

# 引入 6 波段 P-1 辐射模型的三维空气电弧 等离子体数值分析\*

吴 翊† 荣命哲 杨 飞 王小华 马 强 王伟宗

(西安交通大学电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

(2007 年 12 月 2 日收到, 2008 年 1 月 22 日收到修改稿)

引入了 6 波段 P-1 辐射模型, 对三维空气电弧等离子体进行了仿真分析. 其特点是不仅考虑了热辐射的发射问题, 同时考虑了等离子体内热辐射的自吸收问题. 通过计算获得了空气电弧等离子体温度和辐射能量的分布并进行了相应的分析. 与净辐射系数方法相比较, P-1 模型获得的温度分布较宽, 其弧柱电压值更接近于实验测量值. 研究表明, 6 波段 P-1 辐射模型能够更精确地求解空气电弧等离子体的辐射问题.

关键词: 热辐射, P-1 模型, 空气电弧等离子体, 磁流体动力学

PACC: 5280M

## 1. 引 言

空气电弧等离子体属于低温热等离子体的一种, 其在电器、焊接、材料处理等领域具有广泛的应用<sup>[1]</sup>. 随着计算机技术的发展, 仿真技术正逐渐成为研究电弧等离子体的有效手段之一. 空气电弧等离子体的仿真研究同样受到了国内外学者的广泛关注.

空气电弧等离子体中同时存在着传导、对流、辐射等复杂的过程, 建模中需要考虑热场、电磁场、气流场和辐射场之间的相互耦合. 由于电弧等离子体的温度达到上万度, 研究分析表明<sup>[2]</sup>, 热辐射是电弧等离子体中非常重要的热交换方式, 因此对电弧等离子体的仿真分析来说, 辐射场的计算是一个关键的环节.

一般分析认为空气电弧等离子体与周围介质的辐射热交换由两部分组成, 靠近弧柱的高温区域总体来说向外发射能量, 而位于电弧等离子体边缘区域的低温部分则吸收辐射能量. 由于电弧等离子体的特殊性, 它的辐射光谱既包括连续光谱也包括成百上千条的线光谱, 其中的可见光线、红外线和紫外线对周围物质具有热效应. 电弧等离子体的热辐射

和吸收过程是一个非常复杂的问题, 如图 1 所示为温度 15000 K、压强 1 atm (1 atm = 1.01325 × 10<sup>5</sup> Pa) 下不同光谱的辐射吸收系数, 其每条谱线的吸收各不相同<sup>[3]</sup>. 另外, 吸收系数跟温度值有很大的关系, 一般来说, 温度越大的区域向外辐射的能量就越大, 对于电弧等离子体来说, 其内部不同位置处温度值各不相同, 因此辐射情况也会不同, 如何求解电弧等离子体的辐射热成了众多学者关心的问题之一.

以往国内外学者在空气电弧等离子体的仿真计算中对辐射能量的问题处理采用了较为近似的方法. 使用较广的是 Lowke 等<sup>[4]</sup>介绍的净辐射模型 (NEC) 的方法, 其假定辐射对于电弧等离子体是透明的, 不考虑电弧自身对辐射热的吸收问题, 仅考虑了等离子体中心温度较高区域向外的能量辐射, 较大的影响了模型的计算精度, 且无法获得空间的辐射能量密度. 文献 [5] 则将电弧等离子体按照 0.83  $T_{max}$  为界线划分为低温和高温两部分, 认为高温部分 80% 的辐射能量被低温部分所吸收. 然而该方法仅适合于轴对称情况, 并且温度界限的划分需要由经验获取, 不易推广应用. 另外, Aubrecht 等介绍了局部特征法 (MPC)<sup>[6]</sup>, 考虑了电弧弧柱的辐射热的发射和吸收, 但该方法需要对空间单元进行积分, 对于三维低压灭弧室情况下的计算非常繁琐, 特别是对

\* 国家杰出青年科学基金(批准号: 52525722)和国家自然科学基金重点项目(批准号: 50537050)资助的课题.

† E-mail: wuyic51@mail.xjtu.edu.cn

于网格单元较多的场合,计算量太大.

