

微束等离子弧焊接

56.2



机械工业出版社

这本专著叙述了有关微束等离子弧的物理本质和过程，讨论了它的应用范围；提出了有关电源电路、等离子焊枪、通用和专用焊接设备的结构和使用的基本情况；并用相当大的篇幅叙述了有色金属、黑色金属及其合金的微束等离子弧焊接工艺特点。本书是有关微束等离子弧焊接的第一部系统研究的专著。

本书可供科学工作者、工程技术人员和高等院校焊接专业的研究生、大学生参考；对从事等离子弧物理和气体放电研究的专家也有所裨益。

МИКРОПЛАЗМЕННАЯ СВАРКА
ПОД РЕДАКЦИЕЙ АКАДЕМИКА
Б. Е. ПАТОНА
КИЕВ «НАУКОВА ДУМКА»

1979

• • •
微束等离子弧焊接

[苏] Б. Е. 巴顿 主编

罗津如 钱昌黔 张延赤 译

关中原 校

•
机械工业出版社出版 (北京阜成门外百万庄南街一号)

(北京市书刊出版业营业许可证出字第117号)

重庆印制一厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

•
开本 787×1092 1/32·印张 8·字数 174 千字
1983年1月重庆第一版·1983年1月重庆第一次印刷
印数 0,001—3,100 定价 0.85 元

•
统一书号: 15033·5487

序 言

大量的焊接工作是薄板（0.05~1.5 毫米）金属及其合金的焊接。常见焊接方法中广泛应用的有气焊、钎接、非熔化极连续和脉冲电弧焊[1]。但是，这些方法加热速度慢、热影响区宽、小电流电弧焊的电弧稳定性差，电弧长度对焊缝参数有明显的影响。因此，很难进行焊接，有些场合甚至根本不可能进行焊接。用气焊和电弧焊来焊接薄板结构，常常容易出现废品，尤其是大批量生产中废品占的比例相当大。

用电子束焊接的接头质量比氩弧焊高得多，但是，成本高、设备复杂，要求有高度熟练的技术人员才能进行操作。因此，有许多场合不宜采用电子束焊接。另外，根据工艺要求也不是所有的工件都允许放在真空室内封接；而且很多制品因自身尺寸的限制，根本不能放置在真空室内。使用其它已知的焊接方法，例如接触焊和扩散焊，在大量生产的条件下，受工件的外形和材料性能的限制，也受到要求焊缝具有可靠的密封性和其它因素的限制。

六十年代初，在A. B. 彼得洛夫的领导下，航空工艺科学研究所（НИИАТ）和许多外国公司（如瑞士、英国、美国 and 法国）都开始用压缩电弧进行薄板焊接的研究工作。这种方法被命名为微束等离子弧焊接。然而，当时还缺乏对小电流电弧和工艺完整的研究；加上当时没有专门的焊接设备，也妨碍了这种方法的发展，故在工业中没有得到广泛的

应用。近年来，乌克兰科学院巴顿电焊研究所（ИЭС）决定研究焊接电弧的物理过程，并在此基础上研究薄板金属微束等离子弧焊接这一新方法和研制供广泛应用的焊接设备。为此，该所研究了包括真空在内的不同介质中小电流焊接电弧的特征，并提出了电弧的压缩理论，进行了焊接电弧阴极过程的试验研究，确定了冷阴极小电流电弧稳定燃烧的条件。根据理论和试验研究的结果，制定了包括铝在内的金属常压和低压微束等离子弧焊接的新方法。

