

国际高电压技术会议 论文选

朱士全 杨荣成 严山林译

机械工业出版社

TM8

4

3

国际高电压技术会议 论文选

朱士全 杨荣成 严山林译

0025 / 11



机械工业出版社



A 887099

译者的话

在向四个现代化进行新长征的进军中，随着国民经济的发展，电力工业作为能源工业的一个重要方面，必将以更快的速度向前发展。超高压远距离输电给高电压技术专业不断地提出大量迫切需要解决的新课题，例如，大容量冲击发生器的研制；多用途高压分压器的特性研究；SF₆绝缘气体电气特性的研究；特高压电器设备的试验方法及其试验回路的特性；以新的测试手段装备现代化的超高压试验室；特别是操作冲击下特长空气间隙的击穿机理及其研究方法等。

1975年在瑞士苏黎世举行了国际高电压技术会议，就上述命题发表了许多重要专论。有些论文介绍了各国在这方面所开展的基础理论研究的新成果，西欧国家的有关大学及科研机构在长间隙放电机理方面协同进行的探索性工作，值得我们重视。论文集中绝大部分文章是以英文和德文发表的。

本译文选重点地选择了有关试验设备、测试技术及基础理论研究等方面的主要论文，以供高电压工程专业的有关人员参考。

由于编译者专业水平和外语水平所限，谬误之处在所难免，恳切希望读者指正。

译者. 1978.12.

目 录

译者的话

一、电场计算

- 求解套管及电缆头内嵌装控制电极电场的算法..... H·辛格尔(西德) 1
- 喇叭状电极的高压电场..... P·范斯(西德) 9
- 由多环系统获得绝缘结构的最佳化..... B·巴赫曼(西德) 14
- 某些基本电极结构的电容及感应电压计算..... P·S·马茹凡达, N·赫尔登—卡伐留斯 20
- SF₆气体绝缘电缆中三维不对称电场分布的有限单元分析..... T·三崎, H·山本(日) 28
- SF₆压缩气体中正极性击穿电压及预放电起始电压的计算..... M·哈利法, S·艾尔
M·阿卜杜拉—沙拉姆(埃及) 35

二、高压试验设备

- 5.6兆伏户外式冲击电压发生器..... F·布兰特林, K·费塞尔, H·苏特尔(瑞士) 42
- 兆伏级截波间隙特性的精密比较..... K·费塞尔(瑞士) 47
- 小电感电气设备的冲击电压试验..... P·格兰尼格尔(奥地利) 53
- 一种新的电压截断系统..... 原田达哉、岡村等(日) 59
- 多用途自动的1.2兆伏冲击电压发生器..... J·M·克利斯登森等(丹麦) 66
- 串激变压器在产生操作波时的特性..... H·安尼斯(埃及), N·格奥·特林(加拿大) 72
- 用于SF₆绝缘开关试验的全封闭试验变压器..... J·莫勒(西德) 80
- 用于高压冲击试验自动化的新装置——包括试验数据的记录和处理..... A·彼得逊等(丹麦) 85

三、高压测量技术

- 1兆伏通用分压器..... 原田达哉、岡村等(日) 90
- 对球隙测量冲击电压问题的商榷..... 阿道尔夫·J·卡希莱(西德) 97
- 带金属外壳保护的新型分压器及分频法校正..... 加滕、菊池等(日) 103
- 用低压传输线校正高压测量系统..... R·克拉沃茨斯基(波) 108

四、绝缘气体的击穿

- 在不均匀电场中SF₆的起始电晕和放电电压..... 桑卡萨德(瑞士) 113
- 压缩SF₆击穿电压之评价..... A·裴德生, E·布朗斯博(丹麦) 121
- 不同电压波形情况下SF₆的绝缘击穿..... A·莱因等(挪威) 126
- 在同轴圆柱体电场中SF₆及SF₆与N₂混合气体的击穿特性..... B·G·包姆加特奈尔(瑞士) 132
- 在低气压SF₆中不均匀电场长间隙的冲击放电特性..... A·库利模托等(英) 139
- 在电磁场的影响下,介质有效电场的计算及其对击穿的影响..... J·C·鲍尔(印度) 145
- 大型SF₆绝缘的高压试验:试验室问题..... A·Colombo等(意) 150
- 气体间隙的窄缝效应对SF₆中绝缘隔垫沿面闪络电压的影响..... T·宕间等(日) 159
- 长间隙中先导放电向电弧放电的转变过程..... P·卡莱加洛, G·彼萨文多(意) 165
- 用不同的电极布置研究电晕向先导的转变..... P·卡莱加洛, G·彼萨文多(意) 171
- 用滑闪放电装置进行长空气间隙模拟研究..... M·克鲁塞斯, H·温克尔凯姆波尔(西德) 177
- 在正极性棒——板长间隙击穿时电位梯度逆游离波的作用..... S·J特莱(英) 182
- Jones及Lemke击穿模式图的比较..... A·Fischer, H·Boecker(西德) 187

在操作冲击波作用下长间隙的击穿现象.....	G·莱洛Leroy等(法国)	193
电极表面的微小毛刺对压缩气体击穿电压的影响.....	V·G·阿加波夫, M·V·索柯洛夫(苏)	250
空气湿度对沿绝缘体-空气交界面上在冲击电压下放电发展的影响.....	G·哈恩, A·费歇尔, H·鲍克尔(西德)	254
在长空气间隙中没有热游离作用时, 先导过程的几率	H·莱兹柯, S·鲁斯克(瑞典)	260