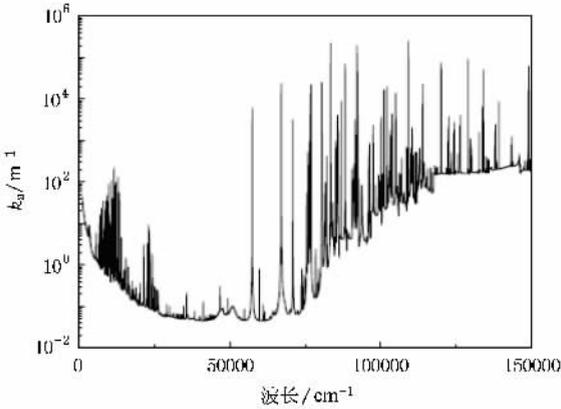


图 1 空气等离子体在 15000 K, 1 atm 下的光谱吸收系数

随着等离子体不同波段上辐射吸收系数计算研究的进一步深入,最近人们开始关注 P-1 辐射模型在电弧等离子体仿真中的应用研究,其计算精度在某些其他等离子体的研究方面已经获得了较好的验证. Paul<sup>[7]</sup>采用了 5 波段 P-1 模型,对直流汞弧灯的热辐射进行了二维建模分析计算; Fang 和 Eby 在 SF<sub>6</sub> 电弧等离子体的计算中使用了 5 波段的 P-1 辐射计算方法<sup>[8,9]</sup>,得到的温度结果和实测值较为接近. P-1 辐射模型除了计算所需的辐射热吸收系数外,还需要增加多个方程,因此在二维场的求解中应用较多,而在三维电弧等离子体的仿真计算中,尤其对于空气电弧等离子体来说,还未有相关的讨论.

本文通过引入 6 波段 P-1 辐射模型,考虑了电弧等离子体内部辐射能量的发射和自吸收问题,耦合了热场、电磁场、气流场,建立了相应的数值计算模型,并对计算结果进行了相应的分析讨论.

## 2. 数学模型

### 2.1. 控制方程

空气电弧等离子体包含了电子、离子和其他中性粒子,各种微粒之间发生着强烈的质量、动量、能量交换,包括了宏观热传导、对流、辐射等能量转移以及微观粒子的分解、聚合、电离和复合等反应过程. 它们的成分虽然不同,但都遵守流体质量连续、动量守恒、能量守恒方程,可构筑在统一的控制方程组内<sup>[10-12]</sup>.

#### 1) 质量守恒方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0. \quad (1)$$

#### 2) 动量守恒方程

$$\frac{\partial (\rho v_i)}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V} v_i) - \text{div}(\eta \text{grad} v_i) = S_i, \quad (2)$$

$$S_i = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_i. \quad (3)$$

#### 3) 能量守恒方程

$$\frac{\partial (\rho h)}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V} h) - \text{div}\left(\frac{\lambda}{c_p} \text{grad} h\right) = \frac{\partial p}{\partial t} + S_h, \quad (4)$$

$$S_h = \sigma E^2 - q_{\text{rad}} + q_\eta. \quad (5)$$

以上方程中,  $\rho$  为空气电弧等离子体密度,  $p$  为压强,  $\eta$  为黏性系数,  $h$  为比焓,  $\lambda$  为热导率,  $c_p$  为比热,  $\sigma$  为电导率,  $E$  为电场强度,  $\sigma E^2$  为焦耳热,  $q_{\text{rad}}$  为辐射能,  $q_\eta$  为黏性耗散能量,  $v_i$  ( $i = x, y, z$ ) 速度在  $x, y, z$  轴的分量,  $\mathbf{V}$ ,  $\mathbf{J}$  和  $\mathbf{B}$  分别为速度、电流密度和磁感应强度矢量.

#### 4) Maxwell 方程

$$\text{div}(\sigma \text{grad} \phi) = 0, \quad (6)$$

$$\mathbf{E} = -\text{grad} \phi, \quad (7)$$

$$\mathbf{J} = -\sigma \text{grad} \phi, \quad (8)$$

其中,  $\phi$  为电位,  $\mathbf{J}$  为电流密度, 磁感应强度  $\mathbf{B}$  可以通过求解磁矢位  $\mathbf{A}$  获得

$$\text{div}(\text{grad} A_i) = -\mu j_i, \quad (9)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \mathbf{A}, \quad (10)$$

其中,  $\mu$  为相对磁导率,  $j_i$  ( $i = x, y, z$ ) 为电流密度分量.

#### 5) 辐射场计算

与 NEC 法相比, P-1 模型考虑了灭弧室中电弧辐射热的自吸收问题,并且可以获得空间各点处的辐射能量密度,有助于以后器壁烧蚀问题的计算. 在三维计算中,其计算量比 NEC 法要大,但相对于 MPC 法要小得多.

