

文章编号:1000-582X(2013)03-090-06

# 特高压直流双极分裂输电线路电晕损耗的计算

李永明<sup>1</sup>, 柴贤东<sup>1</sup>, 张淮清<sup>1</sup>, 庄晓芸<sup>1</sup>, 郭大勇<sup>1</sup>, 祝言菊<sup>2</sup>

(1. 重庆大学输配电装备及系统安全与新技术国家重点实验室, 重庆 400044; 2. 合肥供电局, 合肥 230000)

**摘要:**为了准确计算特高压直流双极分裂输电线的电晕损耗, 针对分裂子导线之间相互影响, 子导线表面电场分布不均导致起晕电压的不同以及子导线位置不同引起的电晕损耗的差异, 从电晕机理出发, 根据气体自持放电条件判断起晕电压, 提出了一种计算特高压直流双极分裂输电线的电晕损耗的较准确方法。利用本方法计算 $\pm 800$  kV合成电场, 验证其有效性。研究表明, 子导线表面在其所分布的圆的外侧电晕损耗最严重, 内侧较轻甚至不起晕; 每一极的损耗主要集中在线路内侧的三个子导线上。最后分析了线路参数对电晕损耗的影响, 结果表明, 子导线半径和极间距是影响电晕损耗的主要因素, 工程设计时应该优先考虑。

**关键词:**特高压直流双极; 电晕损耗; 分裂导线; 模拟电荷法; 气体放电

**中图分类号:** TM726.3

**文献标志码:** A

## Calculation of UHVDC bipolar split transmission line corona loss

LI Yongming<sup>1</sup>, CHAI Xiandong<sup>1</sup>, ZHANG Huaiqing<sup>1</sup>, ZHUANG Xiaoyun<sup>1</sup>, GUO Dayong<sup>1</sup>, ZHU Yanju<sup>2</sup>

(1. State Key Laboratory of Power Transmission Equipment & System Security and New Technology, Chongqing University, Chongqing 400044, China; 2. Electric Power Supply Bureau of Hefei, Hefei 230000, China)

**Abstract:** In order to accurately calculate corona loss from the bare bundled conductors of HVDC transmission lines, considering the uneven distribution of sub-surface electric field caused by interactions between the sub-conductor, different corona onset voltage and corona loss differences in different positions as sub-conductor, the authors propose a more accurate method of calculating of bipolar corona loss from the bare bundled conductors of HVDC transmission lines by analyzing mechanism under the corona, according to the condition of gas self-sustaining discharge to decide corona onset voltag. The method is applied to the synthetic electric field of  $\pm 800$  kV to verify its effectiveness. The results show that the corona loss is the most serious outside of sub-surface distribution of wire round and lighter inside even without any corona loss. Each pole's losses are mainly concentrated in three sub-lines inside of the wire. Finally, analysis the affection of  $\pm 800$  kV line parameters on corona loss. The results show that sub-conductor radius and pole pitch have obviously impact on the corona loss and they are the main factors. They should be given priority in engineering design.

**Key words:** HVDC bipolar; corona loss; bundled conductors; charge simulation method; gas discharge

收稿日期: 2012-10-20

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50907075)

作者简介: 李永明(1964-), 男, 重庆大学副教授, 博士, 主要从事工程电磁场数值计算和电力系统电磁兼容方面的研究, (E-mail)cqliym@equ.edu.cn。

随着我国经济的快速发展,电力需求急剧增加。我国能源分布与电力负荷不平衡,决定了我国长距离的“西电东送”政策。对于这种大容量,长距离的电力输送,特高压直流输电较传统的交流输电更具优势,有着广阔的应用前景。特高压直流线路电晕是其在输电过程中产生能量损耗的主要因素,对特高压直流线路电晕进行分析有着重要的价值和现实的实际意义。但是双极分裂导线起晕过程的复杂性增加了分析高压线路电晕损耗的复杂程度。

