

闪电物理*

庄洪春†

(中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100080)

摘要 闪电物理研究的重点是地闪的研究.地闪的物理过程包括云中起闪过程、闪电传播过程及接地过程.在较大范围的云中强电场区内,两雨滴掠过碰撞形成的细丝顶端产生的电晕或冰类水汽凝结物表面的电晕可能触发闪电.闪电在空气中的传输过程就是先导从电晕向电弧的转化过程.闪电落地过程的核心是上迎先导的形成及与下行先导的连接.闪电物理研究的重点在闪电落地过程,并应与雷电防护研究结合起来进行.

关键词 闪电物理,雷暴,雷击机理

THE PHYSICS OF LIGHTNING

ZHUANG Hong-Chun†

(Center for Space Science and Application Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract The main focus of research on lightning physics is cloud-to-ground lightnings including its initial formation in the clouds, propagation in the air and contact with ground structures. In a large cloud area with strong electric field, the corona at the tips of the water thread formed during passing collision between two raindrops or the corona on the surface of ice-like hydrometers will trigger lightning. The propagation of lightning in air is a transformation process from corona to electric arc. The key process is the formation of an upward leader from the ground structure and its joining up with the downward leader. Research physics should focus on the discharge to ground process, together with protective measures against lightning.

Key words lightning physics, thunder storm, strike mechanism

1 引言

250多年前,富兰克林(Franklin)的实验证明了闪电是空气中的放电现象.这一闪电的本质已经家喻户晓,更为学术界一致公认.闪电物理的研究就是要揭示这种放电的具体物理过程.本文把注意力集中在云地闪电方面.其物理过程包括(1)云中起闪过程(2)闪电在空气中的传播过程(3)闪电与地面的连接过程.

2 闪电过程的现象描述

闪电的整个过程称为一次电闪,历时半秒钟左右.一次电闪中包含几个大电流脉冲过程称为闪击,每次闪击历时约1ms,各次闪击间隔几十毫秒.首次闪击大多从云开始,向地面开辟电离通道,称为先导.传播形式为阶跃性的一步步向下.每一步直线前进约50m,历时约 $1\mu\text{s}$,每步停顿约 $30\mu\text{s}$,下一步的方

向不一定与前一步一致.随着梯级先导一步步接近地面,先导电荷使地面导电物体上的感应电荷及大气电场强度步步增强.直至最后一步,地面或地面物体表面产生电离通道叫上迎先导,上迎先导向上传播与继续向下传播的梯级先导连接,立即产生强电流沿先导开辟的电离通道中和云地电荷,称为回击.这就完成了首次闪击.随后的闪击过程也开始于先导,完成于回击,但先导是连续前进的直窜先导.继后闪击一般都沿首次闪击相同的路径.

以占云地闪90%的下行先导负闪电为例,可以看到闪击过程有三个阶段(1)云中产生先导的过程(2)先导在云地空间的传播过程(3)先导与地面上迎先导的连接从而转变到回击的过程.下面我们分别叙述.

* 云南省科技计划项目(批准号:创新基金2001CX19)

2001-11-14收到初稿,2002-03-08修回

† 通讯联系人. E-mail: zhuang@center.cssar.ac.cn

3 云中起闪过程

虽然,雷暴云的起电机机制尚无很确切和一致的认识,但已有的几种起电机机制的认识和外场测量都表明,云中电荷的载体主要是云滴、雨滴、冰晶等云粒子,同时也有云内空间中的正负离子.在 $2.5 \times 10^5 \text{V/m}$ 电场下,云滴带电可达 10^{-10}C 电量,雷云空间带电离子密度可达 $2 \times 10^{11} \text{m}^{-3}$.在云中起闪前,由于云粒子的吸附作用,离子密度很低,以致云内空间电导率明显低于云外空间的电导率.因此云中电荷的载体只要考虑云粒子.因此云中起闪的因素主要是云粒子.

用火箭在雷雨云中的测量结果表明,云内电场强度最大约 $4 \times 10^5 \text{V/m}$.云中起闪过程的理论必须经受这个数值的检验.

