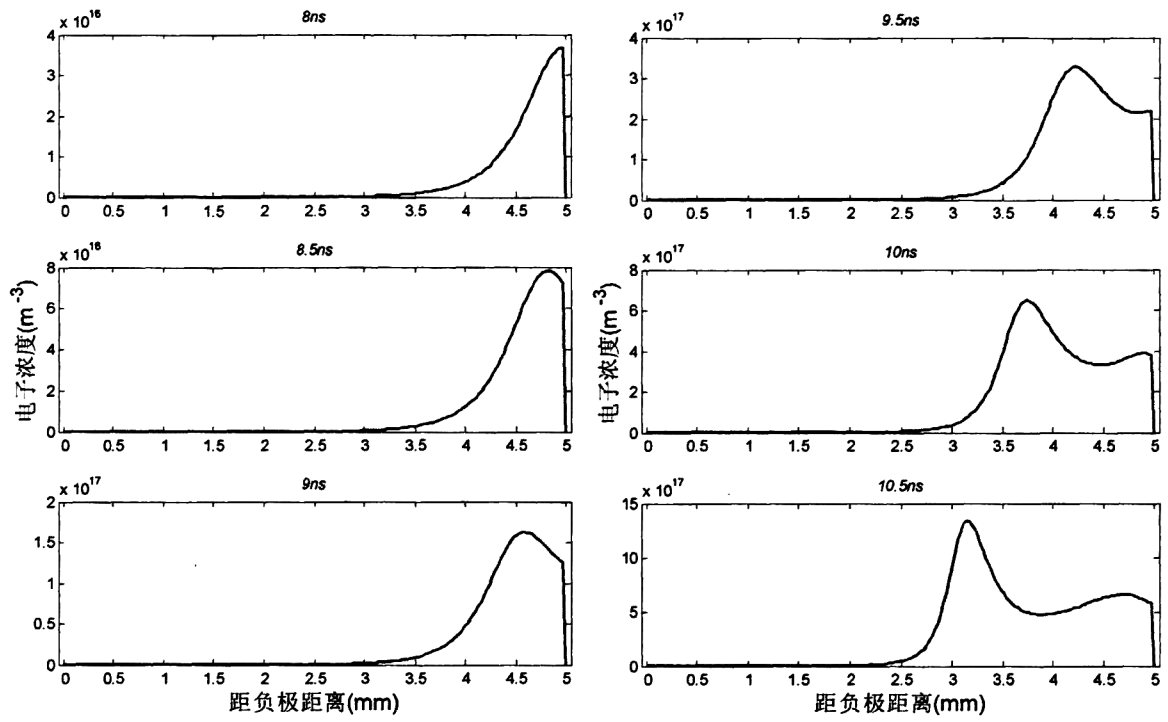


图 5.8 负向流注下 SF<sub>6</sub> 轴上电子浓度分布图

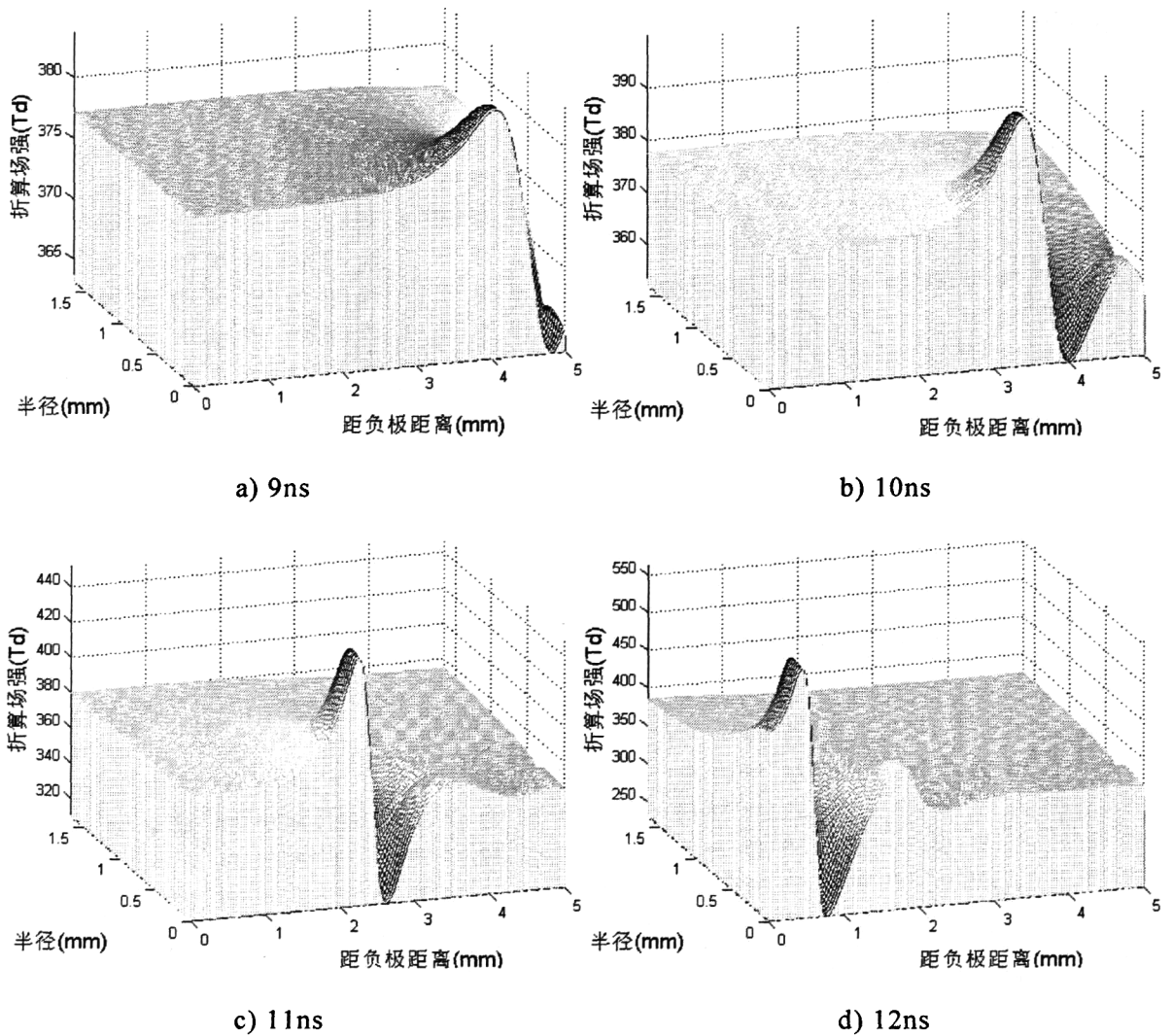


图 5.9 负向流注下 SF<sub>6</sub> 空间电场分布图

从图 5.9 和图 5.4、图 5.7 三幅图可以看出，随着气体中 SF<sub>6</sub> 浓度增加，图中的波峰开始变得陡峭而且两个波峰之间的波谷范围在缩小。并且在图 5.9c)、d) 中，后部的小波峰逐渐发展成类似前部大波峰的样式。

图 5.10 给出了不同气体的负向流注头在不同时刻的不同位置。图中三条曲线在 2ns 之前的上升表示都初始电子崩头(正向流注头)向正极发展。接下来两种混合气体的(负向)流注头都离开正极快速运动到了约 4mm 处(2.5ns)，然后负向流注头在 2.5ns~4ns 内很缓慢地向负极移动。这段发展缓慢的时期(平台期)就是流注在积累带电粒子和等待电荷分离，以影响原来的均匀场强。接下来负向流注快速的发展，在 2ns 内运动到了负极附近。也可以参考图 5.3 的场强发展图，3.5mm~4mm 处的场强在不断升高，结果导致负向流注在 4ns 之后爆发，并加速向前运动到达负极板。

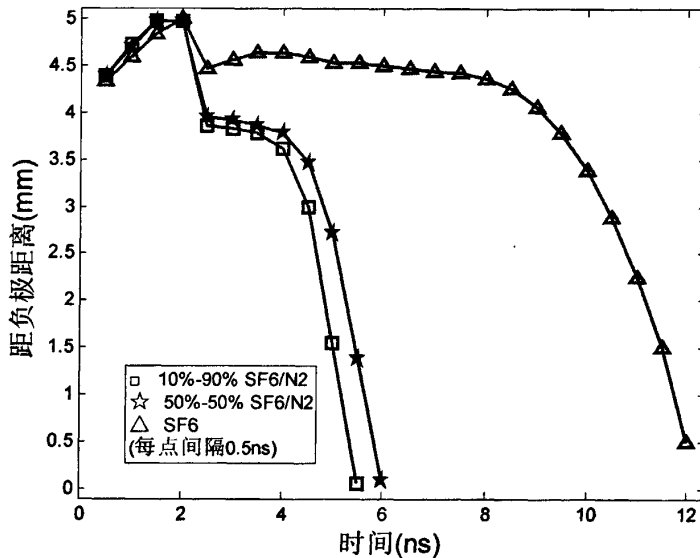


图 5.10 负向流注头位置分布图