P-1 模型在以往燃烧系统的计算应用中,通常假定吸收系数是一个常数,或者是近似地认为它是一个仅与组分和温度相关的有效值<sup>[13]</sup>. 但在电弧等离子体的仿真计算中,这样的近似显然是不合适的,因为其中光谱吸收系数是随着辐射频率和温度而变化,并且在一些很小的频率范围内其变化非常大. 为了减小计算的复杂程度,本文将 1 atm 下的空气光谱分成如表 1 所示的 6 个波段,使得每个波段中吸收系数随光谱波长的变化很小,各个波段的平均吸收

系数随温度的变化曲线如图 2 所示.

表 1 平均吸收系数波段

$i$	波段范围/ $10^{-10}$ m	$k_{\text{am}}$ 对应图 2 曲线
1	300.0—852.2	曲线 1
2	852.20—1019.1	曲线 2
3	1019.1—1129.9	曲线 3
4	1129.9—1798.4	曲线 4
5	1798.40—11991.6	曲线 5
6	11991.6—45000.0	曲线 6

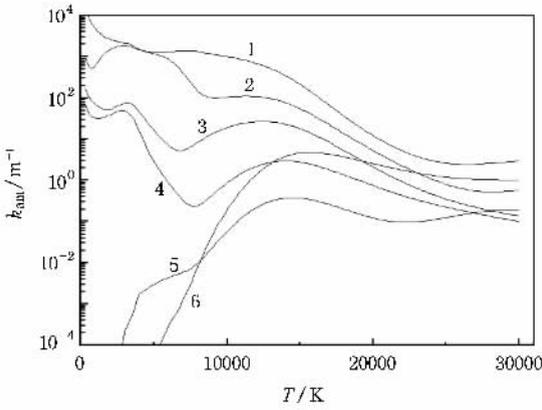


图 2 1 atm 下 6 波段平均吸收系数随温度的变化

P-1 模型各个波段对应的入射辐射强度  $G_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 6$ ) 的输运方程为

$$\text{div}(\Gamma_i \text{grad} G_i) + S_i^G = 0, \quad (11)$$

$$\Gamma_i = \frac{1}{3k_{\text{am}}}, \quad (12)$$

$$S_i^G = -k_{\text{am}} G_i + 4k_{\text{am}} \pi B_i, \quad (13)$$

其中  $B_i$  是对应波段  $i$  的 Planck 函数. 因此灭弧室各点处辐射能量密度可由下式得到:

$$\text{div} \mathbf{q}_{\text{rad}} = \sum_{i=1}^6 k_{\text{am}} (4\pi B_i - G_i). \quad (14)$$

## 2.2. 边界条件

如图 3 所示为稳态电弧等离子体计算采用的灭弧室几何模型及边界条件. 该模型为一个四周封闭两端留有开口的长方形结构, 灭弧室器壁采用塑料材料, 厚度为 5 mm, 整个模型的沿  $x, y, z$  方向的尺寸为 30 mm  $\times$  6 mm  $\times$  6 mm, 图中符号  $A$  表示阳极,  $C$  表示阴极,  $W_1$  为外壁面,  $W_2$  为内壁面,  $O$  为出气口, 阴极和阳极位于简化灭弧室的中间位置, 整个稳态计算过程就是围绕该模型进行的, 模型中为空气

介质, 电弧电流为直流 200 A.

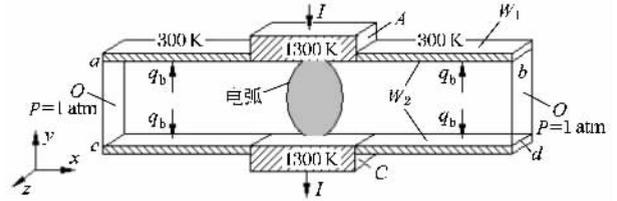


图 3 稳态电弧发生装置几何边界条件示意图

实际问题中, 电弧产生的热量将通过装置器壁向外部进行传输. 由于模型装置放置于外界在空气中, 可认为装置外壁面温度  $T_w = 300 \text{ K}$  [14], 因此壁面上的温度边界可由能量流来表示

$$q_b = q_{\text{rad}} - \frac{\lambda_w (T - T_0)}{d}, \quad (15)$$

其中  $\lambda_w$  为壁面材料的热导率,  $T$  为内壁面温度,  $d$  为壁面厚度. 对于电极来说, 其温度设定了 1300 K; 出气口  $O$  处设置为值为 1 atm 的压力边界.