人们很早就开始对电晕现象进行了研究,像比较著名的皮克公式<sup>[1]</sup>被广泛用来预测导线起晕电压和电场。但皮克公式是一个经验公式,它并不能反映电晕的全部物理过程,它也没有考虑到导线对地高度影响。早在20世纪60年代Sarma等人就对单极和双极的单导线进行了一系列研究<sup>[2-3]</sup>。随后出现各种数值算法,文献[4]用有限元法分析了双极单导线电晕条件下的离子流场,文献[5]用模拟电荷法分析计算了双极分裂导线的电晕损耗,文献[6-7]分别采用模拟电荷有限元结合法和边界元法。以上文献都做了一些假设,其中都认为导线表面的起晕电压不变,并将其作为求解离子流场的边界条件,而实际上由于各个子导线相互影响,子导线表面周围的起晕电压不是一个恒定值,这必然导致计算结果的不准确。

分裂导线的处理上,有些力求找到合适的单根等效单导线半径。等效原则为等效导线的表面标称场强与分裂导线表面的标称场强的平均值相等,并且等效导线与原分裂导线的起晕场强相同<sup>[8]</sup>。这种方法适合分析导线外部的场,但等效以后不能计算各个子导线的电晕情况。

笔者考虑到子导线相互作用(文献[9]认为子导线所分布的圆的内侧起始电场线相互抵消忽略不计),对子导线单独考虑,每个子导线用一组模拟电荷精确模拟,准确计算子导线表面电场,根据电晕理论得出起晕电压和起晕场强。在此基础上,提出了分析双极分裂导线离子流的方法,进而计算出电晕电流,得出电晕损耗。最后分析±800 kV线路地面标称与合成电场验证方法的正确性。

## 1 计算方法

### 1.1 起晕电压的计算

笔者不考虑正负极电晕的差异。根据电晕放电产生的机理<sup>[10]</sup>,可知初始电子崩头部的电子数达到一定数目时,初始电子崩转化为流注放电,从而形成电晕自持放电。初始电子崩头部的电子数由式(1)

决定:

$$n = n_0 \exp\left(\int_0^d (\alpha - \eta) dx\right), \quad (1)$$

其中: $n$ 为经过 $d$ 后电子崩头部自由电子数; $n_0$ 为空间存在的初始自由电子数; $\alpha$ 为Townsend第一电离系数; $\eta$ 为电子附着系数; $d$ 为电子崩的临界长度(即电晕层厚度),也就是从导体表面到 $\alpha = \eta$ 的长度。在空气中, $\alpha$ 和 $\eta$ 是电场强度和大气压的函数。由于初始电子数 $n_0$ 不易确定,因此用 $\frac{n}{n_0} = \exp\left(\int_0^d (\alpha - \eta) dx\right) = k$ 作为电晕自持放电的判据。通过实验测定,以空气为绝缘介质的电力设备等的 $k$ 值约为3 500<sup>[11]</sup>。

### 1.2 数学模型

#### 1.2.1 双极离子流场的数学方程

考虑空间电荷的存在,根据电磁场基本理论可以得到描述双极离子流场的数学方程:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_+ - \rho_-}{\epsilon_0}, \\ \mathbf{J}_+ = k_+ \rho_+ \mathbf{E}, \\ \mathbf{J}_- = k_- \rho_- \mathbf{E}, \\ \nabla \cdot \mathbf{J}_+ = -\frac{R_+ \rho_+ \rho_-}{e}, \\ \nabla \cdot \mathbf{J}_- = \frac{R_- \rho_+ \rho_-}{e}, \\ \mathbf{E} = -\nabla \Phi; \end{cases} \quad (2)$$

式中: $\mathbf{E}$ 和 $\Phi$ 分别为合成场、合成电位; $\mathbf{J}_+$ 和 $\mathbf{J}_-$ 分别为正负离子流密度; $\rho_+$ 和 $\rho_-$ 分别为正负电荷密度; $k_+$ 和 $k_-$ 分别为正负离子迁移率; $R_i$ 为正负离子复合系数; $e$ 为一个电子的电量; $\epsilon_0$ 为真空中的介电常数。