由于云粒子自身带电而造成击穿空气是不可能的,因为雷云起电的各种机制都没有如此强的电源效果,可使云粒子充电到足以自身击穿空气的电量.对周围空间离子的吸附更只能使云粒子带电量减少.带电云粒子的破碎分裂也只能使粒子表面电场强度减弱,因此云中起闪只能指望在强电场的空间中云粒子的电晕放电现象.由水滴在电场中起晕的实验看到,使水滴起晕所需的电场强度约为 $9.5 \times 10^5 \text{V/m}$,即使水滴带上大量电荷,使其产生电晕所需的电场强度也只降低到约 $5.5 \times 10^5 \text{V/m}$,比雷云中测到的最大电场值高不少.所以可以认为,强电场中单个雨滴破裂所伴生的电晕放电,不可能是触发闪电的原因.

一对雨滴相碰撞,能够在瞬间产生一个形变很厉害的形状,特别有利于诱发电晕^[1].由实验可以看到^[2],两水滴中心碰撞时将成为袋状,掠过碰撞时将拖出一条液体细丝,可为水滴半径的数倍之长.丝最终断裂消失,细丝的顶端在产生电晕时是相当尖锐的.两水滴中心碰撞时始晕电场值为 $5 \times 10^5 \text{V/m}$ 左右,而掠过碰撞后,降为 $2.5 \times 10^5 \text{V/m}$,这比实测雷云中电场强度的最大值低,因此可以成为云中起闪的机制.

冰类水汽凝成物的始晕电场和电流的实验表明,云冰的电晕可提供丰富的正负离子流^[3].雹块的始晕场强值仍高,但雪花在 5.5km 高空的云环境中始晕电场可低至 $3.9 \times 10^5 \text{V/m}$.因此,冰类水汽凝结物的电晕可能是有些情况下的云中起闪机制,但仍需进一步的研究来确认.

云粒子表面电晕放电也并不一定造成起闪,可能的结果有两个,它或者能使空间电导率和漏电流增加,从而阻止电场进一步增大,不能造成闪电.另一种结果是造成闪击.传播流光所需的电场强度小于起晕所需电场.在较弱电场强度环境下,流光传播距离不长,当流光离开源区后,其强度即按指数衰减.如果电晕粒子周围的高电场强度区扩展到足以使正流光消耗在某一临界电量的范围,则会造成闪击.因此,场强的分布成为是否能触发闪击的决定性因素,即,如果强电场在云中很大范围内存在,则电晕放电将可能触发闪击.

4 闪电在空气中的传输过程

闪击是空气中长距离电击穿过程.先导在空气中的传输过程的一种早期和较普遍采用的模式是源电荷模型,认为先导从电荷源始发,以单极性向一个方向传输,在先导通道中电荷分布均匀^[4].后来 Kasemir^[5]提出了双向不带电先导概念,将先导看成在强电场中的无源导线,两端产生电晕而双向传输延伸,这一模型得到了人工引雷实验的验证^[6].无论哪种模型,先导总是从电晕开始.所以,要想说明闪电在空气中的传输过程首先要阐明电晕转化为先导电弧的过程.

各类电晕离子的分布和随时间变化用连续性方程和泊松方程描述.在二维模型下,电晕电流 J_c 与环境电场 E 有如下关系^[7]:

$$J_c = \alpha (E - E_0)^2 E, \quad (1)$$

其中 E_0 为起晕电场, α 为由起晕尖端形状、环境等因素所决定的常数.先导头部附近区域的电场强度小于一定值(如 $1.5 \times 10^5 \text{V/m}$ ^[8])时,先导将停止传播,电晕发展成闪击的过程就终止.

先导从电晕,即电子雪崩转化成电弧状态时,包括以下七个物理过程:(1)先导顶端的电离,即产生新的电子和离子;(2)由于电子迁移速度快,落在后边的正离子团,使电子向后收缩;(3)电子附着在气体分子上形成负离子;(4)电子与正离子的复合;(5)电子和离子由电离通道向外径扩散;(6)电子和离子对中性分子的加热、激发和发光;(7)电子导电至电弧导电(热电离)的转化.