辐射场的边界可由 Marshak 边界条件 [15] 来计算获得. 由于本文将光谱分成了 6 个波段 ( $i = 1, 2, \dots, 6$ ), 边界处相关的系数  $\Gamma_i$  和入射辐射强度  $G_i$  与波段相关  $i$ , 为了清晰描述起见, 将下面公式中  $\Gamma$  和  $G$  的下标  $i$  省略表示:

$$\frac{\partial G}{\partial n} = \frac{E_w (4aT_w^4 - G_w)}{\Gamma}, \quad (16)$$

$$E_w = \frac{e_w}{\chi(2 - e_w)}, \quad (17)$$

其中  $e_w$  为壁面辐射系数,  $a$  为 Stefan-Boltzman 常数,  $T_w$  为壁面温度,  $G_w$  为壁面处的入射辐射强度.

## 3. 仿真结果与分析

本文对空气电弧等离子体方程组的求解是通过商业软件 FLUENT 的二次开发来进行的, 所需的物性参数 ( $\rho, \sigma, \lambda, \eta, c_p$ ) 由文献 [16] 获得.

### 3.1. 电弧等离子体温度分布

图 4 给出了  $x-y$  面 ( $z = 0$ ) 上的温度分布, 图 4 (a) 和 (b) 分别为 P-1 模型与 NEC 模型获得的计算结果. 由图可见, 电弧等离子体温度由中心向外递减, 弧柱靠近电极附近的区域温度较高. 同时, 电弧等离子体在电极附近呈现出收缩的趋势. 一方面这是由于电极温度相对于电弧等离子体较低造成的, 另一方面是由于电弧电流自身磁场产生的箍缩效应引

起的.

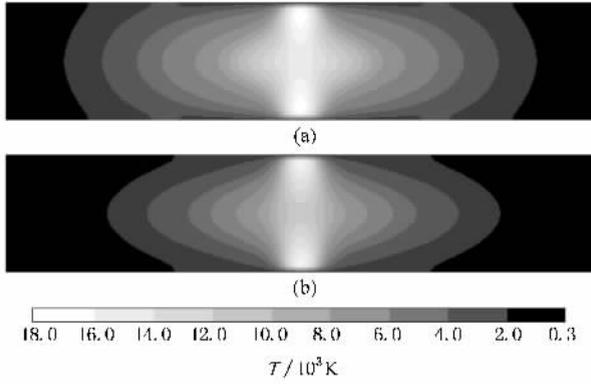


图4  $x$ - $y$  平面( $z=0$ )上温度分布(单位: K) (a) P-1 辐射模型; (b) NEC 模型

尽管等离子体中心处的图 4 (a)和 (b)温度相似,但两者仍存在着一定的差别。(a)中显示的等离子体温度范围比 (b)宽,离弧柱较远位置处的温度比 (b)同位置温度高。这主要是由于 P-1 辐射模型不仅考虑了电弧高温区域辐射能量的向外传递,同时还考虑了低温部分对辐射能量的自吸收问题,而 NEC 法仅仅考虑了前者。

### 3.2. 辐射能量分布

通过 P-1 模型可以计算出空间的入射辐射强度。根据方程 (15),  $x$ - $y$  平面 ( $z=0$ ) 上的辐射能量密度由图 5 给出。计算值大于 0 的区域表示该处向外发射辐射能量,负值表示该处吸收辐射能量。图中清晰可见弧柱中心区域向外强烈发射辐射能量,周围低温部分则吸收辐射能量,特别是在临近弧根周围区域,其所在辐射能量密度的吸收值较大。

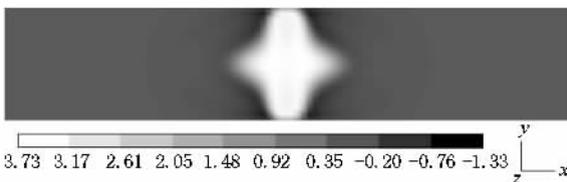


图5  $x$ - $y$  平面( $z=0$ )上 P-1 辐射模型获得的辐射能量密度分布(单位  $\text{W}/\text{m}^3$ )