一、电 场 计 算

求解套管及电缆头内嵌装控制电极电场的计算法

〔西德〕H·辛格尔，汉堡联邦军事工程学院

提要：介绍了电容式套管及高压电缆头电场计算的电荷模拟法。真正存在的电荷由不连续电荷及表面电荷模拟。认为介质交界面、附加电极、周围零部件及各分层的浮动自由电位是一些不难解决的问题，可用电荷模拟法给与解决。

1. 概 述

在电压等级越来越高的情况下，给高电压技术带来了新的问题，要求在增加设备及装置尺寸上做适当的限制。对于像套管或电缆头之类的结构，意味着尽可能合理地考虑有关绝缘介质发热及最佳的电位分布。由于在电容式套管设计中采用了嵌装电极对电场进行了调整，这就相应地改善了电场分布。现在基本上在高电压系列的所有套管中都是这样应用的，这种起调整电场作用的嵌装电极的计算原理，譬如要达到均匀的径向场强或均匀的轴向场强，曾发表过许多文献〔1~6〕。

现在所用的电场计算法，是采用有限单元差分法〔7~11〕及电荷法〔12~14〕，此外还可以用它研究对电场分布的一系列影响，譬如，周围物体的影响或不同介质常数的影响。

2. 计 算 方 法

所谓电荷法，就是电极的真正的表面电荷由在一不重要的电场区域中的假设的不连续电荷代替。在电场计算中，这是被一系列实际情况所证实了的〔15~18〕。

在计算很简单的平板形电极，细长的同心圆柱形电极，譬如茹科夫斯基电极或复合电极(Polyconelektrod)的外侧面边缘电场，或是在电容器卷芯的电场计算中，使用电荷法的不连续电荷时出现了困难。其原因在于：在用不连续电荷的电荷法中，轮廓点之间的距离及处于这一大小范围内的有关电荷量必须相同于两相邻轮廓点之间的距离。关于这一问题的解决，可由表面电荷连续地占据着边缘的表面，这对不连续电荷是一种有意义的补充。但在计算套管、电缆头或电流互感器控制电位分布的内部嵌装电极时，采用表面电荷是不得已的。

所以在文献〔19、20〕中，首先在“部分表面法”(“Teilflächenmethode”)的基础上〔21~24〕导出了用表面电荷进行电位计算及电场强度计算。这里首先有意义的是尽可能地缩短了计算时间。在这一方法中，电场的弯曲面分解为一定数目的部分表面(图1)，它带的电荷有着恒定不变的密度或可变的密度。在圆柱形电极系统中，表面电荷的密度以 r, ψ, z 表示时，可写成

$$\sigma = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \sigma_{mn} \left(\frac{r}{R_0} \right)^m \cos n\psi$$

公式中第一个 Σ （对于 m ）包括的是，为得到在 $\psi = 0$ 表面上的轮廓点上可变的占位电荷的多项式总和， M 是多项式的最高项次。第二个 Σ （对于 n ）考虑的是电荷分布，它与可变的旋转角周期有关， n 表示的是波的序数，而 N 是表面波的最大序数。在旋转对称电场的情况下，则不存在第二个 Σ 。电荷系数 σ_{mn} 数值的计算，如同应用不连续电荷及如同在“部分表面电荷法”一样，有着相同的结果，也是通过轮廓点的假设并解出线性方程组的。

为了计算控制电场分布的套管及电缆头，首先感兴趣的是处于自由电位的控制电场的嵌装电极的计算方法，而且要考虑好些介质。

控制电位分布的嵌装电极的电位，众所周知，是通过电场的耦合电容（Verkettungskapazität）确定的，亦处于自由电位。所以在这里嵌装电极也是通过表面电荷加以模拟的（图1）。对于在自由电位 ϕ_F 的电极来说，根据文献^[25]认为，其电荷的总和为零，这一条件对确定表面电荷是有用的。对于自由电位的电极来说，它与具有假设电位的电极一样，其广义的特征方程是根据在电极上的电位为常数而得出的。用一个具有3个不连续电荷的电极为例（图2），表示了为确定电荷的方程组的结构。它说明：

