

全國徵求會議論文

一九八九年 全国微波会议论文集

内容简介

本论文集刊载了微波理论与技术，微波通信等方面的论文共261篇，其中涉及到微波理论、微波网络、数值技术，微波测量，毫米波亚毫米波技术，微波有源电路，微波元器件，微波应用，微波通信，工艺等方面的内容。

本论文集可供从事微波理论与技术，毫米波技术，微波电路与器件和微波测量、雷达、电子对抗、微波通信等方面的教师、研究生和大专学生、科研与工程技术人员参考。

主 编： 袁克绪
责任编辑校： 杨 楠 唐普英

承 印： 成都成电应用电子技术服务部

一九八九年 全国微波学术年会

主办单位: 中国电子学会微波学会

中国通信学会微波通信委员会

MTT-S Chapter IEEE Beijing Section

承办单位: 电子科技大学 空军导弹学院 邮电部四所

协办单位: 国营亚光电工厂 四川大学 西南电子技术研究所

国营宏明无线电器材总厂 国营锦江电机厂

编审记

中国电子学会微波学会和中国通信学会微波通信委员会于 89 年 6 月 20 日至 23 日在成都联合召开了审稿会。对投寄到 89 年全国微波学术年会的 321 篇论文进行了认真的终审。根据两学会的要求和审稿会的推荐,我们将其中 261 篇论文分成上下两集出版,上集中收集了有关微波网络,场论及其数值计算,毫米波、亚毫米波技术,微波测量技术,微波应用,微波通信等方面内容的论文 125 篇。下集中收集了有关 MMIC,微波集成及工艺、介质谐振器,微波传输元器件,有源电路(包括低噪声放大、线性功放、振荡、变频、功率合成等电路)及其系统等论文 118 篇。

本文集展示我国微波学界近两年来在微波理论与技术、微波通信、测量、电路与器件各领域内的新发展与成果。内容广泛新颖。我们希望本论文集能起到各兄弟单位之间的交流作用,对有关专业的教学、科研和生产各方面起促进作用。更好地为我国社会主义四化建设服务。

在本文集的编审过程中,西安电子科技大学、空军地空导弹学院、四川大学、邮电部四所、西南电子技术研究所、国营亚光电工厂、国营宏明无线电器材总厂、国营锦江电机厂、电子科技大学等单位参加了审稿工作。电子科技大学负责编辑工作。成电应用电子技术服务部负责出版工作,在此一并致谢。

审稿会是在林为干主任委员亲自支持下召开的。参加编审工作的有(按姓名笔划顺序):

丁志良 刘仁厚 江汉保 甘体国 齐文才 关本康 汪祖桐 阮成礼 时振栋
张其劭 张兆镗 李润祺 罗先俊 梁昌洪 侯露莹 袁克绪 邬琳若 程义凯
董祖庆 阎乃惠 黄国兰 薛良金 饶克谨等同志。

因为编审时间紧迫,编者水平有限,书中错误之处在所难免,敬请读者批评指正。

一九八九年六月二十三日

目 录

双极坐标的基本特征及其应用		林为干	郭晓杰	1
火箭电磁兼容性(ECM)测试分析	李 大 伟	孙 玮	林为干	8
高效率计算波导 Green 函数的级数变换法		夏克金	杨弃疾	14
不用格林函数的新边界积分法与场匹配法相同的注记			龚文斌	19
电磁波在非互易媒质中的传播效应			王东进	24
平面电磁波通过一个过渡腔与谐振腔的耦合特性			唐 汉	27
用 Hankle 变换求解两圆盘之间的电容		顾凯钧	五蕴仪	32
令人瞩目的光与微波互作用研究		张祖舜	许大信	36
任意角度 H 面波导弯头不连续性的电磁理论分析		荣 昱	龚文斌	40
外微分系统、变分原理及电磁场守恒律			文炯一	43
矩形介质薄板的散射		时振栋	李思敏	48
表面具有不均一特征的大型凸旋转体对高频电磁波散射特性研究			刘 强	52
非均匀运动等离子柱体的电磁散射	葛俊祥	唐致中	万 伟	60
无限平面金属栅电磁散射问题的直线法分析		洪 伟	章文勋	65
目标的微波散射特性			阮颖铮	71
矩形波导单站雷达截面的光学分析		周建江	舒永泽	74
计算开有“ π ”形状槽的矩形金属平板的散射截面			顾长青	80
圆柱形介质波导中模的本征值计算		陈振国	吕 林	82
微波匹配网络的计算机辅助设计			谭秀华	86
集总有耗增益补偿网络的机助综合	朱力忠	沈碧玉	吴伯修	90
无耗二口网络参数的三点测量法及其数值解		吴宏雄	杨文超	95
无耗二口网络参数的直接寻优数值解法		吴宪雄	徐 炜	98
介质复介电常数现场非接触测量中逆问题的数值解		袁晓君	周正欧	102
微波网络综合的一种新方法		张子江	甄蜀春	108
任意弯曲波导中本征模 S 参量的计算			李 坚	112
微波有源网络 S 参数的约束关系			张 厚	116
三板带状谐振缝隙阻抗特性的简易算法		鲁世军	齐文才	118
多层复合介质谐振器的模匹配法分析		马哲旺	樊德森	123
矩形波导中任意高度的细圆柱体	黄 潜	杨乃恒	林守远	124
直线法在开放型传输线问题中的应用		徐金平	李嗣范	129
用直线法分析圆柱微带的色散特性		顾凯钧	王蕴仪	134
波导孔径耦合问题中 $m=0, n=0$ 模的研究		王汉阳	方一兵	137
准三维频率选择表面的分析		史为民	章文勋	141