为了在最理想的条件下实现微束等离子弧焊接，首先研究了焊接电源的可控硅整流电路；同时还提出了同极性和不同极性电容器放电的脉冲电流新型整流电路和交流电路。

上述问题的顺利解决，为新型的焊接方法在工业上推广应用创造了先决条件。经过本书的著者们和研究所其他同事们的努力，制成了常压和低压微束等离子弧焊接的工艺和设备。他们是：Г. Н. 依格纳钦柯（Г. Н. Игнатченко）、В. И. 司克雷柏尼克（В. И. Скрыпник）、Л. М. 雅利尼奇（Л. М. Яринич）、В. Е. 巴顿（В. Е. Патон）、Э. М. 什玛柯夫（Э. И. Шмаков）、Л. Н. 卡兹洛夫（Л. Н. Козлов）、Ю. Ф. 舍夫钦柯（Ю. Ф. Шевченко）、Д. М. 拉布金（Д. М. Рабкин）、Ю. Е. 克德里斯（Ю. Е. Годлис）、В. В. 舍尔巴克（В. В. Щербак）、Д. М. 波格列宾斯基（Д. М. Погребиский）、А. С. 司威琴斯基（А. С. Свечинский）、А. П. 赛巴罗娃内（А. П. Запарованный）、В. Ф. 拉布钦斯基（В. Ф. Лапчинский）、Ю. И. 沙布雷金（Ю. И. Сапрыкин）、В. А. 兹拉热夫斯基（В. А. Зражевский）、В. Н. 沙米洛夫（В. Н. Самилов）、Б. В. 达尼利钦柯（Б. В. Данильче-

нко)。一些企业的创始者Г. Б. 阿索雅尼茨 (Г. Б. Асо-
янц)、Д. М. 图佐夫 (Д. М. Тузов)、С. К. 库佐夫金
(С. К. Кузовкин)、В. И. 沙韦立也夫 (В. И. Савель-
ев) 等在不长的时间里首先掌握了一系列专用设备的生
产, 其中包括电源、焊接装置和等离子焊枪。巴顿电焊研究
所和专门的科研所、企业以及一些高等院校协作, 在国内企
业中推广使用了2500台以上的微束等离子弧焊机, 每年的经
济效果可达几十亿卢布。

本书序言和第一、二章由Б. Е. 巴顿和В. С. 格沃兹捷
茨基执笔; 第三章1~8节和第四章第6节由Д. А. 杜德柯
和В. Е. 斯克里亚列维奇执笔; 第三章第9节和第四章第1
~3、5节由Н. М. 伏罗巴依执笔; 第四章第4节由Н. М.
伏罗巴依和Б. И. 什纳依捷尔执笔; 第五章全体作者参加编
写。

作者对 В. К. 列别捷夫 (В. К. Лебедев) 和И. К.
波赫金 (И. К. Походен) 提出有益的建议以及在准备手
稿时给予帮助的 Л. М. 雅利尼奇、Б. Е. 真琴柯 (Б. Е.
Зинченко) 和В. Ю. 彼得洛夫 (В. Ю. Петров) 表示深切
的谢意。

目 录

第一章 微束等离子弧焊接的物理基础	1
1. 电弧及其构造概述	1
2. 焊接电弧弧柱理论发展的基本概况	4
3. 圆柱形电弧弧柱参数的计算	8
4. 获得压缩电弧的方法及其应用	13
5. 低压压缩电弧参数的计算	16
6. 低压电弧参数的测定	21
第二章 微束等离子弧焊接方法	28
1. 微束等离子弧焊接过程的实质	28
2. 小电流压缩电弧的伏-安特性	33
3. 低压引弧的滞后时间	39
4. 电弧阳极上热功率的测定	43
5. 电源的最佳特性	47
6. 间接微束等离子弧的动力特性	52
7. 焊接电弧中的离子-电子发射	55
8. 反极性微束等离子弧焊接的实质	57
9. 反极性电弧的动态伏-安特性	59
10. 交流微束等离子弧焊接方法	66
11. 不同极性脉冲电流微束等离子弧焊接	69
第三章 微束等离子弧焊接设备	73
1. 电源的主要部件	73
2. 可控硅焊接电流换向器的构造原理	80
3. 正极性微束等离子弧焊机	90
4. 交流焊机	104