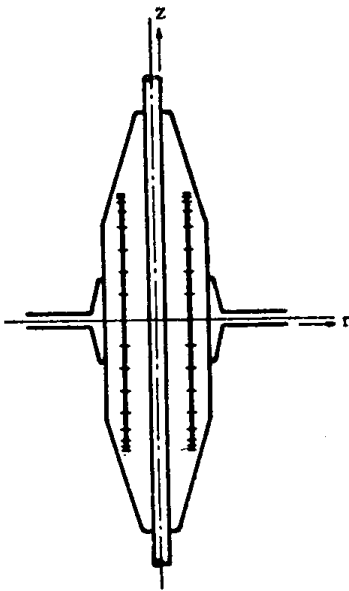


图1 将套管的控制嵌装电极分成部分表面（简图表示）

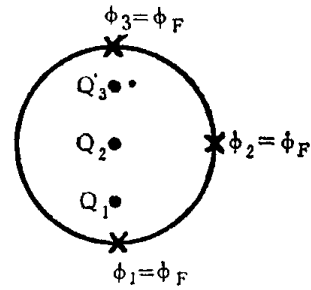


图2 具有3个轮廓点（1~3）及3个不连续电荷（ Q_1, Q_2, Q_3 ）的处于自由电位中的电极的例子

$$P_{11}Q_1 + P_{12}Q_2 + P_{13}Q_3 = \phi_F$$

$$P_{21}Q_1 + P_{22}Q_2 + P_{23}Q_3 = \phi_F$$

$$P_{31}Q_1 + P_{32}Q_2 + P_{33}Q_3 = \phi_F$$

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 = 0$$

其中， P_{11} 是电荷 Q_1 影响轮廓点1时引起的电位系数。电位 ϕ_F 是未知数，但它可以从联立方程组中消去。这时所排列的矩阵是二次的

$$\begin{pmatrix} P_{11}-P_{21} & P_{12}-P_{22} & P_{13}-P_{23} \\ P_{21}-P_{31} & P_{22}-P_{32} & P_{23}-P_{33} \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q_1 \\ Q_2 \\ Q_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

矩阵的第3项只包含1，其余的问题是只要描述电荷 Q_1, Q_2, Q_3 的量就行了。如同在可变

球电极

内导电杆

介质交界面

嵌装电极剖面

接地电极

接地侧平板

8个环形分布电荷

12个直线形分布电荷

38个面分布电荷

10个面分布电荷

28个面分布电荷

14个面分布电荷

电荷总数为200。嵌装电极1~9的电位是可确定的自由电位，而第10个嵌装电极的电位是0电位。下面的结果是根据内导电杆与接地极之间加电压为1千伏而得来的，之所以取这一电压值，是基于这样做可使计算结果说明问题，简单明了。通常来说，取绝缘体的介电常数 $\epsilon_r = 4$ 进行计算。

表1 图3及图4套管带控制电位分布的嵌装电极的自由电位

极板序号	电位(千伏)	极板序号	电位(千伏)
1	0.8905	6	0.3885
2	0.7876	7	0.2914
3	0.6849	8	0.1844
4	0.5849	9	0.0974
5	0.4862	10	0.0000

正如由表1可看出，嵌装电极之间的电位分布非常均匀。与这一结果相一致的是，嵌装电极之间的电场强度基本上也是均匀的，大约为0.3千伏/厘米。

在这种电极结构中，特别重要的是介质交界面所出现的电场强度。电场强度的计算值和电位值都与Z座标(图3)成函数关系，如表2。

表2 图3及图4有电位控制的套管，在其介质交界外侧面上的电位及电场强度

Z(厘米)	电位(千伏)	正切场强(千伏/厘米)	法线方向场强(千伏/厘米)	合成场强(千伏/厘米)
17.5	0.000	6.79×10^{-4}	1.67×10^{-4}	6.99×10^{-4}
19.9	0.007	1.88×10^{-3}	6.08×10^{-3}	6.36×10^{-3}
21.7	0.106	4.36×10^{-3}	1.34×10^{-2}	4.56×10^{-3}
25.9	0.287	3.38×10^{-3}	2.46×10^{-3}	4.18×10^{-3}
28.7	0.379	2.78×10^{-3}	3.50×10^{-3}	4.47×10^{-3}
32.0	0.463	2.20×10^{-3}	4.32×10^{-3}	4.85×10^{-3}
36.0	0.545	1.66×10^{-3}	5.06×10^{-3}	5.33×10^{-3}
43.2	0.659	1.59×10^{-3}	5.50×10^{-3}	5.73×10^{-3}
46.0	0.707	1.31×10^{-3}	6.69×10^{-3}	6.82×10^{-3}
50.0	0.744	9.11×10^{-4}	6.16×10^{-3}	6.23×10^{-3}
56.5	0.831	6.82×10^{-4}	8.00×10^{-3}	8.00×10^{-3}
60.5	0.850	4.21×10^{-4}	7.43×10^{-3}	7.43×10^{-3}
64.3	0.874	1.45×10^{-3}	6.55×10^{-3}	6.71×10^{-3}
66.6	0.921	8.89×10^{-4}	1.09×10^{-1}	1.09×10^{-1}
67.6	0.937	8.26×10^{-4}	8.27×10^{-3}	1.21×10^{-1}
68.0	0.989	7.01×10^{-4}	2.25×10^{-2}	7.36×10^{-3}

要注意，虽然嵌装电极总是连续地保持一定距离分开的，但在介质交界面附近的场强，就其中的大多数来说，是随 Z 值的增大而增大的。所以，场强的增加不以正切场强的增加为依据，而首先是以法线方向场强的增加为依据的。最大场强出现在介质交界面的车削加工处附近。也就是出现在 $Z=67.5$ 厘米处。其原因，一方面在于车削加工的是具有相当小曲率半径的介质；另一方面是其位置靠套管内导电杆很近。在大套管的情况下，在这个位置上需要考虑一个屏蔽装置。在介质交界面的另一端附近，空气中的空间电场大为减弱，这是因为第10个嵌装电极为地电位，而且该电极又是经过车削加工了的。进一步的研究结果还指出：常常在靠近载流导体的周围出现电场强度的增高，这种场强增高在介质交界面附近尤为明显。