图 5.10 中的 SF<sub>6</sub> 的流注运动情况与混合气体的类似。其中最大的区别就是 SF<sub>6</sub> 的平台期持续时间很长，差不多和混合气体的整个间隙击穿时间一样长。SF<sub>6</sub> 的流注头速度也比混合气体的慢，混合气体的流注爆发后只花不到 2ns 就走到了负极，SF<sub>6</sub> 用了 4ns 还没走完。原因在于 SF<sub>6</sub> 是一种强电负性气体，自由电子很容易被 SF<sub>6</sub> 分子吸附成负离子，降低了流注速度。而低浓度 SF<sub>6</sub> 混合气体中自由电子能很方便地与气体分子碰撞，积累动能，加大碰撞电离的概率，从而更容易产生新电子，因此击穿速度更快，这从图 5.10 上就直观的反映了出来。

## 5.4 本章小结

本节对相同条件下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub>、50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 和 SF<sub>6</sub> 气体的负向流注发展情况进行了模拟，并就模拟结果作了分析和比较，结果表明：



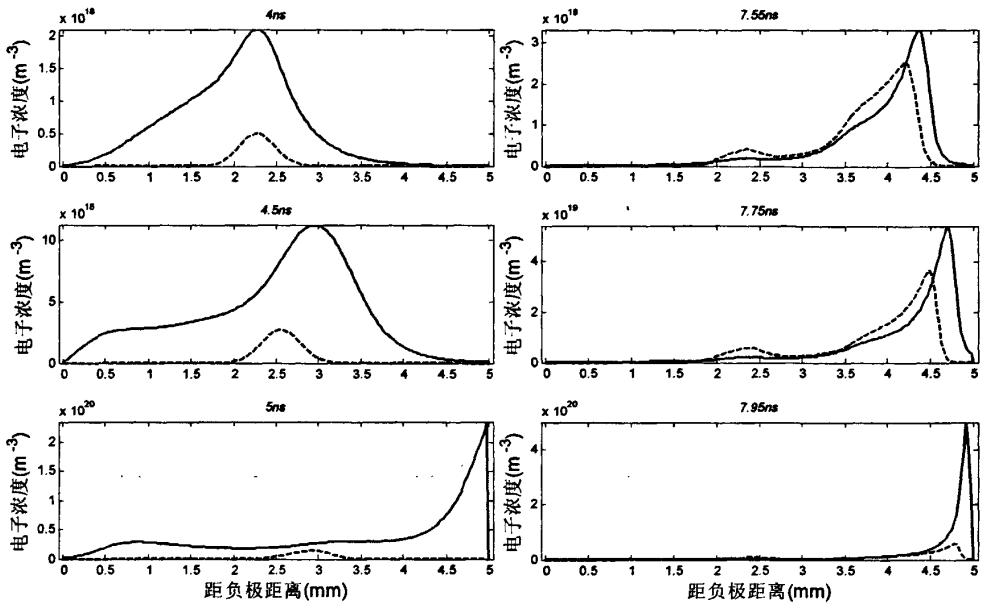
1) 初始电子崩在正极附近发展, 接触正极后会停留在正极板附近, 不断地产生新离子和新电子, 在酝酿了一段时间后正负电荷出现分离, 引起正极板附近的电场发生畸变, 从而产生了向负极发展的负向流注。