#### 1.2.2 基本假设和计算的数学方程

严格推导出来的直流输电线路合成场和离子流密度的方程非常复杂,从工程应用考虑,笔者采用的假设有:

1) Deutechsh假设,即空间电荷只影响电场的幅值而不改变其方向。

2) 离子的迁移率是与电场无关的常数且认为正负离子的迁移率相等。

3) 不考虑离子的扩散,带电离子只受电场力的作用沿着电场线方向运动。

4) 忽略导线表面电晕层的厚度。

5) 不考虑正负极的差异,正负极的起晕电压相同。

根据假设1)有

$$\mathbf{E} = A\mathbf{E}_s, \quad (3)$$

其中  $E_s$ 、 $E$  分别为标称电场、合成电场;  $A$  为关于空间位置的标量函数。

由式(2)、(3)可以推出

$$\begin{cases} \frac{d\Phi}{d\Phi_s} = A, \\ \frac{dA}{d\Phi_s} = -\frac{\rho_+ - \rho_-}{\epsilon_0 (E_s)^2}, \\ \frac{d\rho_+}{d\Phi_s} = \frac{1}{\epsilon_0 A (E_s)^2} (\rho_+^2 - \rho_+ \rho_- + \frac{\epsilon_0 R_i \rho_+ \rho_-}{ke}), \\ \frac{d\rho_-}{d\Phi_s} = \frac{1}{\epsilon_0 A (E_s)^2} (-\rho_-^2 + \rho_+ \rho_- - \frac{\epsilon_0 R_i \rho_+ \rho_-}{ke}). \end{cases} \quad (4)$$

$\Phi_s$  为标称电位。

其边界条件为

1) 在地面和正负极的中轴线上,  $\Phi=0, \Phi_s=0$ 。

2) 在子导线表面  $\Phi=V, \Phi_s=V$ , 其中  $V$  是导线的运行电压。

3) 在导线表面  $A_e=V_0(\alpha_k)/V, V_0(\alpha_k)$  是子导线表面的起晕电压, 其中  $\alpha_k$  为子导线表面的点相对于其圆心的角度, 如图 1 所示。

在已知标称量的情况下, 根据边界条件, 微分方程(4)是可解的。沿电场线从子导线表面出发, 给定一个初始电荷密度  $\rho_e$ , 迭代求解微分方程就能确定该条电场线上各点的合成电场和电荷密度。改变  $\rho_e$  直至满足边界条件, 此时的  $\rho_e$  即为真实值。在求解微分方程时采用四阶龙格库塔法。

子导线的电晕电流为

$$I_c = rk \int_0^{2\pi} \rho_e A_e E_{sc} d\alpha_k. \quad (5)$$

$$P = VI_c, \quad (6)$$

式中:  $E_{sc}$  为子导线表面的标称电场大小;  $V$  为导线运行电压。

在上述过程中, 用模拟电荷法计算标称场。

## 2 算例分析

向家坝—上海±800 kV 直流输电工程, 如图 1 的布置, 实心点代表模拟电荷, 空心点代表匹配点,  $r_s$  是模拟电荷到子导线中心的距离。线路选用  $6 \times 720 \text{ mm}^2$  导线。子导线的起始角为 0 度, 极间距  $D=22 \text{ m}$ , 导线对地高度  $H$  一般地区最小取 18 m, 临近居民区时最小取 21 m。分裂半径  $R=0.45 \text{ m}$ , 子导线半径  $r_0=17.2 \text{ mm}$ 。根据 DL/T436-2005《高压直流架空送电线路技术导则》, 粗糙系数  $m$  取 0.47。计算时, 认为正负极对称, 只考虑第一象限, 以  $X, Y$  正半轴为边界, 正极性导线初始电荷密度  $\rho_- = 0.1\rho_+^{[4]}$ ; 取  $k_+ = k_- = 1.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$ ,