上述第五个过程向外径扩散过程有如下关系^[9]:

$$\rho^2 = 4Dt, \quad (2)$$

其中 ρ 为扩展闪道的半径, D 为扩散系数, t 是从电

弧开始起算的时间. 扩散系数可表示为

$$D = \frac{1}{3} \lambda v, \quad (3)$$

λ 为离子或电子的自由程, v 为离子或电子的平均热运动速度. 在标准大气中, 氮离子的 $\lambda_i = 0.8 \mu\text{m}$, $v_i = 500 \text{m/s}$, 因而 $D = 1.33 \times 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$, 所以

$$\rho_i^2 = 5.32 \times 10^{-4} t. \quad (4)$$

在标准大气中, 自由电子 $\lambda_e = 5.66 \lambda_i = 4.53 \mu\text{m}$, $v_e = 380 v_i = 190 \text{km/s}$, 因此 $D = 0.86 \text{m}^2/\text{s}$.

上述第六个过程为中性分子的激发过程, 可以证明^[10]对大气的加热作用, 即使中性分子动能增加, 主要是离子对中性分子的碰撞, 而电子碰撞的效果很小. 大气加热过程中所释放的能量主要是以光子形式出现, 光子使周围空气分子激励或电离, 从而产生进一步的电子雪崩, 形成高度电离, 离子又进一步加热气体, 直到最后形成电弧通道. 假如用电阻来描述电离通道^[11], 则开始电晕丝(即流光)的瞬变电阻反比于脉冲电荷, 随着电离程度的增强, 电阻变小, 放电电压逐渐变小. 到一定的临界值以后, 电压降开始随电荷(即电流)增大而下降, 电离通道呈现为负电阻, 就转化成了电弧, 即形成了击穿. 托普莱(Toepler)^[12]认为, 电晕丝临界电荷约为 1 个静电单位, 即 $(1/3) \times 10^9 \text{C}$, 临界电流约为 20mA, 临界时间约为 $1/60 \mu\text{s}$, 因此电晕所造成的无线电噪声为 50MHz 以上的甚高频.

闪电在空气中的传输过程的一个特点是梯级先导现象, 这是第一闪击中负先导顶端出现亮线, 正先导顶端则出现亮斑. Loeb, Meek^[13]和 Raether^[14]等认为, 这是电离通道中的正电荷的作用. 在雪崩头部, 电子受到两个电场(即原电场及雪崩头部的后方正离子电荷所形成的电场)的作用, 若后者相当大, 甚至大于前者, 则合成电场近于零甚至改变方向. 因此电子会退缩回正电荷区内, 使局部电场崩溃并产生强烈复合. 这就在各个方向上都产生很强的光电离, 并辐射出可见光. 同时由于电子附着到中性分子上, 正、负离子的复合以及离子的扩散, 使先导的电压降增大. 当电压降大到一定程度时, “电位波”就会由云内向先导顶端发展, 并在该处重新引起电离, 形成新的梯级.

Richard Brief^[15]提出了一个闪电在空中传播路径的理论, 即“最小时间/最大可能”的理论. 该理论认为, 闪电路径是花费最小时间的路径, 因为这一路径发生闪电的概率最大. 确定防雷保护区所用的“滚球法”可以看成是该理论的一个应用. 欧姆定律也是

该理论的一个推论, 即闪电走阻抗最小的路径, 因为走这条路径的概率最大.

基于长间隙放电的理论可用来描述闪电传输过程的物理图像. Deller 和 Garbagnat^[16]给出的这种传输模型的计算过程, 是首先用模拟电荷法计算电场强度. 雷云用单极性电荷环来模拟, 先导用线段电荷来模拟, 地面物体用接地点或线电荷模拟.

从首次回击电流和回击传播速度的外场实测结果, 可以得到先导闪道上电荷密度, 一般约为 $-100 \mu\text{C}/\text{m}$, 正先导约为 $+50 \mu\text{C}/\text{m}$. 具体数值是回击电流的函数.

先导传输的方向直接取决于电场强度的方向, 即沿着最大电位梯度的方向.

先导头附近存在流光区, 其范围是在电场强度大于 $3 \times 10^5 \text{V}/\text{m}$ 的区域, 这是从实验室资料外推得来的.

5 闪电落地过程

下行负先导闪电落地的过程包含下列阶段^[17]:

(1) 感应: 当下行负先导趋近地面时, 在地面及地物表面附近感应出瞬间电场; (2) 流光: 电场强到一定程度, 地物表面产生电晕流光; (3) 流光向上迎先导的转化: 在一定的条件下, 电晕流光转化为正先导, 该正先导向上传播寻求与下行负先导相交; (4) 终跳: 上迎的正先导与下行负先导相接, 就形成首次回击.