将带高压侧球电极、接地平板、不带高压侧球电极及接地平板所作的对比计算指出，在介质交界面附近的场强有很大的差别，因为在每一种情况下，在两端部的场强都大于交界面的中部（ $Z=40\sim50$ 厘米）。所以考虑装设球电极和板就能显著改善介质交界面附近的电场分布，在不带球的高压侧端部上的电场强度大约比有球时大62%。

在西德的巴伐利亚州科学院的莱伯尼兹计算中心的TR440计算机上进行了计算，不带嵌装电极的套管，其电场计算所需的计算时间大约为310秒；相应地，带嵌装电极的套管计算大约为1050秒。

4. 带控制电位分布嵌装电极的电缆头

可以用带控制电位分布嵌装电极的电缆头的电场计算作为第二个例子来介绍，其主要的结构详如图5。图6所示为该电缆头，共有13个控制电位分布的嵌装电极；另外还有多种介

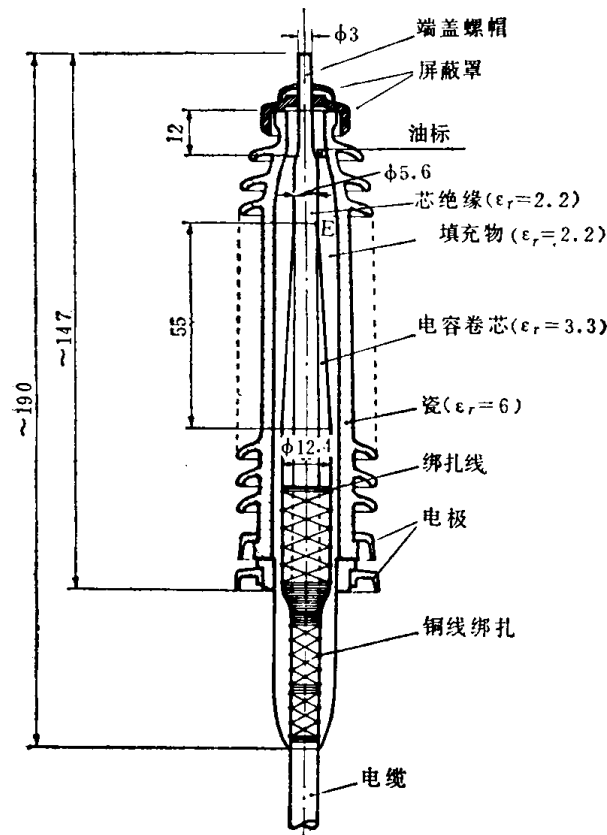


图5 额定电压110千伏带控制电位嵌装电极的户外式电缆头（尺寸为厘米）

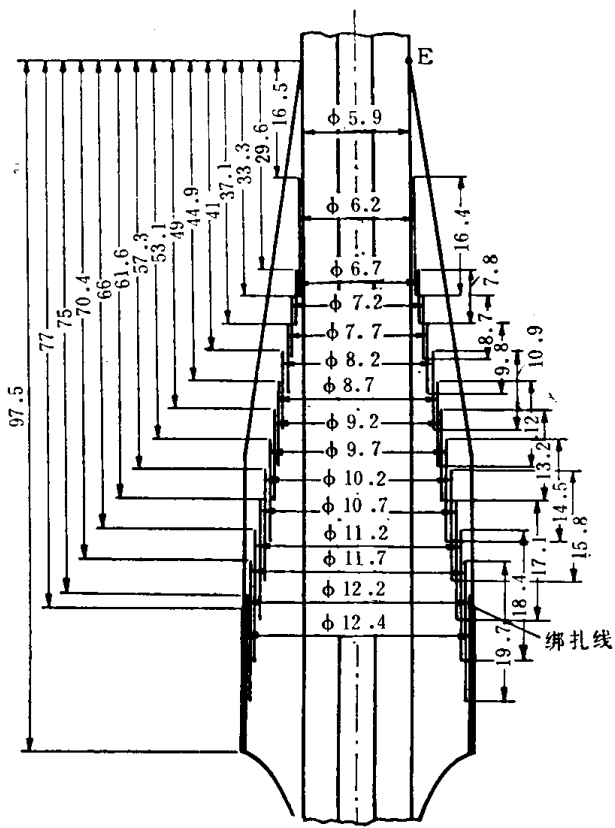


图6 按图5电缆头的嵌装电极布置结构（尺寸为厘米，没按比例尺画）

质：即以聚乙烯 (Polyäthyl) 作为电缆最里边的芯绝缘 ($\epsilon_r = 2.2$)、构成电容性的层绝缘为纸 ($\epsilon_r = 3.3$)、填充物 ($\epsilon_r = 2.2$)、瓷 ($\epsilon_r = 6$) 及空气。在计算时应相应地考虑到多种多样的介质突变。由于受到这样的介质突变以及控制电位分布的嵌装电极数目很多的限制，在电场计算时需要367个电荷。在利用电荷数目时，也并不是越多越好，大体来说，安排表面电荷是这样考虑的：只在内导电杆、终端连接螺栓、接地电极及高压电极，在它们有些弯曲的部分才使用不连续电荷进行假设（总共367个电荷中的52个）。在此，使用表面电荷还有这样的优点：它与不连续电荷相反，出现的是小的矩阵，因此，计算机所需要的储存部分就可以较少。利用这里所采用的电荷数，对各个范围内的电缆头来说，几乎都能很等价地模拟了。只要着重注意结构的一部分，譬如，绑扎部分或者屏蔽罩，基本上只要准确地模拟这些部分就行，所以电荷数可以取得较少些。