2) 不同气体的负向流注发展速度并不相同。50%-50%  $\text{SF}_6/\text{N}_2$  的负向流注速度几乎为  $\text{SF}_6$  的两倍, 流注头的影响也比后者大得多, 因此击穿时间几乎只为后者的一半左右。

3) 以正向流注为主的击穿时间少于以负向流注为主的时间, 表明负极性击穿电压低于正极性击穿电压, 这与稍不均匀场下的极性效应相符。

4) 不同气体负向流注的不同表现源自  $\text{SF}_6$  的含量不同,  $\text{SF}_6$  的强电负性使得如果气体中  $\text{SF}_6$  含量越少, 电子越容易产生, 流注的影响更大, 击穿也就越容易发生。





c) 50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub>

d) SF<sub>6</sub>

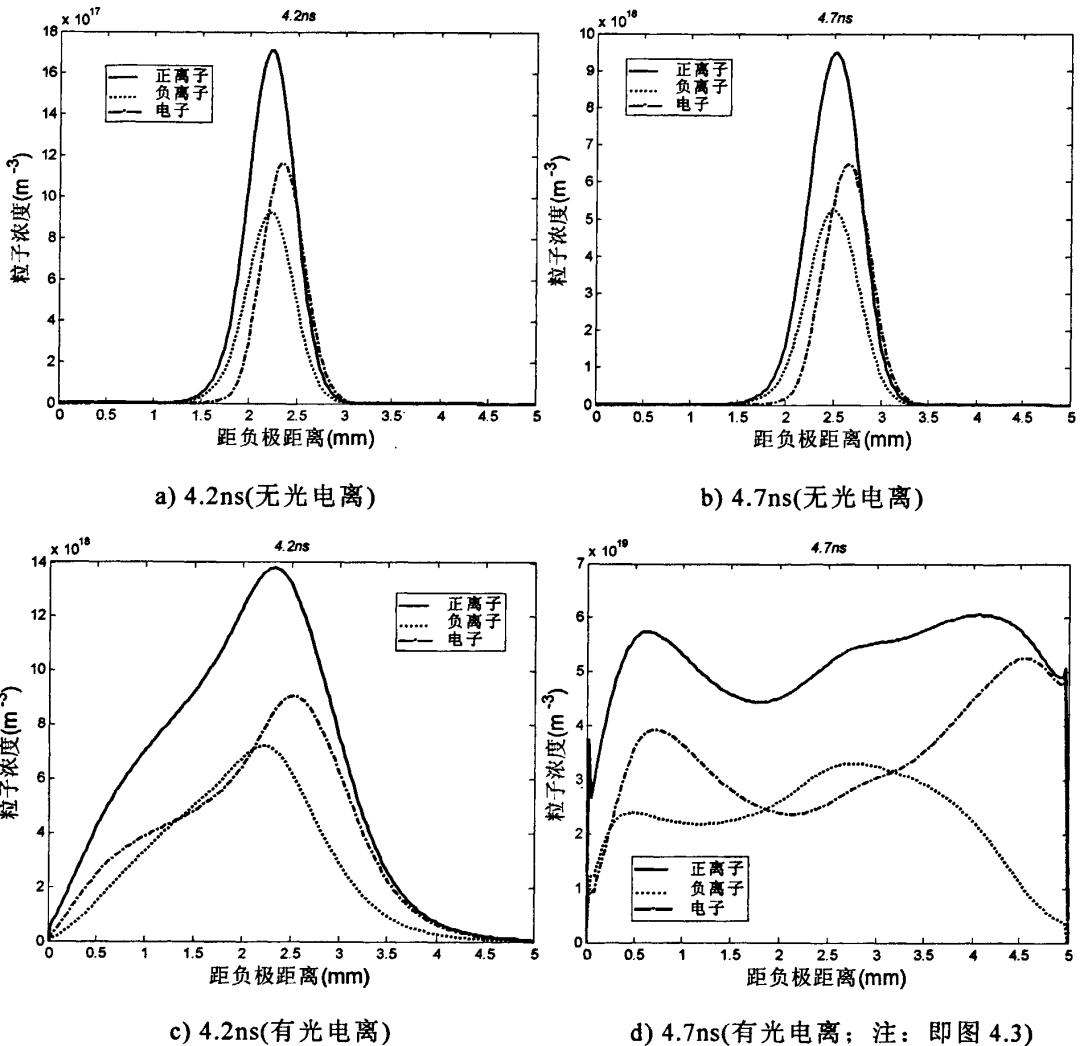
图 6.1 正向流注电子浓度对比图(实线为有光电离, 虚线为无光电离)

图 6.1 是两种气体在有、无光电离下的轴上电子浓度对比图。从图中可以看出, 实线(光电离)大多分布在虚线之上(无光电离), 可知光电离增加了放电时的电子数量, 并且可以加快流注的发展速度, 这种效果对于 SF<sub>6</sub> 成分少的气体尤为显著。