$$R_i = 2 \times 10^{-12} \text{ m}^3 / \text{s}.$$

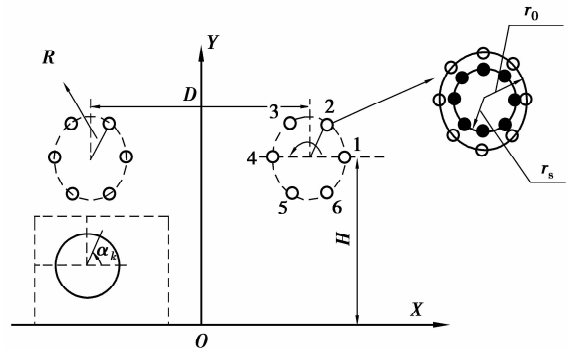


图 1 ±800 kV 线路布置及模拟电荷的配置

图 2 给出了  $H=21 \text{ m}$  时计算的地面标称场和合成场的结果。表 1 给出了  $H=18 \text{ m}$  时与文献 [12] 的比较结果。

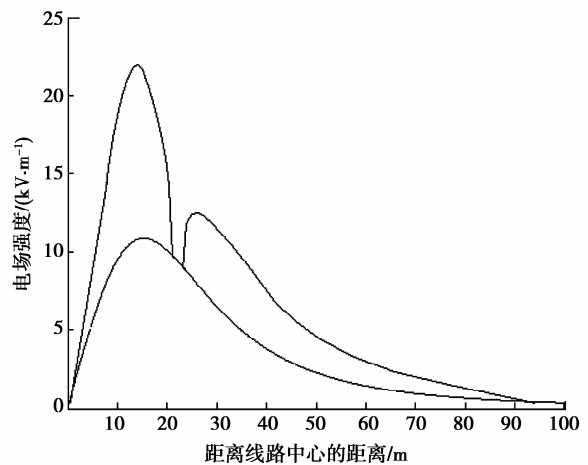


图 2 地面合成场与标称场 ( $H=21 \text{ m}$ )

表 1 本文计算结果与文献[12]比较

导线高度 $H/\text{m}$	地面最大标称电场/ $(\text{kV} \cdot \text{m}^{-1})$		相对误差/%	地面最大合成电场/ $(\text{kV} \cdot \text{m}^{-1})$		相对误差/%
	文献值	本文值		文献值	本文值	
18	14.0	14.12	0.87	27.0	27.75	2.8

$H=18 \text{ m}$  时, 根据式(1)计算的起晕电压和起晕电场如图 3 所示。

图 3 起晕电场和 DL/T436-2005《高压直流架空送电线路技术导则》规定  $18 \text{ kV/cm}$  非常接近。从表 1 和图 2, 3 可以看出, 地面标称电场、合成电场最大值以及起晕电场都与已出版的文献吻合得很好, 可以说明本文方法是准确有效的。另外图 3 还可以看出各子导线表面的起晕电压变化很大。子导线所在圆的内侧, 起晕电压超过了  $800 \text{ kV}$  没有发生电

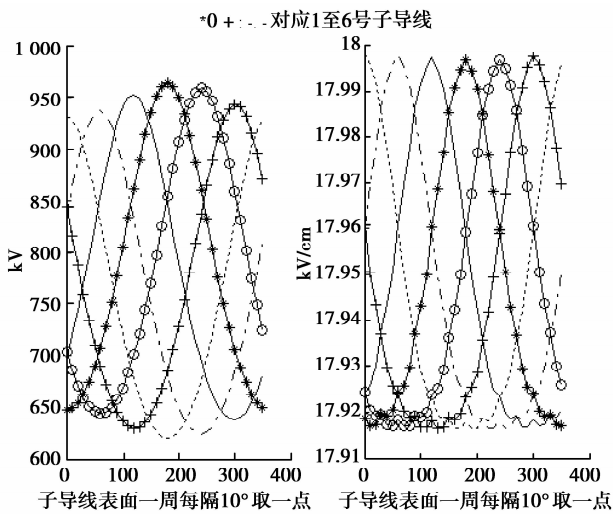


图3 子导线表面起晕电压和起晕电场的分布( $H=18\text{ m}$ )