由于灭弧室壁面受电弧烧蚀往往是人们所关心的问题之一,而辐射能量流对于器壁的烧蚀具有重要的作用。通过 P-1 辐射模型,可以按照下式计算到达器壁的辐射能量流:

$$q_{r, w} = -\Gamma \frac{\partial G}{\partial n}, \quad (18)$$

其中,  $n$  是边界面处的法向矢量;获得的器壁(图 3 中的  $abcd$  平面)处辐射能量流如图 6 所示。尽管最大的温度值位于弧柱部分靠近电极的区域(如图 4 所示),但最大的辐射能量流并非位于靠近该处的壁面上,而是在壁面的中心位置,壁面的边缘处受到的辐射能量流相对较小。

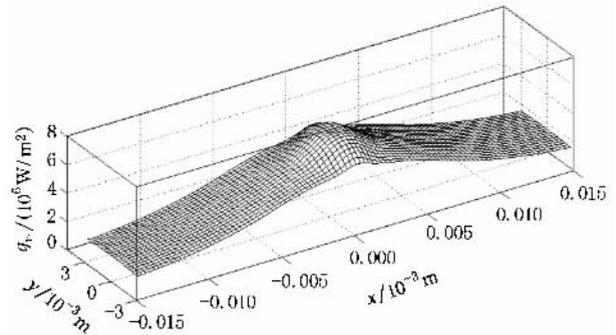


图6  $x$ - $y$  平面( $z=3 \text{ mm}$ )器壁处辐射能量流分布(单位  $\text{W}/\text{m}^2$ )

### 3.3. 电场结果分析

通过电场计算,图 7 中分别显示了电极面 ( $y=3 \text{ mm}$ ) 和中间面 ( $y=0 \text{ mm}$ ) 处电流密度的分布,其最大值为  $1.19 \times 10^8 \text{ A}/\text{m}^2$  和  $1.33 \times 10^7 \text{ A}/\text{m}^2$ 。可见,弧根处的电流密度数值较大而其分布区域较小,而中间截面上的电流密度较小而分布区域较大,电弧弧根在触头附近呈现出收缩趋势。

电压降是电弧等离子体中一项关键的基本参数。通过电场计算,由 P-1 模型获得的电弧等离子体弧柱压降为 22.2 V,而 NEC 方法计算获得相应值为 24.9 V,显然前者计算结果较后者要小,这主要是由于图 4 (a)中电弧温度分布范围比 (b)要广使得整个电弧通道电阻相对较小所致。

## 4. 实验分析与讨论

### 4.1. 电弧电压测试

电弧电压参数是电弧等离子体中的一项重要参数,与实际灭弧室的性能具有直接关系,其大小亦反映了仿真计算的准确与否。本文通过测试稳态电弧等离子体的弧柱电压值,同时与 NEC 方法相比较来验证 P-1 模型计算的准确与否。

实验通过简化的灭弧室模型来进行。模型壁面

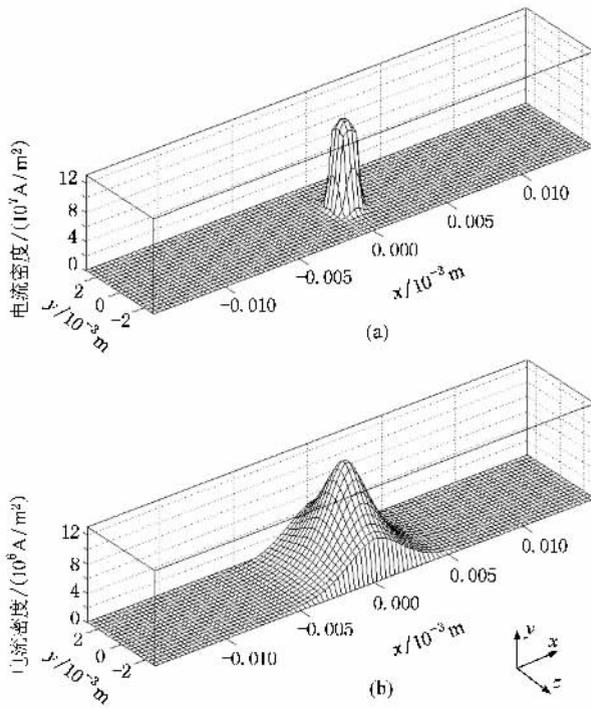


图 7 电流密度分布 (a) 电极表面 ( $y = 3 \text{ mm}$ ) (b) 中间  $x-z$  截面 ( $y = 0 \text{ mm}$ )