计算需要时间2130秒，弄清了在3个方向上近400个点的电位及电场强度。如果要确定更少的点的电位及电场强度，则计算时间大约只要800秒。

计算结果只能简略地提一提。下列计算值的前提是：在内导电杆上对接地电极的电压为1千伏。各嵌装电极的电位汇总如表3，这时，最外边一层嵌装电极接地。

表3 图5及图6电缆头各嵌装电极的自由电位

嵌装电极编号 (从内向外计数)	电 位 (千伏)	嵌装电极编号 (从内向外计数)	电 位 (千伏)
1	0.6488	8	0.2666
2	0.5913	9	0.2127
3	0.5358	10	0.1597
4	0.4816	11	0.1071
5	0.4273	12	0.0537
6	0.3736	13	0.0000
7	0.3197		

嵌装电极之间的电位分布很均匀，每两个嵌装电极之间的电位差大约控制在0.054千伏。嵌装电极的电位最大只达到0.65千伏。在此，还应考虑的是：整个嵌装结构大约只使电缆头的长度加长三分之二。在两个嵌装电极之间的中间，其电场十分均匀，估计为0.22千伏/厘米。在电缆头外边沿瓷表面空气中的电压降，由于嵌装电极的控制作用，它很均匀。当然，在此要说明的一点是，在计算中，瓷裙未作考虑，沿瓷表面的正切场强在整个很宽的间隔范围内，保持为0.01千伏/厘米；而在接地端附近，正切场强降低二分之一，而在高压端附近则增加到0.017千伏/厘米。在瓷表面附近的空气中，大约在高度为E点（见图5）处，场强达到最大值，即0.028千伏/厘米；而在其两侧则又趋降低。在这一范围内，在瓷表面附近的空气中出现最大的合成场强。在高压端屏蔽罩上的最大场强达0.15千伏/厘米，在这电极附近的场强为0.034千伏/厘米，整个结构的最大场强，一般来说出现在内导电杆附近，在那里，从高压侧直至低压侧，电场强度是逐步增高的，在高度为E点处达到0.15千伏/厘米，在接地端附近大约为0.9千伏/厘米。因此，实际上不会因边缘效应影响而引起的干扰值在电缆中会超过每千伏外施电压的0.91千伏/厘米。

5. 结 论

计算指出, 利用不连续电荷及表面电荷相结合的方法, 就可以毫无困难地搞清楚所要计算的电场。表面电荷法用于模拟控制电位分布的嵌装电极、介质突变及有些屏蔽电极的计算是有利的。用表面电荷法得出的计算时间所处的范围, 在应用不连续电荷法时, 也得出了这一相同的时间范围。所述的算法大概在由薄金属板构成的对称电极结构、盘形电极、电流互感器及电容器卷芯等方面有进一步应用的可能性。 [朱士全 译 严山林 校]

参 考 文 献

- [1] K. Humburg: Die Berechnung von Kondensatordurchführungen. Arch. Elektrotechn. 12(1923), S. 526~545.
- [2] A. Schwaiger: Elektrische Festigkeitslehre. Springer, Berlin 1925.
- [3] A. Imhof: Beitrag zur technischen Berechnung von Kondensatordurchführungen. Bull. SEV 17 (1926), S. 586~595.
- [4] H. Kappeler: Hartpapierdurchführung für Höchstspannungen. Bull. SEV 40 (1949), S. 807~815.
- [5] A. Roth: Hochspannungstechnik. Springer, Wien 1959.
- [6] P. Böning: Kleines Lehrbuch der elektrischen Festigkeit. G. Braun, Karlsruhe 1955.
- [7] G. Shortley, R. Weller, P. Darby, E. H. Gamble: Numerical solution of axisymmetrical problems, with application to electrostatics and torsion. J. appl. phys. 18 (1947), S. 116~129.
- [8] R. H. Galloway, H. Mel. Ryan, M. F. Scott: Calculation of electric fields by digital computer. Proc. IEE 114 (1967), S. 824~829.
- [9] O. C. Zienkiewicz, Y. K. Cheung: The Finite Element Method in Structural and Continuum Mechanics. Mc Graw-Hill, New York 1967.
- [10] K. Knörrich, A. Koller: Digitale Berechnung von ebenen und rotationssymmetrischen Potentialfeldern mit beliebigen Randbedingungen. ETZ-A 91 (1970), S. 339~344.
- [11] H. Böcker, K. Reichert: Digitale Berechnung von elektrischen Feldern in metallgekapelten Anlagen. ETZ-A 94 (1973), S. 374~377.
- [12] H. Steinbigler: Anfangsfeldstärken und Ausnutzungsfaktoren rotationssymmetrischer Elektrodenanordnungen in Luft. Diss. TH München 1969.
- [13] H. Singer: Das Hochspannungsfeld von Gitterelektroden. Diss. TH München 1969.
- [14] P. Weiß: Rotationssymmetrische zweistoffdielektrika. Diss. TU München 1972.
- [15] H. Singer, H. Steinbigler, P. Weiß: A charge simulation method for the calculation of high voltage fields. Trans. IEEE PAS-93 (1974), S. 1660~1667.
- [16] J. Moeller, H. Steinbigler, P. Weiß: Feldstärkeverlauf auf Abschirmelektroden für ultrahohe Wechselspannungen. Bull. SEV 63 (1972), S. 574~578.
- [17] H. Steinbigler, H. Singer, S. Berger: Berechnung der Randfeldstärken von Bündelleitern in Drehstromsystemen. ETZ-A 92 (1971), S. 612~617.
- [18] Les Renardières Group: Recherches aux Renardières sur l'amorçage de grands intervalles d'air. Electra No. 23 (1972), S. 53~157.
- [19] H. Singer: Berechnung von Hochspannungsfeldern mit Hilfe von Flächenladungen. Habilitationsschrift TU München 1973.