在图 6.1a)、c)50%-50% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 击穿过程中, 光电离对电子浓度的增强作用非常明显。从 1ns 起的各个时刻, 光电离下的电子浓度均超过无光电离的情况。而且越接近最终击穿时刻, 光电离对电子浓度的增幅越大。

在图 6.1b)、d)的 SF<sub>6</sub> 中, 6ns 之前光电离对电子浓度的影响很不明显。到了 6.5ns 时, 有光电离下的电子浓度才开始在浓度和位置上均领先于无光电离下的情况。从图 6.1 的两种气体对比可以看出, SF<sub>6</sub> 的含量对光电离的增益效果有很大影响。在图 b)、d)中, 无光电离时的新电子主要靠碰撞电离产生, 在加入光电离后, 电子浓度有了一定的增加, 但没有图 a)、c)那么明显。

图 6.2 给出的是 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体在不同时刻的轴上粒子浓度分布。分别对比图 6.2 的 a)、c)和 b)、d), 可以看出与图 6.1 一样, 光电离增强了放电中的电子数量, 同时也增加了正离子和负离子, 并且从曲线覆盖的范围来看, 光电离下的带电粒子分布的更广。这是由于流注体携带了大量正、负电荷, 容易频繁发生复合过程, 发射出的光子在流注头、尾的强场区引起光电离而产生大量二次电子, 这些二次电子在流注头、尾又会引起更多的碰撞, 产生更多的电子、正离子和负离子, 因此带电粒子的数量和分布范围都增大了。

图 6.2 正向流注下 10%-90% SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体轴上粒子浓度分布图

从图 6.3b)可以看出,有光电离时的负离子浓度与无光电离时相差不是很大,而 a)中两种情况下负离子浓度表现出了巨大的差异,原因是 SF<sub>6</sub> 分子吸附能力太强,使得光电离所产生的电子大多被吸附成负离子,不能再参与碰撞电离,因此抑制了光电离对放电的增强效果。

而混合气体中电子更容易产生同时也更不容易被吸附成负离子,因此电子数增长远高于 SF<sub>6</sub>。虽然混合气体的吸附能力不如 SF<sub>6</sub>,但多出的大量电子仍能保证产生大量负离子。这就使得在图 6.3 有、无光电离的对比中, b)中的负离子数差别远远小于 a)中的差别。

混合气体中的电子即使有一部分变成了负离子,但剩下的自由电子仍然很多。此外,由于负离子也带负性,在流注向正极推进时也会像电子一样增强流注头前的空间场强,使得电子能更快的碰撞出新电子。因此混合气体中有光电离时,即使很多电子被吸附成负离子,仍能保证电子数和流注发展速度快速增长。



## 6.2 光电离模拟的优化处理

本文中,光电离的增益浓度也如同其他带电粒子浓度一样是分布在各个网格点上的。某个网点上光电离的源项来源于整个放电通道内其他网点对该网点的增益之和。这个定义虽然简单,可是实际上在计算中我们发现这种网点的增益叠加极大的拖慢了计算速度,因为要考虑一个网点的光电离源项就需要将整个平面网点至少都纳入循环一次。因此在计算中我们采用了一些简化的办法来降低时间消耗。

方法一:减少计算网点。根据文献<sup>[37]</sup>,可以认为流注通道只占据了 0.1mm 的直径,因此在考虑光电离时只需要考虑半径为 0.05mm 的一个圆柱体。将光电离集中发生在一个小圆柱体中确实减少了实际的计算时间,至少不会长到让人无法忍受,也没有使得模拟结果出现过于离谱的偏差。

方法二:减少循环次数。对于 Matlab 来说,一次载入矩阵的所有元素进行整体运算优于对矩阵中每个元素进行循环运算,这是 Matlab 的优势所在,但不用循环的缺点就在于无法对巨大的矩阵进行整体处理。本文中所采用的矩阵均较小,因此可以充分发挥 Matlab 对矩阵进行整体处理的优势。

本程序的编写采用程序分块设计。程序的主体是一个大循环,包含各个程序块。

在不考虑光电离时,只有在用 SOR 迭代法解泊松方程的程序块中用到了循环运算,而且该程序块中的循环计算是无法避免的。而使用 Matlab 的矩阵运算,可以避免在其他的程序块中使用循环运算。通过使用 Matlab 的程序效率分析和不断调试,压缩其他程序块的运行时间,最终将求解其他程序块所用时间,减少到只占用大循环时间的 3%左右。

在考虑光电离时,将光电离也用一个程序块来实现。光电离的模拟采用了式(3.4)。用 Matlab 程序实现该式,将出现多个循环嵌套的局面。而 Matlab 中每使用一次循环,都将使程序的效率下降,时间延长。因此,通过分析式(3.4)的特殊性可知:在整个网格上,浓度、电离系数和速度这三个变量均是每大循环一次就改变一次;剩下的变量  $\Omega$  和指数函数  $e$  则和网格的配置有关,与时间变化并无关系。并且  $\Omega$  和  $e$  的值源于循环叠加各网点的增益,但其值不随大循环而改变。因此可以将这两个值事先编好程序用循环得出结果,然后以文件形式保存在硬盘上,然后在大循环中载入该值即可。如此可以方便对计算时间进行分配,避免了在主要的大循环中重复计算固定的网点增益,方便了程序的调试,也使得程序更有可读性。

经过上面的改进,在每次大循环中,只有两个地方需要用到循环:求解泊松方程和计算光电离增益。不过即使采取了上面两种方法,光电离循环的计算仍然耗时巨大,据我们估计,有光电离时的计算时间约为无光电离时的 5~10 倍左右。