Rizk(1994)^[17]建立了一个计算模式, 定量分析这些过程. 在计算感应电位时, 假设下行先导的电荷分布是由云底到先导端线性增大. 总电荷量由回击电流大小决定. 用模拟电荷法计算先导及其地面镜像所产生的大气电场强度. 云中电荷所产生的电场即背景大气电场数值不大, 可以忽略, 但对高建筑物或山顶和高原等地, 电场数值尚较大, 应加进来. 得到大气电场强度后, 把电场强度从地面到建筑物高度作积分就得到感应电压的大小. 当这一电压达到或超过一个临界值, 在建筑物顶端即产生流光. Rizk 的算法实际上是假设建筑物没有感应电荷, 则建筑物顶端的电位就要升高. 事实上感应电荷是及时产生的, 因此建筑物顶端的电位可随时调整到零的电位. 所以我们用模拟电荷法, 直接计算出了建筑物表面的电场强度值, 当该值达到击穿大气的值时, 就产生流光. 这种算法应更符合实际情况.

下行先导与上迎先导交会处称“连接点”. 回击

起始于连接点,其特征是向下先导与上迎先导中的电流剧增,并以波动形式沿着已荷电的先导向上传播.回击可比拟为负电荷先导的波动,或比拟为中和了负先导中的电荷并向上运动的正波动.回击借助于上迎先导与地连结.于是较小的先导电流就会在极短的瞬间内从 100A 量级剧增至 1000—10000A 量级(电弧电流量级).作为一级近似,下行先导可用冲击阻抗为 Z 的无感导体模拟,上迎先导可用电感为 L 的良导体(击穿火花)模拟.已知先导电位为 V ,就能计算出基本电流 i 和初始电流的上升率 di/dt :

$$i = V/Z; \quad di/dt = V/L.$$

典型值: $Z = 500\Omega$, $V = 50\text{MV}$, 连接高度为 50m 时, $L = 100\mu\text{H}$. 进一步,可用波传播理论计算闪电通道的冲击阻抗 Z :

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (5)$$

及波传播速度 v :

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (6)$$

其中 L 和 C 为每米闪道的电感和电容.典型值可取 $L = 2\mu\text{H}/\text{m}$, $C = 10\text{pf}/\text{m}$.

Wagner^[18]的三级近似是以热能或波阵面的减幅电压为依据.这一图像是物理上公认的,也是惟一能解释回击速度低的理论.电弧状态一旦形成,冲击阻抗就取决于磁能 $i^2L/2$ 和电能 $V^2C/2$ 间的交换.

全部电流落地后,回击即以 10%—30% 的光速向上传播.当回击到达先导上端时,就像冲击波到达输电线的开口端而产生反射一样,电流被反射,并使通道中正电荷倍增.当反射电流波落地时,整个通道基本上已不存在电流,而只是正电荷.这时电流消失在地面.第一闪击电流持续时间约 200—500 μs 之间.

闪电落地过程相当复杂^[19],起初,下行先导的导电路径的直径很细,不到 1mm,但其周围有个扩展的电晕鞘,其形状像个倒挂圆锥,以先导导电路径为轴线,靠近先导头是锥头,云层处为锥底,锥底半径达几十米量级.随着回击的发生,向上传输的磁场分布及分布电感取决于电流渠道的形状和直径.相应的加热使得导电路径的直径增大,而导电路径又取决于电流大小,并随时间改变.导电路径的电阻很难估算,广泛采用的估算公式为

$$R(t) = \frac{1}{\pi\sigma a^2(t)}, \quad (7)$$

$$a(t) = 0.93\rho_0 \cdot i^{-\frac{1}{3}} t^{\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

其中 ρ_0 是大气压下的空气密度, i 是电流, t 是时间, $\sigma = 10^4\text{S}/\text{m}$, $R(t)$ 的单位是 Ω/m .