晕。不考虑离子的扩散,从这里出发的电场线上没有空间电荷,合成场等于标称场,这解释了图2给出的合成电场在距离线路中心 $20\sim 30\text{ m}$ 之间有一部分比较接近标称电场的原因。

图4给出了 $H=18\text{ m}$ 时,正极各分裂子导线表面一周电晕电流的分布。图5给出了各子导线的电晕损耗。由式(5)、(6)计算得出双极电晕损耗 $P=5.054\text{ W/m}$ 。向家坝-上海直流输电工程线路长 $1\,900\text{ km}$ ,输送容量 $6\,400\text{ MW}$ 。按此损耗计算,电晕损耗占输送容量的 $0.15\%$ 。

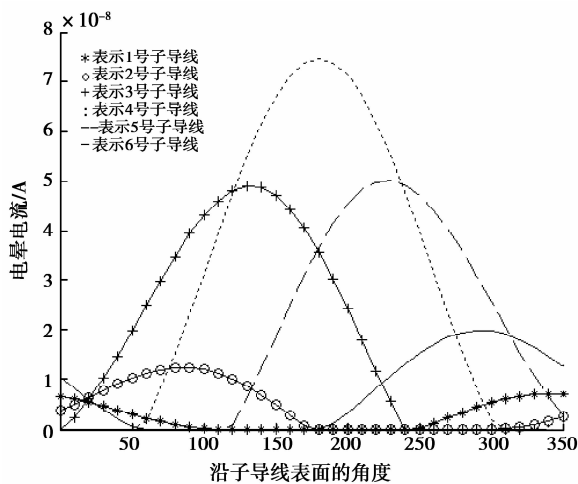


图4 子导线表面一周电晕电流分布( $H=18\text{ m}$ )

从图5可以看出各子导线的损耗并不相同,损耗主要集中在子导线3、4、5,占正极总损耗的 $83.1\%$ ,这是由于负极导线增强了子导线3、4、5表面的电场,使其电晕程度严重。

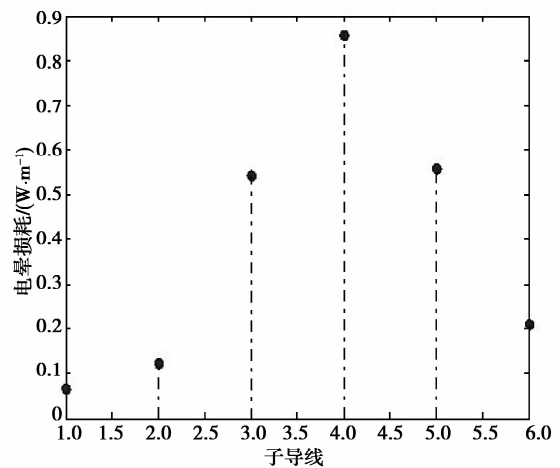


图5 各子导线电晕损耗( $H=18\text{ m}$ )

### 3 线路参数对电晕的影响分析

$\pm 800\text{ kV}, 6 \times 720\text{ mm}^2$  输电线路, $H=18\text{ m}$ , $D=22\text{ m}, R=0.45\text{ m}, r_0=17.2\text{ mm}$ ,为了更好地分析某一参数的影响,当其中一个参数改变时,其他参数保持不变。