### 6.3 本章小结

本节对混合气体在有、无光电离下流注放电过程进行了对比。结果表明对同一种气体，光电离可以增加放电过程中的电子数和正、负离子数，特别是在流注头、尾的区域，使电场畸变更严重，因而对流注起到增强和加速的作用。结果也表明无论在有、无光电离的情况下，低  $\text{SF}_6$  浓度气体均比高  $\text{SF}_6$  浓度更容易击穿。

## 结 论

SF<sub>6</sub> 由于其优异的物化性能使其成为高压电力设备最重要的绝缘和熄弧介质。然而 1997 年 12 月在日本通过的《京都议定书》中 SF<sub>6</sub> 被列为全球管制使用的六种气体之一。目前最有可能替代 SF<sub>6</sub> 的气体介质为 SF<sub>6</sub> 含量较低的 SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体。但关于该类气体的绝缘特性及相关的放电机理研究在国际上才刚刚开展, 特别是对于 SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体中流注放电发展进程及产生机制方面的研究报道很少, 因此本课题对该问题展开专题研究。以期能够更加深刻理解该类气体介质的放电机制, 进而为后续以该类气体为绝缘介质的电力设备的绝缘设计提供必要的理论支持。

本文采用耦合电子、正离子和负离子的连续方程与泊松方程对不同 SF<sub>6</sub> 含量的 SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体进行流注放电二维动力学仿真, 并采用通量校正传输法进行求解。由于流注放电可以看成是大量粒子流的运动, 因此本文采用流体方程来描述流注放电的运动过程。流体连续方程的优点在于一次可以处理大量的粒子, 相比蒙特卡洛(Monte Carlo)这种方法可以节省大量的计算时间。同时本文在国内首次实现了二维情况下的 SF<sub>6</sub> 及其混合气体放电过程的动态仿真。模拟过程考虑了带电粒子及中性气体分子的电离、吸附、复合、扩散以及光电离等过程, 模拟结果能较准确地对含 SF<sub>6</sub> 气体的电子崩和流注放电过程进行描述, 清楚的描述出空间带电粒子的演变情况, 并对于放电过程中不同时刻的电子、正离子和负离子浓度分布以及电场强度分布都能进行定量计算。

(1) 对 SF<sub>6</sub> 含量不同的三种气体进行模拟, 其结果表明: 在初始电子受电场力作用向正极移动过程中, 不断地碰撞中性气体分子而产生出了正离子、负离子, 在放电通道中引发出电子崩, 并转化成流注, 流注到达极板后, 最后会形成贯穿通道的狭长等离子体。由于电子、负离子与正离子的运动方向相反, 速度也不同, 因此等离子体中的正、负电荷出现了分离, 导致等离子体的头、尾附近都出现电场畸变, 这加速了等离子体的发展。

(2) 对 SF<sub>6</sub> 含量不同的三种气体的正向起始流注发展过程进行模拟, 结果表明: 在极板间外施电压略高于击穿电压时, 在负极附近置入初始电子, 初始电子引发的电子崩会快速向正极发展, 并形成正向流注; 此外, 在不同 SF<sub>6</sub> 浓度的气体中, 都观察到在正向流注发展的同时出现了负向流注。

(3) 对 SF<sub>6</sub> 含量不同的三种气体的负向起始流注发展过程进行模拟, 结果表明: 当外施电压略高于击穿电压时, 在正极附近置入初始电子, 电子向正极移动, 接触到正极板后消失, 但电子引发的电子崩并不会消失。可以看到在正极板附近聚集着许多带电粒子并且数量在不断的增长, 在一段时间之后会引起正极附近的电场畸变, 从而爆发出流向负极的负向流注。



(4)对比起始流注为正向流注和起始流注为负向流注的模拟,结果表明:正向起始流注的发展速度比负向起始流注的要快,间隙的击穿用时更少。这说明:当初始电子(比如由局部缺陷而产生的)出现在负极板附近时,间隙更容易击穿;即若在负极板附近出现局部缺陷引起稍不均匀场时,其击穿电压比正极性击穿电压要低,这正符合了稍不均匀场的极性效应。

(5)通过对不同  $\text{SF}_6$  含量气体模拟击穿结果的分析,发现低  $\text{SF}_6$  含量的气体比高  $\text{SF}_6$  含量的气体更容易击穿。这是由于  $\text{SF}_6$  的电负性很强,自由电子极易被吸附成负离子,而且电子被吸附成负离子的可能性随着  $\text{SF}_6$  含量的减少而大为减少。低  $\text{SF}_6$  浓度的混合气体中,自由电子能很方便地与气体分子碰撞,积累动能,从而加大碰撞电离的概率,因此会更容易产生出新的电子,因此击穿速度更快。

(6)对不同  $\text{SF}_6$  含量气体进行了有光电离和无光电离的模拟放电对比,发现光电离对于流注的击穿起到了增强作用。流注体内的正、负粒子频繁的发生复合,发射出的光子在流注头、尾区域引起的光电离造成了大量的二次电子,从而产生出更多的电子、正离子和负离子,使得带电粒子的数量和分布范围都增大了。因此光电离对于流注击穿起到了增强作用。并且通过对比发现,在  $\text{SF}_6$  含量越低的气体里,光电离对击穿起的影响越明显。

## 不足与期待的改进

(1)采用有限差分法对电场进行求解有其局限性,即不方便对复杂的电极结构(如针板之类的极不均匀场)进行处理,若能采用有限元法对不均匀电场进行剖分求解则可以拓展本课题的应用范围。目前世界上凡采用 FCT 对气体放电进行模拟的先进资料中,都是将 FCT 和有限元进行结合来进行处理的。因为有限差分法对 FCT 求解只适用于规则网格中,而要想使用不规则网格或是拓展到三维,就需要使用有限元法才行。