电场分布和等效电容不仅取决于高导电的放电路径,还取决于驻留在电晕鞘中的电荷,结果使得回击传播速度随高度而变.同样,脉冲上升时间,电流上升率 di/dt ,和放电通道的有效电浪涌阻抗等也都随高度而变.目前还没有一个自洽的模型能包含所有这些因素.

闪电落地的模型以 Eriksson^[20,21]、Dellera/ Garbagnati^[22,23]和 Rizk^[19]三个模型较典型.这三个模型都具有同样的落地过程(1)负先导以速度 v_- 向下运动(2)确定高度为 H 的接地建筑物顶端的电场强度,该电场强度随着先导向下而增强(3)当达到一定条件时,从建筑物上形成正先导,此时也就确定了雷击距离(4)两个先导以速度 v_- 和速度 v_+ 向一定方向前进,从而估算能交会的可能性.

Eriksson 模型在计算第(2)步电场强度时,假定先导电荷密度分布由云中先导根部向先导顶端线性增大,在先导尖端达到极大.在计算第(3)步产生上迎正先导时参考了临界半径(约 35cm)的概念.假想在建筑物顶端有一个具有临界半径的球电极,当球表面电场达到电晕起始的值(约 $3 \times 10^6\text{V}/\text{m}$)时就形成正上迎先导.

关于第(4)步两先导的交会,Eriksson 模型认为,负先导向下以 V_- 速度传播,而正先导以相同的 $V_+ = V_-$ 向着负先导的顶端向上传播.假如先导的顶端能相交,则雷击到建筑物上,假如不能相交,则雷击到地上.对于给定的峰值电流,即给定电荷值,就可以估算建筑物的吸引半径.改变峰值电流 I ,则吸引半径也改变.对于一定高度的建筑物,可以得到吸引半径轨迹,见图 1. Eriksson 得到吸引半径的计算公式为

$$R_a = I^a \times 0.84H^{0.6}, \quad (9)$$

其中 $a = 0.7H^{0.02}$, I 的单位为 kA, R_a 和 H 的单位为 m.

Dellera 和 Garbagnati 模型在计算第(2)步电场分布时假设在 2km 高度上伸展 10km 长的先导路径上分布了单极性负电荷,在最后 100m 先导路径上按 $100\mu\text{C}/\text{m}$ 的线密度均匀地分布着负电荷.在计算第(3)步即正先导的起始时,也是参考了临界半径的概念,即假想临界半径的球表面电场达到 $3 \times 10^6\text{V}/\text{m}$ 的起晕电场时就形成正上迎先导.

关于第(4)步的两先导交会,Dellera/Garbagnati 模型假定下行负先导端头存在一流光区,该区的边

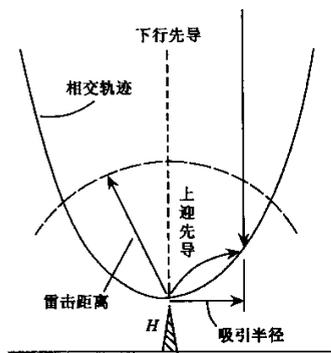


图1 下行负先导与上迎正先导连接的 Eriksson 模型

界是电场强度降到 $3 \times 10^5 \text{V/m}$ 处. 先导向着电位梯度极大的方向以速度 v_- 前进. 正先导头也有一流光区, 该流光区扩展到电场值为 $5 \times 10^5 \text{V/m}$ 处, 正先导以速度 v_+ 按同样的方式沿电位梯度极大方向前进. 图2为模型的示意图. 比值 v_-/v_+ 在上迎先导开始时为4, 两先导相接时降至1.

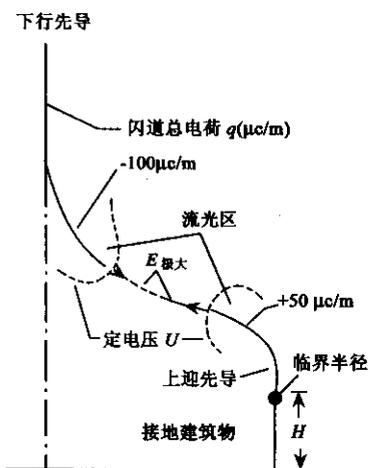


图2 下行负先导与上迎正先导连接的 Dellera/Carbagnati 模型

Rizk 模型在计算第(2)步电场分布时与 Eriksson 模型相同. 在计算第(3)步即上迎正先导时, 他根据传统棒-板间隙放电提出一个正先导起始判据, 但在雷击的情况下, 正先导的起始基本上取决于棒的高度而不取决于间隙长度.