#### 3.1 子导线半径的影响

$\pm 800\text{ kV}$  高压直流输电线路,极间距 $D=22\text{ m}$ ,分裂半径 $R=45\text{ cm}$ ,导线对地高度 $H=18\text{ m}$ ,改变子导线半径,计算得到的各子导线电晕损耗如图6所示。从图中可以看出,随着子导线半径的增大, $r_0$ 从 $15\text{ mm}$ 到 $17.2\text{ mm}$ , $17.2\text{ mm}$ 到 $18.3\text{ mm}$ ,从 $18.3\text{ mm}$ 到 $20.3\text{ mm}$ 各子导线总的电晕损耗分别减少了 $2.04, 0.64, 0.83\text{ W/m}$ ,电晕损耗减少得很快。这是因为子导线半径对其表面电场影响很大,随着子导线半径增大,其表面电场迅速减小,从而减轻电晕的严重程度。

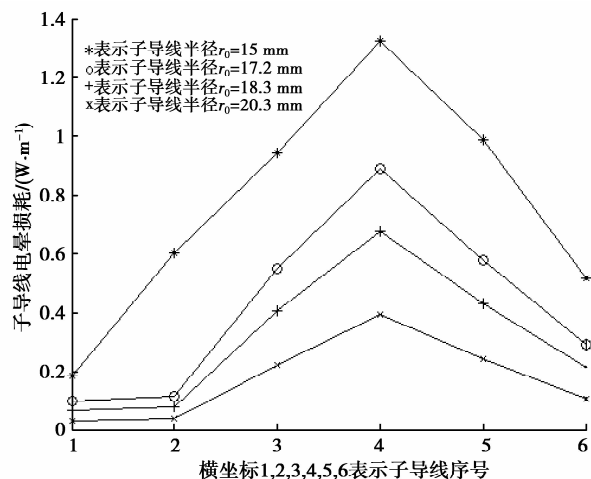


图6 子导线半径对电晕损耗的影响

### 3.2 导线对地高度的影响

±800 kV 高压直流输电线路, 分裂半径  $R = 45$  cm, 极间距  $D = 22$  m, 子导线半径  $r_0 = 17.2$  mm, 改变导线对地高度, 计算得到结果如图 7 所示。从图中可以看出随着高度的增大, 电晕损耗逐渐减小。对地高度  $H$  从 15 m 到 18 m, 18 m 到 21 m, 21 m 到 25 m, 各子导线总的电晕损耗分别减少了 0.56, 0.19, 0.19 W/m, 减少得不明显, 这是因为高度影响镜像电荷的距离, 镜像电荷与实际电荷电性相反, 他们相互作用会加强彼此导线附近的电场。但是由于导线对地高度分别取 15, 18, 21, 25 m, 实际上镜像电荷和实际电荷的距离都超过了 30 m, 由于距离较远, 这种影响变得很弱, 因此对电晕损耗的影响不明显。

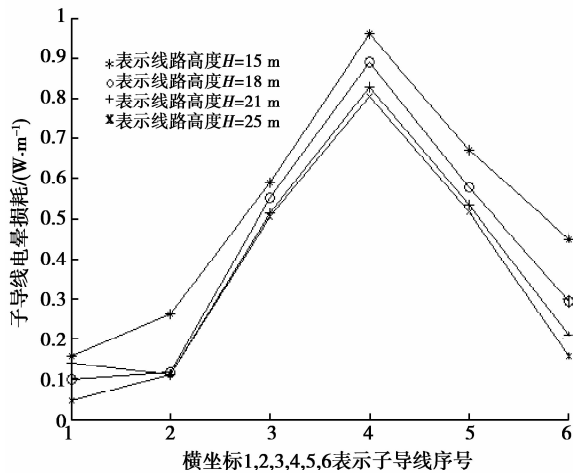


图 7 导线对地高度对电晕损耗的影响

### 3.3 极间距的影响

±800 kV 高压直流输电线路, 分裂半径  $R = 45$  cm, 导线对地高度  $H = 18$  m, 子导线半径  $r_0 = 17.2$  mm, 改变极间距, 计算得到结果如图 8 所示。从图上可以看出随着极间距的增大, 电晕损耗减小很快, 影响比较显著。分裂间距  $D$  从 15 m 到 18 m, 18 m 到 22 m, 22 m 到 25 m 各子导线总电晕损耗分别减少了 1.72, 1.83, 0.76 W/m。实际上这里的原因和对地高度的作用机理是一样的, 正负极的作用使彼此附近的电场加强, 这是由于这里极间距小了, 正负极相互作用比较明显。