- [20] H. Singer: Flächenladungen zur Feldberechnung von Hochspannungssystemen. Bull. SEV 65 (1974), S. 739~746.
- [21] T. J. Higgins, D. I. Reitan: Calculation of the Capacitance of a Circular Annulus by the Method of Subareas. Trans. AIEE pt. 1, 70 (1951), S. 926~933.
- [22] A. Kessler, A. Vlcek, O. Zinke: Methoden zur Bestimmung von Kapazitäten unter besonderer Berücksichtigung der Teilflächenmethode. Arch. elektr. Übertrag. 16 (1962), S. 365~380.
- [23] F. J. Berle: Untersuchung der Teilflächenmethode bei der Kapazitätsberechnung von geschlitzten koaxialen Leitungen. Z. Schwing. und Schwachstromtechn. 21 (1967), S. 333~343.
- [24] D. Pflügel: Über die Teilflächenmethode zur Bestimmung der Kapazität beliebiger Leiter. Z. ang. Phys. 23 (1967), S. 89~94.
- [25] B. Bachmann: Freies Potential beim Ladungsverfahren. ETZ-A 94 (1973), S. 741~742.

喇叭状电极的高压电场

[西德]P·范斯 曼海姆 BBC 公司

提要：在电荷模拟法中，当初不连续电荷只应用于整体闭合电极的计算。引入一假设的介质交界面，就可能计算开口电极，例如屏蔽电极的电场。这种方法用于高电压技术中喇叭状电极的计算，这类形状的屏蔽电极是用来屏蔽支柱式或悬挂式绝缘结构的介质交界面的。在一系列地改变电气参数及几何参数的条件下，对绝缘材料表面附近的电场强度进行了计算。将计算结果与试验研究所得的结果作了比较，发现：电极与绝缘材料接触处的正切场强最大值对滑闪放电的出现起着决定性的作用；而在介质交界面上的正切场强最大值则影响较小。

1. 概 述

根据目前的输电电压及试验电压，在确定电气设备绝缘尺寸时既要求有足够的绝缘，又不是不必要的苛求而造成不经济的安全性。还必须从保护介质交界面的观点出发来设计电极的几何轮廓。特别是在试验室布置时遇到的就是这样的结构。从上述总的概念出发，总结出“喇叭状电极”（“Trichterelektroden”）这种结构的问题是：例如在支柱绝缘子、分压器及悬挂式绝缘结构的场合，或者在大多数棒形介质的端部，一般来说要采用球状电极以降低表面场强。

由于这种电极放电时屏蔽电极的最佳形状的问题的有关结果尚待讨论〔2〕，而对于这种喇叭状电极的滑闪放电几乎没有进行过研究。已发表的出现滑闪放电的试验研究成果〔3、4、5、6、7〕，都是将电极放在滑闪放电能留下痕迹的平板形绝缘材料上得出的。它的特点是：电极相对的绝缘材料的侧面积越大，影响就越大。与此相反的是喇叭形绝缘结构的电极侧面积较大，这是为了使电极能将介质包起来，根据图1所示，在图中可看到电极结构的封闭式（图1a）及敞开式（图1b）。

2. 研究课题的提出

研究的目的在于利用电场的数值计算与试验研究的比较结果，从而确定出：在不出现滑闪放电的前提下，多大的场强分量、多大的沿介质交界面上的场强分布及多大的场强极大值才是允许的。根据所述原因，在利用电场的数值计算确定喇叭状电极尺寸时，必须对滑闪放电达到足够的保证。

3. 计 算 法

通常用不连续的置换电荷所描述的“电荷法”已经充分证明：在广泛的范围内，可用来对任意一种〔8、9〕及两种〔10、11〕绝缘介质的电场进行数值计算。但是这种计算方法有其局限性，其原因在于：只是对闭合的电极轮廓才能进行计算。这是在其计算方法的原理上有它的原因，也就是这种计算方法是以电极里边的不连续电荷看作为分布在电极表面的连续电荷为依据的。问题在于如图1b所示那种开口状的电极结构也要用不连续电荷法能够进行计算。