关于第(4)步的两先导交会的计算, Rizk 模型假设负先导垂直向下降落, 而上迎先导在任何瞬间都向着负先导头传播. 两先导传播速度比为1. 当两先导头间电位梯度达到 $5 \times 10^5 \text{V/m}$ 时, 两者相接(见图3). 假如两先到达同一高度而尚未相接, 则负先导继续前进击向地面. 假如电荷分布与雷击电流同时给定, 通过迭代过程, 可以确定一定高度建筑物的引

雷半径. 图3中 P_1 为雷击高度上向下负先导顶端位置, 2是上迎正先导体迹, d_1 是正、负先导间终跳长度, d_s 是引雷半径.

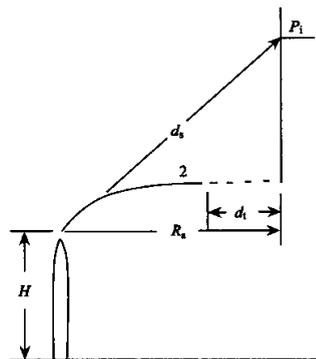


图3 平原上下行负先导与上迎正先导连接的 Rizk 模型

地面建筑物开始产生上迎先导, 即由电晕转变成先导的一个因素是建筑物形状. 若下行负先导作为棒-板放电的棒电极, 则建筑物相当于板电极上的电极结构. 这一建筑物电极尺寸存在一个临界尺寸^[24, 25]. 上迎先导的起始电压对于小于或等于临界尺寸的所有尺寸都相似. 而临界尺寸正是电晕开始向先导直接过渡所需要的尺寸. 尺寸越小的电极电场强度越强, 即雷击危险性越大. 但雷击可能性则与临界尺寸的电极一样. 用接地棒或球做的长间隙放电实验结果表明, 对于上迎正先导而言, 临界半径随放电间隙增大而增大, 其饱和值趋近于35cm(对球)和10cm(对棒). 对于上迎负先导, 临界半径的值比上迎正先导大1倍. 理论计算也表明^[26], 雷击距离与接地建筑物的形状有关, 具有最佳曲率半径的建筑物的引雷半径最大, 接地半椭球形状建筑物的最佳半径为4—5m. 顶端一个球的棒形建筑物, 其球的最佳半径为0.7m.

雷击点位置是人们最为关注的问题, 为确定雷击点, 目前有三类模型: (1) 纯几何的, 如保护锥、滚球法等; (2) 电磁的, 如基于闪击距离和闪击电流的经验关系; (3) 物理的, 即基于放电机制.

6 继后回击过程

首次闪击过后, 若地面处的电流已消失, 则新的先导就会再次从云中电荷中心向下发展. 第二先导沿着残余电晕层中尚有余热和电离的通道发展, 其传播速度比首次先导大一个数量级, 是直窜先导, 一

步到地。

在首次闪击后的通道中,电荷具有相反的极性,即正电荷。瞬时电场在 10ms 内消失,随之缓慢地建立起负电场,直至向下第二次先导使电场增大到第二回击时止。

继后回击的前沿时间为 0.5—1 μ s,电流近乎指数规律衰减。

7 闪击模型

把整个闪电过程模型化的研究成果由简到繁分为三种^[19]:等效电流源模型、传输线模型和三维场模型。

等效电流源模型是把闪电现象用回击等效电路来描述,见图 4,其中电流源为典型回击电流的统计平均值或最大值,阻抗是放电通道的浪涌阻抗,假设取值 1500 Ω 。

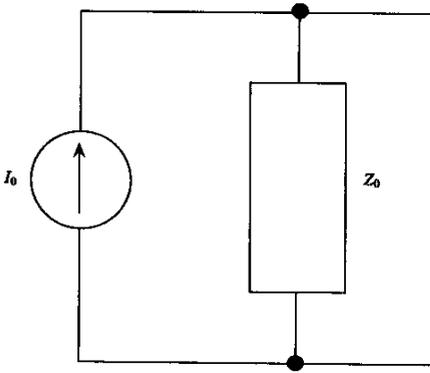


图 4 闪击的等效电流源模型

传输线模型是把回击描述为非均匀有损耗的传输线上发生的过程,示意见图 5。 C_c 是雷云电容; R_L 代表被击建筑物阻抗。脉冲在闪电放电通道的传输模拟为横电磁波(TEM)沿传输线的传播^[27]。