5. 通用微束等离子弧焊机	109
6. 等离子焊枪	122
7. 真空微束等离子弧焊接设备	125
8. 设备的安装、使用和维修	130
9. 自动焊机	139
第四章 微束等离子弧焊接的工艺特点	148
1. 微束等离子弧焊接技术和工艺概述	148
2. 微束等离子弧焊接的冶金特点	158
3. 微束等离子弧焊接时金属的加热	169
4. 正极性焊接	188
5. 交流焊接	206
6. 真空微束等离子弧焊接	217
第五章 微束等离子弧焊接的应用	222
1. 仪器壳体的焊接	222
2. 薄壁管和波纹管部件的焊接	226
3. 密封环和滤网的焊接	230
4. 轻金属制品的焊接	232
5. 医疗技术中的焊接	237
6. 微小缺陷的修补	239
7. 微束等离子弧焊接应用的展望	241
参考文献	245

第一章 微束等离子弧焊接的物理基础

1. 电弧及其构造概述

电弧放电是气体放电的一种形式，它具有较低的电压降和大的电流密度。实际应用的焊接电弧，其电压降为数十伏，而电流密度则为50安/毫米²或更高。

气体导电与固体和液体的导电机理有本质的区别，在通常情况下，气体为非良导体，只有气体受到外界激发或在内部出现带电粒子时，气体才能导电。

带电粒子的来源是气体的电离，气体在电离时形成自由电子和正离子。通常气体原子和分子与电子、原子或光子碰撞时发生电离。此时，传递给电离粒子的能量超过某一最小值，这一最小值与气体的种类有关，称为电离电位。在原子和电子与被激发的原子相碰撞时引起的电离，是一个阶梯式的变化过程。如果将气体加热到高温，那么，气体的全部电离过程则同时发生。在电离过程中还存在着相反的过程，即复合过程。复合的结果，正离子与电子相碰，形成中性粒子。

为了使气体具有恒定的导电率，即要求带电粒子的浓度不随时间而变化，或保持其出现和消失过程平衡，就需要消耗能量。气体导电与固体和液体导电的主要区别就在于此。

在电离的气体中，电流是通过电子和正离子进行传递的。没有电场存在时，加热气体的电子和离子只作无规则的

运动，而且在任意方向上的平均速度均等于零。如果在放电空间加上一定的电压，那么，电子和离子在电场作用下就具有平行于电场的移动速度。通常情况下，它的移动速度远小于其热运动速度。电子向荷正电的电极——阳极移动；而正离子则向荷负电的电极——阴极移动。由于电子和离子的质量差别很大，所以它们的移动速度也各异。因此，在电极之间发生放电时，首先出现正电荷空间放电（离子多于电子）而影响电极之间的电位分布。这种放电的电位瞬时分布见图1（曲线1）。由图可知，从阳极开始，离阳极越远，电压越高，达到最大值之后，便突然下降。最大电压将放电空间分为两个区域，在这两个区域里，电场指向两个相反的方向。然而，这样的电位分布不能固定不变，因为电场会将电子由电极驱向最大电位。随着电子的积聚，发生空间正电荷的中

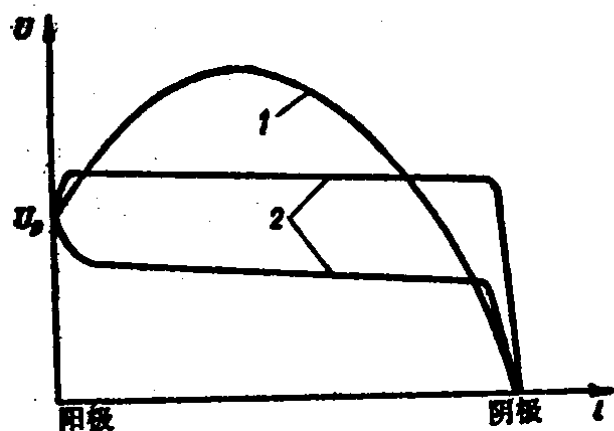


图1 电压沿电弧长度 l 的分布图

和。于是，电压最大值下降，并向阴极方向移动。正常状态下，具有最大值的曲线1变成描述具有弱电场的准中性等离子区段（离子浓度等于电子浓度）的曲线2，从阳极和阴极两端，受到电位跃迁的限制。