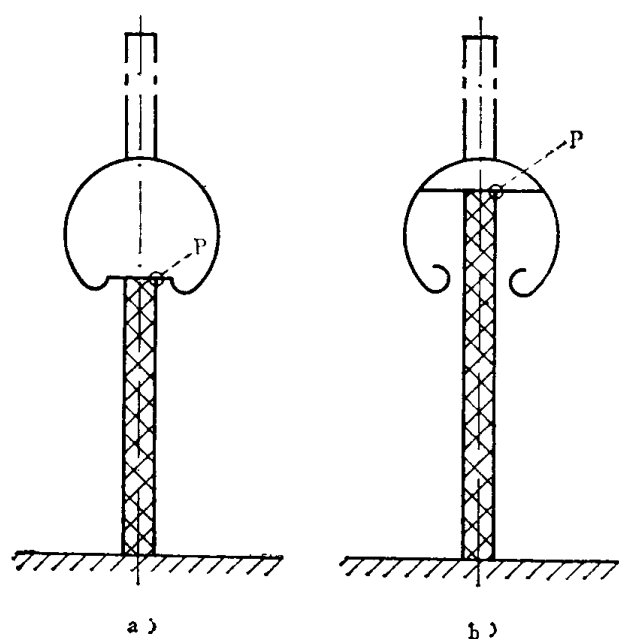


图1 喇叭状电极

a) 闭合形 b) 开口形

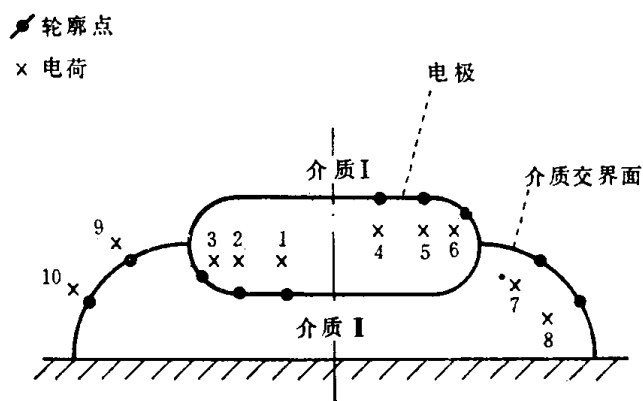


图2 带介质界面 ($V_{mat}=2$) 的类圆形电极

在此首先必须考虑，计算两种介质构成的电场时所应用的不连续电荷法〔11〕。由图2给出了类似于圆形的电极及介质I与介质II之间的介质交界面。相对介电常数的表达式为

$$V_{\epsilon} = \frac{\epsilon_{r,II}}{\epsilon_{r,I}}$$

现在应用电荷法的原理是，介质II里面在交界面附近的第7号及第8号电荷对介质I的影响代表着介质交界面的作用（图2的右半边）；而反过来，在介质I里面的第9号及第10号电荷对介质II起着影响（图2的左半边）。有关的数学公式在文献〔11〕中作了详细的介绍。对于在电极里的第1号电荷至第6号电荷的有效影响范围存在着两个构成矩阵系数 (V_{mat}) 的变量

$$V_{mat} = 1$$

整个的第1号至第6号电荷常常影响到两边的介质。

$$V_{mat} = 2$$

电极内的电荷常常只影响到电极的轮廓点所属于的那一种介质；第1号至第3号电荷只影响到介质II（图2的左半边），而第4号至第6号电荷只影响介质I（图2的右半边）。

在应用电荷法的时候已经证明，从原理上讲，两个变量是完全等价的。在图3所示电极

结构的场合下，以一个圆盘作为电极，取变量为2时有明显的优点。在这种情况下，变量为1时不可能有更多地应用。因为在应用电荷法时，不连续电荷本身不允许处在所要计算的电场范围内。所以，变量为1时不能满足基本条件。与此相反，在图3的情况下采用变量为2时则满足这一要求：第1号至第3号不连续电荷处于介质I内，而且只对介质II影响（图3的左半边）；而第4号至第6号不连续电荷处于介质II内，它只对介质I起影响。

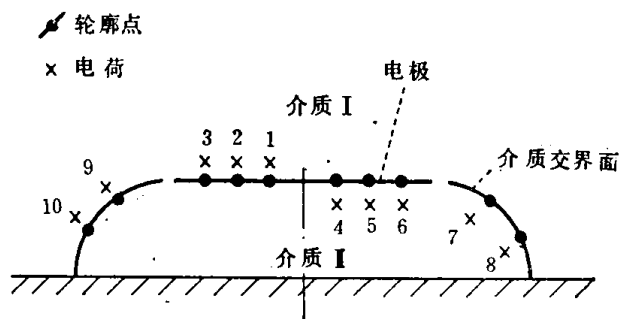


图3 圆盘电极

要指出的是，如图3所示的薄板电极只有按变量为2的方法才有可能进行计算。认为如图3那样的介质交界面并不是特殊情况，而这种电极结构用一般的电荷法不能计算。但这里可使用一种辅助结构：用一个由 $V_{\epsilon} = 1$ ， $V_{\text{max}} = 2$ 表示的假设的介质交界面来代替“环形接地板”。这种由所述的假设的介质交界面作为“分离的介质层”（“Trennschicht”），在计算过程中，必须将整个结构分为两部分：即物理概念上的介质I及介质II。

这种分离层算法，现在已应用于图16的开口的喇叭状电极。这种分离层结构有着广泛的灵活性。这里要注意的是，分离层要这样规定：在一个介质交界面的情况时，它要供给两个彼此完全脱离开的电场区域。