(2)对光电离的模拟:本文中的光电离只涉及光子对空间分子的作用,并未考虑到光子对电极的光发射源项。本文模拟的流注基本上是以规则的形状进行发展,但若加入光发射的效果,则会使流注的发展出现不规则的状态,如:可能在流注体的上面伸展出分支,并可能影响流注的下一步发展。目前国际上在气体放电模拟中加入光发射也是属于研究的比较少的领域,因此希望能在后来的工作中加入光发射的影响。

## 参考文献

- [1] 梁曦东, 陈昌渔, 周远翔.高电压工程[M].北京:清华大学出版社,2003:1-2.
- [2] 小崎正光.高电压与绝缘技术[M].李福寿,译.北京:科学出版社,2001:6.
- [3] 莫尔施 W, 豪席尔德 W.高压绝缘用六氟化硫[M].李建基,译.北京:机械工业出版社,1984:5.
- [4] Christophorou L G, Olthoff J K, Van Brunt R J.Sulfur hexafluoride and the electric power industry[J].Electrical Insulation Magazine, IEEE, 1997, 13(5):20-24.
- [5] 邱毓昌.GIS 装置及其绝缘技术[M].北京:水利电力出版社,1994:35.
- [6] 黎斌.SF<sub>6</sub> 高压电器设计[M].北京:机械工业出版社,2003:1-2.
- [7] 汪汎, 邱毓昌, 张乔根.六氟化硫混合气体绝缘的发展动向[J].绝缘材料, 2002, 35(5):31-34.
- [8] Guillen M, Buret F, Beroual A.Lightning impulse withstand of a gas-insulated line filled with N<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub>[C]. Eleventh International Symposium on High Voltage Engineering (Conf Publ No 467), London, UK, 1999, 3:71-74.
- [9] Marcros, Ward, Anis, et al.Insulation Integrity of GIS/GITL Systems and Management of Particle Contamination[J].DEIS, 2000, 16(5):25-37.
- [10] Singha S, Thomas M J, Naidu M S.Characteristics of VFTO generated in a GIS with SF<sub>6</sub>-N<sub>2</sub> gas mixture as the insulating medium[C].Conference Record of the 2000 IEEE International Symposium on Electrical Insulation, 2000, Anaheim, CA, USA, 2000:284-287.
- [11] Yamada, Ishida, Hayakawa, et al.Partial discharge and Breakdown Mechanisms in ultra-dilute SF<sub>6</sub>-N<sub>2</sub> gas Mixtures[J].IEEE Trans on Dielectrics and Electrical Insulation, 2001, 8(1):137-142.
- [12] Moukengue Imano A.The influence of the dielectric strength of the N<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub>-insulation by conducting particle on the spacer surface[J].IEEE Trans on Dielectrics and Electrical Insulation, 2003, 11(2):483-490.
- [13] Cho M, Ishiyama S, Ohtsuka S, Hikita M.Search of optimum gas mixture ratio as gas insulating medium by genetic algorithm[J].IEEE Trans on Dielectrics and Electrical Insulation, 2004, 11(2):334-347.
- [14] Hayakawa N, Yoshitake Y, Koshino N, et al.Impulse partial discharge characteristics and their mechanisms under non-uniform electric field in N<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub> gas mixtures[J].IEEE Trans on Dielectrics and Electrical

- Insulation, 2005, 12(5):1035 -1042.
- [15] Hoshina Y, Sato M, Shiiki M, et al. Lightning impulse breakdown characteristics of SF<sub>6</sub> alternative gases for gas-insulated switchgear[J]. IEE Proceedings A- Science, Measurement and Technology, 2006, 153(1):1-6.
- [16] Dincer M S, Hiziroglu H R, Bektas S. The behavior of N<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub> gas mixtures subjected to orthogonal electric and magnetic fields[J]. IEEE Trans on Dielectrics and Electrical Insulation, 2006, 13(2):257-263.
- [17] Koch H, Hopkins M. Overview of gas insulated lines (GIL)[J]. Power Engineering Society General Meeting, IEEE, 2005, 1:940-944.
- [18] Christophorou L G, Olthoff L G, Green D S. Gases for electrical insulation and arc interruption: possible present and future alternatives for pure SF<sub>6</sub>[J]. NIST Technical Note 1425, 1997:1-48.
- [19] Qiu Yuchang, Kuffel E. Comparison of SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> and SF<sub>6</sub>/CO<sub>2</sub> Gas Mixtures as Alternative to SF<sub>6</sub> Gas[J]. IEEE Trans on Dielectrics and Electrical Insulation, 1999, 6(6):892-895.
- [20] Pfeiffer W, Tong L, Schoen D. Computer simulation of streamer discharge processes in SF<sub>6</sub> and SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> mixtures[C]. XIV International Conference on Gas Discharges and their Applications, Liverpool, 2002:227-230.
- [21] Toyota H, Matsuoka, Hidaka K. Voltage time characteristics of SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> and CF<sub>3</sub>I-N<sub>2</sub> gas mixtures in nanosecond range[C]. XVth International Conference on Gas Discharges and their Applications, Toulouse, France, 2004:395-398.
- [22] Lim S W. Electron swarm parameter in SF<sub>6</sub>+Ar mixture gas[C]. Proceedings of the 5th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials, Seoul, Korea, 1997, 1:146-149.
- [23] Ward S A. Assessment of optimum SF<sub>6</sub>-Air, SF<sub>6</sub>-N<sub>2</sub>, SF<sub>6</sub>-CO<sub>2</sub> according to particle contamination sensitivity[C]. Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Austin, TX, USA, 1999, 1:415-418.
- [24] 肖登明, 朱莉莉, 李红. SF<sub>6</sub>-CO<sub>2</sub> 混合气体中电子输运特性的蒙特卡洛模拟[J]. 上海交通大学学报, 1999, 33(12):1482-1484.
- [25] Xiao D M, Li X G, Xu X. Swarm parameters in SF<sub>6</sub> and CO<sub>2</sub> gas mixtures[J]. J Phys D: Appl Phys, 2001, 34:133-135.
- [26] Hernandez Avila J L. Electron transport and swarm parameters in CO<sub>2</sub> and its mixtures with SF<sub>6</sub>[J]. J Phys D: Appl Phys, 2002, 35:3364-3369.
- [27] Pinheiro M J. Effective ionization coefficients and electron drift velocities in gas mixtures of SF<sub>6</sub> with He, Xe, CO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub> from Boltzmann analysis[J]. J