制，即所谓阳极电压降和阴极电压降的限制。

阴极电压降和阳极电压降的区域是具有空间电荷的区域。近阴极区出现的强电场，不允许电子从等离子区向阴极扩散。这个区域内的电流是通过由等离子区向阴极区转移的正离子流和阴极释放的电子传递的。值得注意的是，阴极电

子发射的机理，一直是近几十年来电弧理论中最复杂的问题之一。直到现在文献中对发射机理尚未确立完全一致的看法。电弧放电的电子发射机理可参考文献[2]。

在阳极电压降区域，电流主要是由电子传递，电子从等离子区自由地跑出，移动到阳极金属上。通常认为，离子不能从阳极跑出，但在等离子区中由于带电粒子无规则运动，电子和离子都能落到阳极上。靠热运动移到阳极上的全部电流为

$$I = I_e - I_i$$

式中 I_e 和 I_i ——移到阳极上的热电子流和热离子流。

在固定状态下的热运动电流，决定着阳极电压降的大小。如果热运动的电流小于放电电流，则在近阳极区出现正的阳极电压降 U_a ，它将加速电子运动，并提高其能量。当然，阳极的冷却作用越强，近阳极弧区的温度就越低，阳极电压降也就越大。提高阳极和近阳极等离子区的温度，则会引起阳极电压降的降低。如果向阳极运动的热电流大于放电电流，在阳极区就出现负电压降。其电场将阻止电子移向阳极，并加速离子运动。这时，电弧电压降可能小于阴极电压降。通常，电弧电压降同气体的电离电位是相当的。

众所周知，实际上电弧电压降很小，甚至等于零（单极电弧），有时甚至是负值。这种情况经常发生在低压下加热的阴极电弧（真空电弧）上，在这类电弧中等离子体中的电子温度大大高于离子的温度（非等温的等离子体）。在大气压下燃烧的焊接电弧中也可以观察到电弧电压降小的情况（电离电位较低）。例如，非熔化极氩弧焊时，电弧电压降约8伏，而氩的电离电位则为15.7伏。

焊接电弧近阳极区气体介质的化学成分很不均匀，这主

要与电弧燃烧状态、焊接方法、阳极材料与焊剂的蒸气、空气和保护气体有关系。甚至在阳极温度不高时，也可能使混合气体中那些电离电位很低的组分在阳极表面上发生热电离，这种混合气体的电离度与温度、电离电位以及每种组分蒸气分压有复杂的函数关系[3]。

因此，焊接电弧阳极区域中的物理过程是相当复杂而又多种多样的。虽然如此，还需掌握这些知识以便既能控制阳极电压降的大小，又能控制电流密度，从而，也就控制了传给阳极——工件的热功率。

实际上占据全部放电间隙的是被称为弧柱的准中性等离子区。在这个区域里电流由电子和离子两者传递。虽然它们的浓度实际上相等，但是在电场的作用下，电子的定向运动速度大大高于离子的速度。因此，弧柱中的电流实际上仅靠电子单独传递。电子的定向运动速度取决于电场强度和等离子体的温度，以及气体种类和压力。弧柱温度决定着等离子体中一系列不同的现象，因此，弧柱温度是一个主要参数。等离子体中电子的平均热能量对于电离一般是不够的。然而在等离子体中尚有大量的电子，其能量足够气体的激发或电离。由于在弧柱里等离子体各种粒子综合相互作用的结果，呈现出不同形式的光学、电学和热的过程。

这样，就可以根据电压降的变化特性和各种物理过程的变化特点，假定将电弧分为三个部分——阴极区、阳极区和完整的弧柱。每个部分都有较大的实际意义，而且都是需要研究的一个复杂而独立的领域。