### 3.4 分裂半径的影响

±800 kV 高压直流输电线路, 极间距  $D = 22$  m, 导线对地高度  $H = 18$  m, 子导线半径  $r_0 = 17.2$  mm, 改变分裂半径, 计算得到结果如图 9 所示。随着分裂半径的增大电晕损耗在增加。分裂半

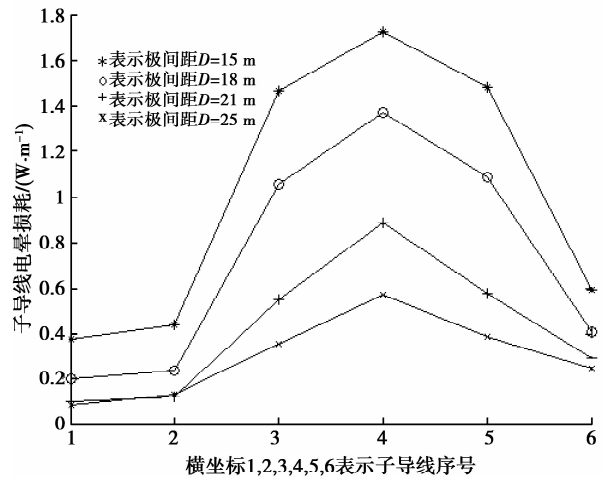


图 8 极间距对电晕损耗的影响

径  $R$  从 20 cm 到 30 cm, 30 cm 到 45 cm, 45 cm 到 60 cm 各子导线总的电晕损耗分别增加了 0.05, 0.47, 1.05 W/m。可以看到当  $R < 30$  cm 时对电晕损耗几乎没有影响。分裂导线极性相同, 他们相互减弱各自附近的电场,  $R < 30$  cm 时这种作用已经很强烈, 再减小  $R$  对电晕损耗的影响就不再明显; 当  $R > 30$  cm 时, 这种作用减弱比较显著, 子导线表面电场变大, 电晕损耗增加相对明显。

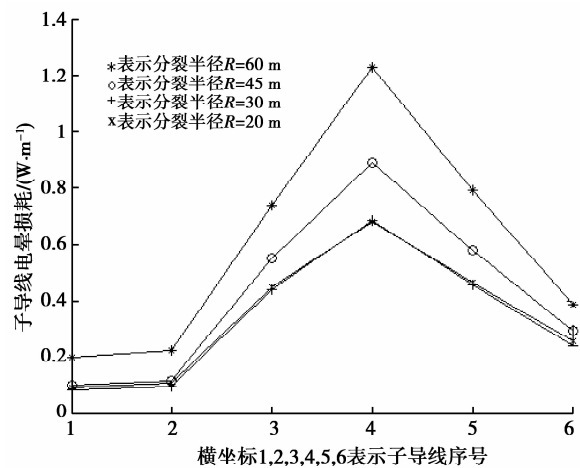


图 9 分裂半径对电晕损耗的影响

由图 6~9 可以知道: 随着子导线半径的增大, 导线高度的升高, 极间距的增大, 电晕损耗减小; 随着分裂半径的增加, 电晕损耗增大。但是它们影响的程度不一样。子导线半径和极间距对电晕损耗比较明显, 是主要因素; 导线高度的影响较小; 当分裂半径大于 0.45 m 时, 随着分裂半径的增大电晕损耗增加较快, 当分裂半径小于 0.30 m 时, 对电晕损耗的影响不明显。

## 4 结 论

1)笔者从理论上分析,根据双极直流线路离子流的数学方程,推导出计算电晕的数学模型。相对电晕的经验公式,能考虑电晕的物理过程以及线路各种参数对电晕损耗的影响,并能够分析其具体原因。