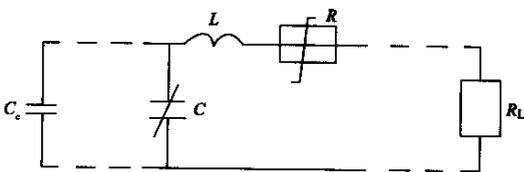


图 5 闪击的传输线模型

三维场模型把云-地系统及梯级先导的导电通道用三维的电磁场来描述。三维空间用计算网格代表,电磁波的传播有几种数值模拟法来描述。其中有一种方法叫传输线模拟法^[28],该法中计算网格实际

上是传输线线段的网格。这些线段应如此连接,以使传输线上的电压和电流脉冲代表空间该位置上的电磁场。在模型中引进导电路径或导电面意味着使适当位置的传输线段用低电阻(或对理想导电路径或理想导电面为零电阻)来终止。在一级近似中,雷云和地面以及被击建筑物墙面等都被假设为理想导体。回击通道的电阻用(7)式计算。回击过程可见图 6。当开关开启时,高电压源作用在云地之间,使云充电到很高的负电位。在云-地空间迅速地建立起静电场。随后开关闭合,开始了回击过程。回击向上传输,同时回击通道内的电阻根据上式变化。利用该模型可以直接得出被击建筑物表面的电流分布及建筑物内外的电磁场。这种三维网格模拟算法因近来出现的三个方面的改进而使功能更强,效果更好。这三个改进是^[29]:多重网络技术^[28],细丝算法^[30]和薄壁算法^[31,32]。

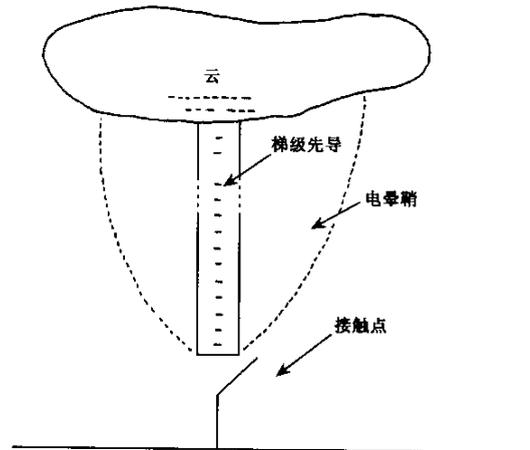


图 6 击穿前闪击过程的示意图

8 讨论

本文综述了闪电物理的研究历史和现状,介绍了具有代表性的模型以及典型的观测和实验数据。可以看到,对云中起闪过程、空间传播过程以及落地过程的闪电全过程都有广泛的研究。基于对自然闪电丰富的观测资料,建立了各种理论模型。长间隙放电实验成为比较接近于自然闪电的实验室模拟手段,人工引雷的成功大大减小了自然闪电发生的随机性对研究造成的困难,使得近年来对闪电物理的研究发展迅速。人们对闪电过程的定性认识已基本明确,但至今人们对闪电过程的定量描述尚有待于完善。各理论模型中都存在一些参数,其数值的确定

带有人为性。

闪电物理研究的重点应该放在闪电与地面连接过程的研究,因为它最接近人类。在闪电过程中,落地过程最为复杂,因为在极短时间内,电导率有好几个数量级的大改变。在这个问题上,研究工作并不多。希望今后对闪电落地过程能有更广泛和更深入的研究,成为闪电物理研究的重点方向。

由于对闪电物理的研究最终目标首先是保护我们免遭雷害,因此对闪电过程的研究特别是对闪电与地面连接过程的研究应该结合雷电防护来进行。这已经是而且今后仍应该是闪电物理研究的特色。