2. 焊接电弧弧柱理论发展的基本概况

弧柱中的参数，如电场强度、温度的径向分布 $T(r)$ 和

电流密度 $j(r)$ ，通过试验来测定有较大的困难。因此，理论研究就有特殊的意义，通过理论研究可以建立起电弧参数与其燃烧的规范和条件之间的关系。有关焊接电弧中物理过程的基本理论和研究结果在国内外知名学者的著作[4~14]中均有述及。然而，由于研究对象复杂，迫使许多研究人员根据每一具体情况对电弧作各种简化或以模型表示。

为了从数学上描述圆柱形电弧弧柱，应具备描述能量平衡、包括电子-原子和电子-离子碰撞的等离子体的导电性和导热性、电离度以及辐射能量体积密度的完整方程组。这种方程组实质上是解温度的一元二次微分方程。但是，这个方程是非线性的，要求出 $T(r)$ 的解析答案，即使在同种气体介质中在数学上也是相当困难的。何况焊接电弧中有复杂和多种的介质成分，上述困难就会更大。为了近似地评定弧柱的参数和说明各种因素对其性能的影响，常常采用较简单的方程组来表示，或者使用简化的电弧模型。所有假设的电弧模型，都是电流的主要部分和弧柱的能量集中的电弧中心区。这就使得可以将弧柱分为两个区域：即导电区——弧柱的电流通道（内圆柱体）和导电性实际上等于零的热传导区（外圆柱形保护层）。弧柱电流通道的热量通过第二个区域再传到周围空间。

小电流电弧，通常可忽略光辐射不计，并认为，弧柱的全部能量消耗是通过热传导而损失的（热传导模型）。该问题的解决是由麦克尔（Маккер）专门采用传热性函数计算的[14]。他还求出了导电率的径向分布 $\sigma(r)$ ，其最大值位于弧柱中心轴上。离中心轴的距离越远，导电率下降的速度越快。从这个解法中，可得出这样的结论：导电弧柱的半径 R 与电场强度成反比。导电弧柱通道半径小，电场强度大。然

而，麦克尔既没有求出电场强度，也没有求出温度径向分布；这个解法更不能求出电弧燃烧的状态和介质的导热系数对弧柱参数有什么影响。

对于在金属蒸气中燃烧的大功率焊接电弧，采用弧柱的辐射模型。这个模型的物理本质是弧柱的全部能量仅仅是由于“黑体”辐射而失去的[5、6]。把热传导造成的能量损失在该弧柱模型中作为零。根据所描述的弧柱模型，K. K. 赫列诺夫 (K. K. Хренов) 确定了弧柱的温度与电弧气体的有效电离电位 V_i 之间的定量关系，即 $T \approx 800V_i$ 。当然，得到的表达式是近似的。正如 K. K. 赫列诺夫所指出那样，式中未能反映出，如电弧电流、气体压力和导热率等多种因素的影响。虽然如此，对于某些状态的焊接电弧，其关系式 $T \approx 800V_i$ 与试验数据是非常一致的。对于在保护气体介质中燃烧的非熔化极的弧柱温度，B. B. 弗罗洛夫 (B. B. Фролов) 导出的表达式为： $T = 1000V_i$ [12]。这两个表达式均同实测数据近似一致。第一个表达式比较适合于中等功率的电弧，而第二个表达式则适用于较大功率的电弧。在这方面电弧黑体辐射模型给出了很好的结果。但是，若用它来计算弧柱的其它参数，尤其是电场强度，就不太适用。例如，根据这个模型，文献[6]得到在氩中燃烧的压缩电弧弧柱中 ($V_i = 15.7$ 伏) 电场强度 (伏/米) 的解析式：

$$E = 35 \times 10^{-8} \frac{r_0}{I_0} T^4 \quad (1.1)$$

式中 r_0 ——压缩弧柱的半径(米)，并取它的值等于等离子枪喷嘴孔道的半径；

I_0 ——电弧电流 (安)；

T ——弧柱温度 (K)。

对于给定近似于实际的参数 r_0 、 I_0 、 T ，按公式 (1.1) 计算出的电场强度 E 值列于表 1。

表 1

$r_0 \times 10^3$ (米)	I_0 (安)	E (伏/米)	
		$T=800V$	$T=1000V$
1	50	174203.30	425301.02
1.5	100	130652.48	318975.77
2	200	87101.652	212650.51
2.5	300	72584.71	177208.76