2)考虑了分裂导线表面电晕程度不同这一实际情况,子导线表面从其所分布的圆的外侧到内侧电晕损耗逐渐减轻,在内侧甚至可能不起晕,计算时对此一情况区别对待,使计算结果相对更加准确。

3)由于每个子导线的位置不同,各个子导线的电晕损耗也不相同。800 kV 六分裂线路每一极的电晕损耗主要集中在线路内侧的3个子导线上,占总损耗的80%以上。

4)分析了输电线高度、极间距、子导线半径、分裂半径对电晕损耗的影响。结果表明随着子导线半径的增大,导线高度的升高,极间距的增大,电晕损耗减小;随着分裂半径的增加,电晕损耗增大。进一步分析,子导线半径和极间距是影响电晕损耗的主要因素,因为这两个因素能比较明显地影响子导线表面电场从而影响电晕损耗,工程设计时应该优先考虑。另外分裂间距较大时也会对电晕损耗产生较大影响。

### 参考文献:

- [1] Peek F W. Dielectric phenomena in high voltage engineering[M]. New York: McGraw-Hill, 1929.
- [2] Sarma M P, Janischewskij W. Analysis of corona losses on DC transmission lines part II bipolar lines[J]. IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, 1969, 88(10):1476-1491.
- [3] Sarma M P, Janischewskij W. Analysis of corona losses on DC transmission lines; 1-unipolar lines[J]. IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, 1969, 88(5):718-731.
- [4] Abdel-Salam M, Al-Hamouz Z. A finite-element analysis of bipolar ionized field[J]. IEEE Transactions on Industry Applications, 1995, 31(3):477-483.
- [5] Al-Hamouz Z M. Corona power loss, electric field, and current density profiles in bundled horizontal and vertical bipolar conductors[J]. IEEE Transactions on Industry Applications, 2002, 38(5):1182-1189.
- [6] Al-Hamouz Z M. A hybrid computational technique for the estimation of corona power loss associated with bundled transmission lines[J]. Electric Power Systems Research, 1999, 50(1): 65-70.
- [7] Yu M, Kuffel E, Poltz J. A new algorithm for calculating HVDC corona with the presence of wind [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1992, 28(5):2802-2804.
- [8] Sunaga Y, Sawada Y. Method of calculating ionized field of HVDC transmission lines and analysis of space charge effects on RI[J]. IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, 1980, 99(2): 605-615.
- [9] 袁海燕,傅正财. 基于有限元法的±800kV特高压直流输电线路离子流场计算[J]. 电工技术学报, 2010, 25(2):139-146.  
YUAN Haiyan, FU Zhengcai. Corona ionized field analysis of ± 800kV HVDC transmission lines [J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2010, 25(2):139-146.
- [10] 徐学基,诸定昌. 气体放电物理[M]. 上海:复旦大学出版社, 1996.
- [11] Yamazaki K, Olsen R G. Application of a corona onset criterion to calculation of corona onset voltage of stranded conductors [J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2004, 11(4): 674-680.
- [12] 刘振亚. 特高压电直流输电工程电磁环境[M]. 北京:中国电力出版社, 2009.
- [13] Zangeneh A, Gholami A, Zamani V. A new method for calculation of corona Inception voltage in stranded conductors of overhead transmission lines [C] // Proceedings of the IEEE International Power and Energy Conference, November 28-29, 2006, Putrajaya, Malaysia. Piscataway: IEEE Press, 2006: 571-575.
- [14] Li Z X, Li G F, Fan J B, et al. Numerical calculations of monopolar corona from the bare bundle conductors of HVDC transmission lines [J]. IEEE Transactions on Power Delivery, 2009, 24(3):1579-1585.
- [15] Phillips D B, Olsen R G, Pedrow P D. Corona onset as a design optimization criterion for high voltage hardware [J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2000, 7(6):744-751.

(编辑 王维朗)