在计算开口的喇叭状电极时应考虑：一个（真实的）介质交界面，以及附加的一个分离层，也就是一个假设的介质交界面，当然它只是用在开口形屏蔽结构的情况（图1b），如果用在闭合形电极轮廓略微凹进的结构（图1a）那就不适用了。

分离层算法的正确程度，还与真实的介质交界面的大小有关，一定数量的试算证明，在有些场合没有分离层交界面时也能进行计算。

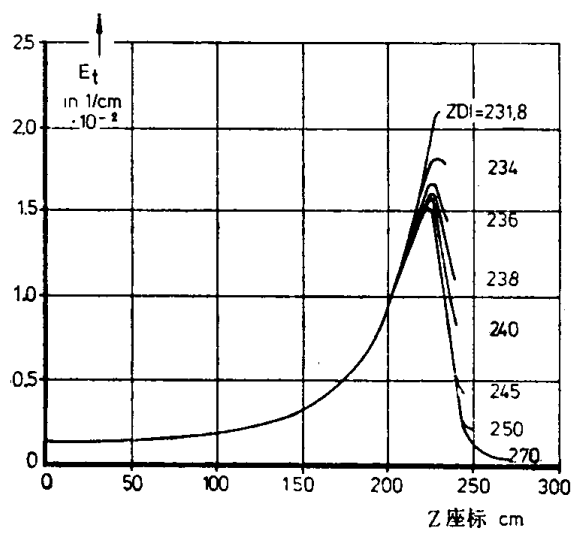


图4 伸入球电极内的绝缘支柱总高度 (ZDI) 对介质交界面附近正切场强分布的影响

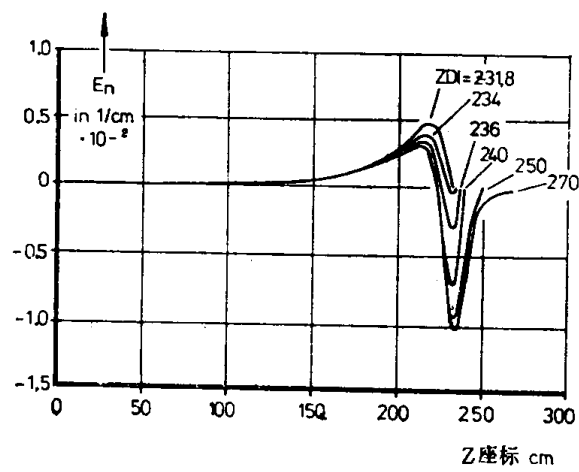


图5 伸入球电极内的绝缘支柱总高度 (ZDI) 对介质交界面附近法线方向场强分布的影响

4. 计算结果

喇叭状电极的几何尺寸及电气参数, 现在对称地给与变化。由图 4 可证明介质伸入电极的深度对介质交界面正切场强的分布状况起着决定性的影响。这里假定图 1 电极的球状部分的球心点高出接地板 250 厘米, 当球的曲率半径为 25 厘米时, 伸入球内的绝缘支柱的总高度规定为 $ZDI = 231.8 \sim 270$ 厘米之间变化。

可以看出, 随着 ZDI 值的增加, 正切场强的极大值开始时明显地下降, 后来只稍微有些下降。在电极与介质交界面接触处 P 点附近的正切场强值, 由于 ZDI 值大小不同, 通过其极值以后, 很快地呈直线下降。当然, 在这里不可避免地增加了法线方向场强 (图 5)。

5. 试验研究

在大量的以棒形聚酰胺 (Polyamid) 及用贝纶 (Perlonseil) 进行绝缘介质的开口形及闭合形喇叭状电极的滑闪放电起始电压的测量。根据测量结果与滑闪放电起始场强计算值作了比较。

其结果如下:

1) 电极与介质交界面接触处 P 点上的正切场强对滑闪放电的产生是决定性的。在那里, 场强峰值在 3.8 千伏/厘米至 7.2 千伏/厘米之间时 (交流电压), 会引起滑闪放电的产生。

2) 在这种研究范围内, 正切场强的最大值不起作用。峰值一直到 17.6/千伏/厘米时, 在大的 ZDI 值时发现: 滑闪放电产生以前, 在喇叭状电极上早已出现了放电, 而使试验研究受到了限制。

3) 由于在增加 ZDI 的值时, 滑闪放电的起始电压也增高。根据图 5 推断: 在介质交界面附近的法线方向场强对滑闪放电的特性没有影响; 只要不是由介质与喇叭状电极 (图 1b) 下端光滑部分之间的小间隙中出现空气隙放电就行。

6. 结束语

利用最近研究出来的“分离层法”对喇叭状电极进行了数值计算的研究。与试验研究比较得出: 电极与介质交界面接触处的正切场强的大小, 对滑闪放电的特性有着决定性的影响。

上述研究工作是在慕尼黑工业大学的高电压的工程与电器技术研究所进行的。作者衷心感谢 Prinz 教授全力指导了这一工作。

[朱士全 译 严山林 校]

参考文献

- [1] H. PRINZ: Feuer, Blitz und Funke. Bruckmann, München 1965.
- [2] J. MOELLER; H. STEINBIGLER; P. WEIB: Feldstärkeverlauf auf Abschirmelektroden für ult.