- Phys D: Appl Phys , 2002, 35:3077-3084.
- [28] J de Urquijo. Electron swarm and transport coefficients for the binary mixtures of SF<sub>6</sub> with Ar and Xe[J]. J Phys D: Appl Phys , 2003, 36:1489-1494.
- [29] Pfeiffer W, Schoen D. Requirements for gaseous insulation for application in GITL considering N<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub> with low content SF<sub>6</sub>[C]. Conference Record of the 2004 IEEE International Symposium on Electrical Insulation,, Indianapolis, USA, 2004:536-539.
- [30] Mizobuchi T, Toyota H, Matsuoka S, et al. Nanosecond Electrical Discharge Development in SF<sub>6</sub>-N<sub>2</sub> Gas Mixtures[J]. Transactions of IEEJ A, 2005, 125(8):629-635.
- [31] Dissenter A, Finkel M, Grund A, et al. Dielectric properties of N<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub> mixtures for use in GIS or GIL[C]. Eleventh International Symposium on High Voltage Engineering (Conf Publ No 467), London, UK, 1999, 3:67-70.
- [32] 邱毓昌, 冯允平, 张鸣超. SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体绝缘介质的研究[J]. 西安交通大学学报, 1993, 27(1):1-6.
- [33] 阮全荣, 施围, 桑志强. 750kV GIL 在拉西瓦水电站应用需考虑的问题[J]. 高压电器, 2003, 39(4):66-69.
- [34] Jianfen Liu, Govinda Raju G. R. Streamer Formation and Monte Carlo Space-charge Field Calculation in SF<sub>6</sub>[J]. IEEE Trans on Electrical Insulation, 1993, 25(2):261-270.
- [35] Morrow R. Properties of streamers and streamer channels in SF<sub>6</sub>[J]. Phys Rev A, 1987, 35(4):1778-1785.
- [36] Wu C, Kunhardt E E. Formation and propagation of streamers in N<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>-SF<sub>6</sub> mixtures[J]. Phys Rev A, 1988, 37(11):4396-4406.
- [37] Morrow R. Theory of positive corona in SF<sub>6</sub> due to a voltage impulse[J]. IEEE Trans on Plasma Science, 1991, 19(2):86-94.
- [38] Vitello P A, Penetrante B M, Bardsley J N. simulation of negative-streamer dynamics in nitrogen[J]. Phys Rev A, Jun 1994, 49(6):5547-5598.
- [39] Okabe S, Hara T, Takaaki F. Simulation of positive corona discharge in SF<sub>6</sub> gas by multichannel model[C]. 1996 IEEE International Symposium on Electrical Insulation, Montreal, Que, Canada, June 16-19, 1996, 2:810-813.
- [40] Georghiou G E, Morrow R, Metaxas A C. The theory of short-gap breakdown of needle point-plane gaps in air using finite-difference and finite-element methods[J]. J Phys D: Appl Phys , 1999, 32:1370-1385.
- [41] Georghiou G E, Morrow R, Metaxas A C. Characterization of point-plane

- corona in air at radio frequency using a FE-FCT method[J].J Phys D: Appl Phys , 1999, 32:2204-2218.
- [42] Seung-Kil Choi, Duk-Yong Ha, Heung-Jin Ju.The space charge effect on the corona discharge of SF<sub>6</sub> gas[J].IEEE Trans on Magnetics, 2002, 38(2):1289-1292.
- [43] Georghiou G E, Morrow R, Metaxas A C.Two-dimensional simulation of streamers using the FE-FCT algorithm[J].J Phys D: Appl Phys , 2000, 30:27-32.
- [44] 莫尔施 W, 豪席尔德 W.高压绝缘用六氟化硫[M].李建基,译.北京:机械工业出版社,1984:17.
- [45] 莫尔施 W, 豪席尔德 W.高压绝缘用六氟化硫[M].李建基,译.北京:机械工业出版社,1984:20.
- [46] 莫尔施 W, 豪席尔德 W.高压绝缘用六氟化硫[M].李建基,译.北京:机械工业出版社,1984:36.
- [47] 梁曦东, 陈昌渔, 周远翔.高电压工程[M].北京:清华大学出版社,2003:19.
- [48] 邱毓昌, 施围, 张文元.高电压工程[M].西安:西安交通大学出版社,1995:9.
- [49] Leob L B, Meek J M.The Mechanism of Electric Spark[M].Stanford, California:Stanford University Press,1940:54.
- [50] Raether H.Electron Avalanches and Breakdown in Gases[M].London:Butterworths,1964:64.
- [51] Schumann W O.Elektrische Durchbruchfeldstarke von Gasen[M].Berlin:SpringerVerlag,1923:215-216.
- [52] Pedersen A.Calculation of spark breakdown or corona starting voltages in nonuniform fields[J].IEEE Trans PAS, 1967, 86(2):200-206.
- [53] Pedersen A.Criteria for spark breakdown in sulfur hexafluoride[J].IEEE Trans PAS 1970, 89(8):2043-2048.
- [54] Aleksandrow G N.Uber die Anderung des Entladungsmechanismus in Gasen Untererhohtm Druck[J].ELEKTRIE, 1970, 24(11):407-411.
- [55] Lingal H J, Storm A P, Jr Browne T E.An investigation of the arc-quenching behavior of the sulfur hexafluoride[J].AIEE, 1953, 72(3):242-246.
- [56] Yoon K H, Spindle H E.Study of the dynamic response of arcs in various gases[J].AIEE, 1959, 77(3):1634-1640.
- [57] 阮全荣,施围,桑志强.750kV GIL 在拉西瓦水电站应用需考虑的问题[J].高压电器, 2003, 39(4):66-69.
- [58] 黄明良.拉西瓦水电站接入系统与西北 750kV 电网建设方案的研究[J].电网