从表中可看出，计算出的电场强度在 $(73 \sim 425) \times 10^6$ 伏/米之间。例如，Д.Т.贝霍夫斯基 (Д. Т. Быховский) 所完成的实验测量表明，压缩电弧弧柱中的电场强度约为 $(1.1 \sim 3) \times 10^3$ 伏/米。

计算与试验数据之间这样大的差别，证实了由能量平衡基本方程式直接得出的公式 (1.1)，对于黑体辐射模型要作重大的修正。能量平衡基本方程式为：

$$I_0 E = 2\pi r_0 \beta \sigma T^4 \quad (1.2)$$

式中 β ——电弧气体的黑度；

σ ——斯特凡-波尔兹曼 (Стефан-Больцман) 常数， $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$ 瓦/米²·度⁴。

正如А. М. 扎列斯基 (А. М. Залесский) 所指出那样，似乎是说明不能把斯特凡-波尔兹曼定律 [11] 用于线状光谱的电弧，所以才出现误差。

由上述可知，弧柱热传导模型也好，黑体辐射模型也好，在很多方面都不能满足实际需要。

用圆柱形电弧能量平衡方程式的计算求解法得到的结果

比较可靠。

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \chi(T) \frac{dT}{dr} \right] = E^2 \sigma(T) - q(T) \quad (1.3)$$

式中 $\chi(T)$ ——等离子热传导系数;

$q(T)$ ——辐射能的体积密度;

r ——动点坐标。

在方程式 (1.3) 中, 算出了两种类型的弧柱能量损失, 热传导 $\chi(T)$ 和体积辐射 $q(T)$ 。正如 В. Л. 格拉诺夫斯基 (В. Л. Грановский) 所指出的, 弧柱中心区, 对流损失很小, 可忽略不计。只有在弧柱四周上, 气体温度与周围介质温度大体接近, 对流损失才比较明显 [8]。

3. 圆柱形电弧弧柱参数的计算

对方程式 (1.3) 过去的已知计算求解, 通常要作重大的简化才能完成。在一些文献中认为导热率 χ 与温度无关。在另外一些文献中则用幂函数的形式表示这个关系。然而在所有情况下, 求解时均没有考虑等离子体中电子的热传导。

这里所叙述的能量平衡方程式 (1.3) 的数字求解是把等离子体的电子和原子的导热率作为温度的函数计算; 在计算等离子体的导电率时, 还应考虑电子-原子和电子-离子的相互作用 [15]。此时, 根据试验数据的分析结果和按照方程式 (1.3) 求弧柱能量最小值提出的变分问题, 取电场强度在弧柱的任一横截面上均与坐标 r 无关。

解方程式 (1.3), 用龙哥-库特 (Рунге-Кутт) 法在 “МИНСК-22М” 电子计算机上进行的。对于给定的边界条件 $\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=0} = 0$ 和 $T|_{r=0} = T_0$, 以及介质参数和电弧电流,

算出了温度的径向分布 $T(r)/T_0$ ，电流密度 $j(r)/j_0$ ，以及电场强度 E 值。这里的 T_0 ——弧柱轴线上的温度； j_0 ——弧柱轴线上的电流密度。将算出的温度值 $T(r)$ 与正态分布规律进行了比较得：

$$T(r) = T_0 \exp(-b^2 r^2) \quad (1.4)$$

式中 b^2 ——介质成分和电弧燃烧状态所决定的功能系数。

对于 r 、 $T(r)/T_0$ 和 $j(r)/j_0$ 所计算的全部结果列成表，其中每一项相差 $\Delta r = 0.1$ 毫米。表中还注明原始数据： V_i 、 T_0 、 χ 和 I_0 以及一些计算的结果 E 、 $I_{\text{внч}}$ 、 Θ 。应该指出， $T_0 = f(I_0)$ 值由试验数据中借用来的大量数据确定的。在混合气体 Ar 90% + H₂ 10% 中燃烧的电弧，其典型数据见表 2。从表 2 数