参 考 文 献

[1] Richards C D, Dawson G A. J. Geophys. Res. , 1971 ,76 :3445
[2] Crabb J A, Latham J Q. J1. R. Met. Soc. , 1974 ,100 :191
[3] Griffiths R F, Latham J Q. J1. R. Met. Soc. , 1974 ,100 :163
[4] Schonland B. IV Proc. R. Soc. , London Ser. A. , 1938 ,164 : 132
[5] Kasemir H J. Geophys. Res. , 1960 ,65 :1873
[6] 王才伟,刘欣生,张义军等.物理,2000,9:536[Wang C W, Liu X S, Zhang Y J *et al.* Wul(Physics), 2000 ,9 :536(in Chinese)]
[7] Jhwar D S, Chalmers J A. J. Atmos. Terr. Phys. , 1967 ,29 : 1459
[8] 余晔.中国科学院兰州高原大气研究所硕士论文,1999 [Yu H. Master Thesis of Plateau Atmospheric Institute at Lan Zhou City, CAS, 1999(in Chinese)]
[9] Knoll M, Ollendorff F, Rompe R. Gasentladungstabellen. Berlin : Springer ,1935

[10] Aleksandrov G N. Z. Tech. Phys. , 1969 ,39(4) :744
[11] Toepler M B. Annln Phys. , 1917 ,53 :217
[12] Toepler M B. 1925 ,14 :305
[13] Loeb L B, Meek J M. J. Appl. Phys. , 1940 ,11 :438 ,459
[14] Raether H. Electron Avalanches and Breakdown in Gases. Washington D. C. , 1964
[15] Richard B. Proc. of 11th Intn. Symp. On High Voltage Eng. , 1999 ,23
[16] Dellera L, Garbagnati E. Proc. Of IEEE/PES 1989. California , 1989
[17] Rozl F A M. Proc. of IEEE/PES 1993 Winter Meeting. Columbus , 1993
[18] Wagner C F. AIEE Trans. on PAS , 1963 .609
[19] Rizk F A M. IEEE Trnas. on Power Delivery , 1990 ,PWRD-5 : 1983
[20] Eriksson A J. IEEE Trans. , 1987 ,PWRD-2 :859
[21] Eriksson A J. IEEE Trans. , 1987 ,PWRD-2 :871
[22] Dellera L, Garbagnati E. IEEE Trans. , 1990 ,PWRD-2 :2009
[23] Dellera L, Garbagnati E. IEEE Trans. , 1990 ,PWRD-2 :2023
[24] Dellera L, Garbagnati E. IEEE/PES ,1989 ,PWRD 89 :605
[25] Christopoulos C. Eng. Sci. and Edu. Journal , 1997 ,149
[26] Petrov N I, Waters R T. High Voltage Eng. Sym. , 22—27 Aug. 1999 Conf. Publ. , No.467
[27] Little P E. J. Phys. D. Appl. Phys. , 1978 ,11 :1893
[28] Herring J L, Christopoulos C. IEEE Trans. , 1994 ,Ap-42 :1654
[29] Christopoulos C, Ward D D. IEE Publ. Savoy Place , London , 1996 .7/1
[30] Wlodarczyk A J, Johns D P. Electronics Letters , 1992 ,28 :728
[31] Johns D P, Wlodarczyk A J, Mallik A. IEE Conf. Publ. , 1991 , 350 :335
[32] Trenkic V, Duffy A P, Benson T M *et al.* Proc. EMC 1994 , 1994 .321

·物理新闻·

物美价廉的无规数发生器

Fast ,Cheap Random Number

在信用卡的交易以及要在网络空间对重要信息进行发布时,很关键的一点是需要对它们进行编码。而编码就必须依靠无规数的引入。众所周知,要产生一串真正的无规数是相当困难的,因为在产生无规数的过程中要引用一些确定论的编程算法,因此就不可避免地会出现一些不需要的重复数据。

美国肯塔基州立大学的物理学家 J. Gleeson 教授提出了一种又快又好的解决办法,他将一束激光射入到一个液晶的样品中,由于样品受到湍流的冲击,样品中液晶的取向性将会发生不规则的涨落,这种不规则的涨落会转化为数值化信息而反映成一串无规数序列。他的这项技术主要是依靠标准的液晶显示性能,因此这种小型的装置可以适用于许多需要生成无规数的流程中。

(云中客摘自 Appl. Phys. Lett. 9 September 2002)