是由耐弧塑料材料制成,其尺寸与仿真中相同,电极材料为铜.为了便于观察形态,模型的正面挡板 ( $abcd$  面)由有机玻璃材料制成.图 8 为实验原理图,电弧等离子体的形态由 KODAK EKTAPRO 高速摄影仪 ( $12,000 \text{ frames/second}$ ) 记录观察,电弧电流、电压则通过 Tektronix TDS460A 示波器进行记录.图中,当  $K$  闭合时,回路中流过一个  $200 \text{ A}$  的电流,该电流通过  $0.1 \text{ mm}$  的铜丝并将其融化最终引燃电弧.

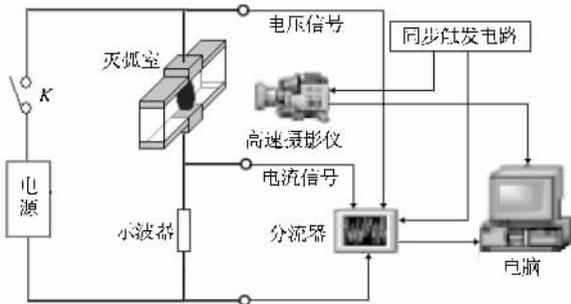


图 8 实验原理图

当电弧等离子体产生后,其经历约几个  $\text{ms}$  的暂态变化过程后达到稳定燃烧的状态.电弧电压的测试分别选择了电弧稳定燃烧后 4 个不同时间点进行,如图 9 所示,分别为  $t_1 = 35.7 \text{ ms}$ ,  $t_2 = 41.7 \text{ ms}$ ,  $t_3$

$= 46.9 \text{ ms}$ ,  $t_4 = 52.3 \text{ ms}$ . 4 个时刻的电弧形态稍有不同,这主要是由于试验中连线产生的干扰磁场引起的,另外电极表面的烧蚀同样会影响电弧形态.由示波器对相应 4 点的电弧电压测量值进行平均,获得稳态电弧等离子体的电压降为  $35.4 \text{ V}$ .

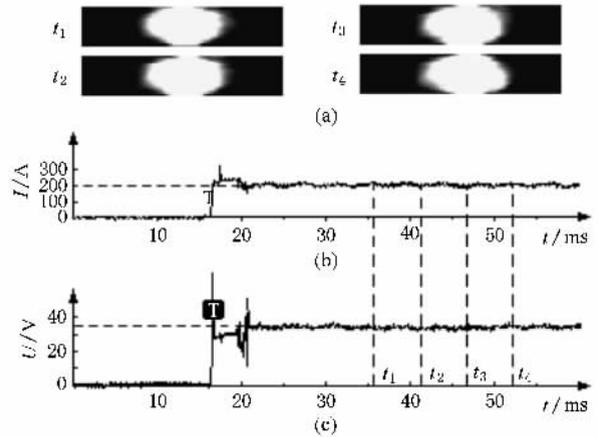


图 9 空气电弧等离子体实验 (a) 稳态电弧照片 (b) 电弧电流 (c) 电弧电压

### 4.2. 讨论

由于总的电弧电压由两部分组成,电弧等离子体弧柱电压和近极压降.对于大气中的铜电极,近极压降近似为  $16.5 \text{ V}$ .因此,以上试验中获得电弧等离子体弧柱电压为  $18.9 \text{ V} (= 35.4 \text{ V} - 16.5 \text{ V})$ .与计算中获得的弧柱压降相比,NEC 方法 ( $24.9 \text{ V}$ ) 大于测量值,这与文献 [17] 得到的结论一致,而由 P-1 模型获得计算值 ( $22.2 \text{ V}$ ) 比 NEC 法更加接近实验结果.尽管如此,P-1 模型计算值与测量值之间仍然有  $3.3 \text{ V}$  的差异.一方面,尽管计算中用到的等离子体物性参数与以往相比已经更加准确,但其与实际参数存在的差异仍然会给计算带来一定的误差.其次,本文的电弧仿真计算中忽略了电极金属蒸气对电弧的影响,使得电弧等离子体的电导率相对偏低,最终导致弧柱电压计算结果偏高,因此本文描述的空气电弧等离子体的计算模型还有待进一步完善.