表 2

r (毫米)	$T(r)/T_0$	$j(r)/j_0$	r (毫米)	$T(r)/T_0$	$j(r)/j_0$
0.00	1.00000	1.00000	1.20	0.85666	0.36363
0.10	0.99900	0.99484	1.30	0.83288	0.28820
0.20	0.99601	0.97940	1.40	0.80796	0.22027
0.30	0.99101	0.95373	1.50	0.78222	0.16193
0.40	0.98400	0.91798	1.60	0.75599	0.11427
0.50	0.97497	0.87243	1.70	0.72956	0.07728
0.60	0.96392	0.81750	1.80	0.70322	0.05002
0.70	0.95084	0.75408	1.90	0.67716	0.03092
0.80	0.93576	0.68315	2.00	0.65152	0.01826
0.90	0.91871	0.60632	2.10	0.62639	0.01026
1.00	0.89977	0.52568	2.20	0.60179	0.00546
1.10	0.87903	0.44380			

注：原始数据： $I_0 = 27.5$ 安； $V_i = 15.7$ 伏；

$T_0 = 9700\text{K}$ ； $\chi_{\text{e}}(9700\text{K}) = 1.446$ 瓦/米·度。

计算结果： $E = 1576$ 伏/米； $I_{\text{внч}} = 27.355$ 安。

⊖ $I_{\text{внч}}$ 为计算电流值。——译者

据中可知, 随坐标 r 的增加, 电流密度 $j(r)$ 急剧下降, 而温度却下降得较慢, 在 $j(r)/j_0$ 实际等于零的区域中, 温度值 $T(r)/T_0 \approx 0.61 \sim 0.63$ 。

计算表明, 在所研究的 r 变化范围内, 系数 b^2 实际上是常数。这就证明温度的径向分布可用高斯正态分布规律, 即用公式 (1.4) 来描述。

对于不同的电弧电流值, 其温度和电流密度分布的典型曲线如图 2 所示。按方程式 (1.4) 计算出来的 $T(r)/T_0$ 值在图中用“×”表示。电流密度 $j(r)/j_0$ 与半径的关系较复杂, 但在多数情况下可写成下列关系式:

$$j(r) = j_0 \exp[-(a_1^2 r^2 + c^4 r^4)] \quad (1.5)$$

式中 a_1^2 和 c^4 —— 决定电弧电流集中程度的系数。

按照式 (1.5) 所算出的 $j(r)/j_0$ 值用圆点表示。显而易见, 当恰当地选择系数 a_1^2 和 c^4 时, 则方程式 (1.3) 计算的结果就能很好地用解析函数表示。

积分式 (1.5) 表达了建立电弧电流、中心轴上的电流密度和电流集中系数之间的关系。

$$I_0 = 2\pi \int_0^\infty r j(r) dr = \frac{\pi j_0}{a^2} = \frac{\pi E \sigma(T_0, V_1)}{a^2} \quad (1.6)$$

$$a^2 = a_1^2 f\left(\frac{2c^2}{a_1^2}\right) \quad (1.7)$$

式中 a^2 —— 等价高斯分布

$$j(r) = j_0 \exp(-a^2 r^2) \quad (1.8)$$

的电流集中系数 (弧柱压缩系数);

$f\left(\frac{2c^2}{a_1^2}\right)$ —— 为复合解析函数, 其曲线如图 3 所示。

因此, 式 (1.5) 可用具有系数 a^2 的等价正态分布式 (1.8) 来代替, 系数 a^2 很容易利用系数 a_1^2 和 c^2 以及图 3 算出。这时,