- 技术, 2005, 29(13):20-25.
- [59] 陈梁金,李文艺,施围.750kV GIL-GIS 系统雷电侵入波防护的研究[J].高压电压技术, 2005, 31(6):39-41.
- [60] Riedl J, Hillers T.Gas insulated transmission lines[J].Power Engineering Review, IEEE, Sept 2000, 20(9):15-16.
- [61] 刘兆林.500 kV 气体绝缘金属封闭输电线路在华东电网的应用[J].华东电力, 2005, 33(12):81-83.
- [62] 王湘汉,汪 泓,邱毓昌.气体绝缘传输线的近期发展动向[J].高压电器, 2008, 44(1):69-72.
- [63] Georgiou G E, Morrow R, Metaxas A C.Simulation of the coronal development in air at radio frequency:the effects of attachment, secondary emission and diffusion[C].Science, Measurement and Technology, IEE Proceedings, 2000, 147(2):65-73.
- [64] Sato N.Discharge current induced by the motion of charged particles[J].J Phys D: Appl Phys, 1980, 13:3-6.
- [65] 盛剑霓.电磁场数值分析[M].北京:科学出版社,1984:1.
- [66] 倪光正,杨仕友,钱秀英等.工程电磁场数值计算[M].北京:机械工业出版社,2006:93.
- [67] 曾金平.数值计算方法[M].长沙:湖南大学出版社,2004:89.
- [68] Boris J P, Book D L.Flux-Corrected Transport I SHASTA, A fluid transport algorithm that works[J].J Comp Phy, 1973, 11(1):38-69.
- [69] Zalesak S T.Fully Multidimensional Flux-Corrected Transport[J].J Comp Phy, 1979, 31:335-362.
- [70] Parrott A K, Christie M A.FCT applied to the 2-D finite element solution of tracer transport by single phase flow in a porous medium[C].Proc ICFD Conf on Numerical Methods in Fluid Dynamics 1986 Oxford: Oxford Univ Press, 1986:609.
- [71] Zalesak S T.Introduction to "Flux-Corrected Transport I SHASTA, A Fluid Transport Algorithm That Works"[J].J Comp Phy, 1997, 135(2):170-171.
- [72] Boris J P, Book D L.Flux-Corrected Transport II : Generalizations of the method[J].J Comp Phy, 1975, 18:248-283.
- [73] Boris J P, Book D L.Flux-Corrected Transport III Minimal-error FCT algorithms[J].J Comp Phy, 1976, 20:397-431.
- [74] Morrow R, Lowke J J.Space-charge effects on drift dominated electron and plasma motion[J].J Phys D: Appl Phys , 1981, 14:2027-2034.

- [75] 雷清泉.工程电介质的最新进展[M].北京:科学出版社,1999:122.
- [76] Morrow R.Theory of negative corona in oxygen[J].Phys Rev A, 1985, 32(3):1799-1809.
- [77] Dhali S K, Williams P F.Two-dimensional studies of streamers in gases[J].J Appl Phys , 1987, 62(12):4696-4707.
- [78] 梁曦东, 陈昌渔, 周远翔.高电压工程[M].北京:清华大学出版社,2003:31.
- [79] 林福昌.高电压工程[M].北京:中国电力出版社,2006:12.

## 附录 A 攻读学位期间所发表的学术论文目录

- [1] 王湘汉, 汪 飒, 邱毓昌. SF<sub>6</sub>/N<sub>2</sub> 混合气体流注放电二维动力学模型的计算机仿真[J]. 绝缘材料, 2007, 40(4): 70-73.
- [2] 王湘汉, 汪 飒, 邱毓昌. 气体绝缘传输线(GIL)的近期发展动向[J]. 高压电器. 2008, 44(1): 69-72
- [3] 王湘汉, 汪 飒, 邱毓昌. 均匀场中 SF<sub>6</sub> 二维流注放电模型的动态仿真[J]. 高电压技术. (已录用)
- [4] Xianghan Wang, Feng Wang, Wolfgang Pfeiffer, Nikolai Kouzichine. Simulation of Two-Dimensional Streamer Discharge in Uniform Field in Low SF<sub>6</sub> Content Mixtures[C]. 2008 IEEE International Symposium on Electrical Insulation. (已录用, 会费已提交)



## 致 谢

本课题从最初的选题论证到研究过程，以及最后的论文撰写，都是在汪泓教授指导下完成的。汪老师对我非常关心，多次询问研究进程，并为我指点迷津，帮助我开拓研究思路，精心点拨、热忱鼓励，使得我的课题研究得以顺利进行。汪老师一丝不苟的作风，严谨求实的态度，踏踏实实的精神，不仅授我以文，而且教我做人，虽历时三载，却给我终生受益不尽之感。我对汪老师的感激之情是无法用言语表达的。

同时我要感谢我的同门印峰、刘文静和张宪标，他们也经常和我讨论项目上遇到的问题，启发了我对课题的认识，并且对我在生活上给予了不少帮助。此外还要特别感谢我的好友周丽兰和同乡、师妹陈芳，她们从很多方面都帮助了我。在此向它们表示深深的感谢和敬意！

最后，对评阅本文的各位专家学者所付出的辛勤工作表示诚挚的谢意！

本文的研究工作得到了国家自然科学基金的(No: 50607004)资助。