### 5. 结 论

本文针对三维空气电弧等离子体的仿真建模,引入了 6 波段 P-1 辐射模型的方法.计算分析了相应灭弧室内的温度、能量流和电流密度分布.得到如下结论:

1. 电弧弧柱中心区域温度较高,并向外发出辐

射能量,而周围低温区域均吸收辐射能量,特别是弧根周围的区域对辐射能量的吸收较强.

2. 到达壁面处的辐射能量流最大值位于壁面的中心位置处,而不是在壁面临近弧柱最大温度的

区域,同时壁面边缘处受到的辐射能量流相对较弱.

3. 与 NEC 方法相比,6 波段 P-1 辐射模型获得的空气电弧等离子体温度分布范围较宽,电弧弧柱电压相对较低,更加接近实验测试结果.

- [ 1 ] Gong J Q ,Gong Y ,Liu J Y ,Zhang P Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 291 ( in Chinese )[ 宫继全、宫野、刘金远、张鹏云 2002 物理学报 **51** 291 ]
- [ 2 ] Karetta F ,Lindmayer M 1998 *IEEE Trans. Comp. Trans. Packa. Manufact. Technol.* **21** 96
- [ 3 ] Chauveau S ,Deron C ,Perrin M Y ,Rivière P ,Soufiani A 2003 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **56** 29
- [ 4 ] Lowke J J 1974 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **14** 111
- [ 5 ] Yan J D ,Fang M T C 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 40
- [ 6 ] Aubrecht V ,Lowke J J 1994 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **27** 2066
- [ 7 ] Paul K ,Takemura T ,Matsumo H *et al* 2004 *IEEE Trans. Plasmas Sci.* **32** 118
- [ 8 ] Eby S D ,Trepanier J Y ,Zhang X D 1998 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **31** 1578
- [ 9 ] Dixon M ,Yan J D ,Fang M T C 2004 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **37** 3309
- [ 10 ] Zhang J ,Chen D G ,Fu J 1999 *Proceedings of the CSEE* **19** 22 ( in Chinese )[ 张晋、陈德桂、付军 1999 中国电机工程学报 **19** 22 ]
- [ 11 ] Gleizes A ,Gonzalez J J ,Fretton P 2005 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **38** 153
- [ 12 ] Zou X ,Gong Y ,Liu J Y ,Gong J Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 824 ( in Chinese )[ 邹秀、宫野、刘金远、宫继全 2004 物理学报 **53** 824 ]
- [ 13 ] Becker H A ,Liu F ,Bindar Y 1998 *Int. J. Heat Mass Transfer* **41** 3357
- [ 14 ] Rong M Z ,Wu Y ,Yang Q ,Hu G X ,Jia S L ,Wang J H 2005 *IEICE Trans. Electron.* **88** 1577
- [ 15 ] Siegel R ,Howell J R 1981 *Thermal radiation heat transfer* ( Washington D C : Hemisphere publishing corporation ) 521
- [ 16 ] Murphy A B 1995 *Plasma Chem. Plasma Processing* **15** 279
- [ 17 ] Lindmayer M ,Mutzke A 2005 *Some aspects of arc behavior in low voltage arc chutes the XVIIth Symposium on Physics of Switching Arc* ( Brno ,Czech Republic )

# Introduction of 6-band P-1 radiation model for numerical analysis of three-dimensional air arc plasma<sup>\*</sup>

Wu Yi<sup>†</sup> Rong Ming-Zhe Yang Fei Wang Xiao-Hua Ma Qiang Wang Wei-Zong  
( State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment ,Xi 'an Jiaotong University ,Xi 'an 710049 ,China )  
( Received 2 December 2007 ; revised manuscript received 22 January 2008 )

## Abstract

6-band P-1 radiation model is introduced to implement the simulation of three-dimensional air arc plasma. The calculation has the specific feature that both radiation emission and self-absorption are taken into account. The distributions of temperature and radiation flux density are obtained and analyzed. Comparing with the net emission coefficient ( NEC ) method ,its temperature distribution range is wider and the arc column voltage is more close to the experimental test value ,which shows that the P-1 model can be used to solve the arc radiation problem more accurately.

**Keywords :** thermal radiation , P-1 model , air arc plasma , magnetohydrodynamic

**PACC :** 5280M

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Science Foundation for Distinguished Young Scholars of China ( Grant No. 52525722 ) and the State Key Program of National Natural Science of China ( Grant No. 50537050 ).

<sup>†</sup> E-mail : wuyic51@mail.xjtu.edu.cn