用初等函数程序设计微波圆柱形介质谐振器		吴为能	145
应用 FD-TD 方法计算二维微波电路不连续性等效电路参数	冯恩信	傅君眉	149
任意曲线形状介质周期结构漏波天线的分析	徐善驾	武新章	154
双介质栅漏波天线的改进微扰法分析	徐善驾	郇红	158
椭圆波导中探针天线的辐射		王百锁	162
光泵亚毫米波光样品管的最佳度与光物质的色散特性	林贻堃 丘秉生	邹钜佳	167
径向非均匀光纤的改进阶梯法分析	徐善驾	马哲旺	171
各向异性介质填充无辐射介质波导的传播特性	沈号祥	楼晓明	177
单 V 形槽波导及双 V 形槽波导的分析	沈忠祥	楼晓明	179
双侧鳍线不连续性的精确分析	韩良 顾惠芳	王蕴仪	185
鳍线高次模与阻抗不连续性的散射特性	洪嘉生	石俊明	190
无辐射介质波导滤波器的频带扩展研究		刘圣民	192
3mm 波段鳍线定向耦合器	陈忆元	李嗣范	195
八毫米脊形窄壁耦合定向耦合器	蒋晓红 徐金平	李嗣范	198
一种新型宽带介质波导 3dB 方向耦合器	沈颖 徐得名	凌晨	201
圆形介质谐振器与悬置微带及鳍线的耦合系数的计算	陈强	杨铨让	206
NRD 波导特性阻抗公式及应用	漆兰芬	佐礼	212
Ka 波段分功率负载实验研究	龚成	陈克勤	214
毫米波铁氧体器件的新近发展		潘永吉	218
含有铁氧体材料的双层无辐射介质波导的分析	沈忠祥	楼晓明	221
W 波段鳍线谐波振荡器研究	韩良 王蕴仪	束永慧	227
W 波段悬置微带线谐波振荡器	束永慧	王蕴仪	228
26GHz 变容管调谐体效应振荡器	束永慧	陆范	230
140GHz GaAs 体效应谐波振荡器	曹康白	王子宇	232
Ka 波段体效应压控振荡器的设计与计算机分析	金启辉	费元春	235
3mm 电调振荡器予畸校正线性化研究	王瀚 吴正德	唐小宏	241
29GHz 鳍线 GaAs FET 谐波振荡器	汤金榜	孙敏松	245
100GHz 固态源准光功率合成技术	薛呈添 王乔敏	李惠珍	247
半导体制冷器件用于固体源频漂	罗畅安	薛良金	248
鳍线 PIN 管反射式相移器	何立权 徐根华	李国敏	250
3mm 波段正交场波导-微带型平衡混频器 CAA	董树义 金学志	吴万春	251
鳍线平衡混频器的 CAD 设计	华奇兵	张秉一	255
一种波导——微带混合结构的毫米波倍频器	肖凤超 龚克	冯正和	257
毫米波单脉冲制导雷达多通道接收前端	王东进 李敦复	窦元珠	259
微波测试设备的发展动向		赵希尧	264
8mm 介质波导双六端口自动网络分析仪的设计	徐得名 沈颖	刘斌	268
扫频双六端口自动网络分析仪研究	孙稼 曹江	张其劭	273

采用非线性检波器的六端口反射计校准		成促进	赵国庆	278				
一种新型六端口电路			楼晓明	279				
六端口反射计系统测试不确定度的检定			徐秉椿	282				
传输参量测量的反射校准法			龚克	287				
微波网络分析系统的误差模型			冯清澄	289				
频域与时域微波网络参数转换原理及应用		顾浩然	管弘	295				
在频域网络分析仪上建立时域测量功能	秦德豪	安同一	毛嘉亨	298				
HP8970A 测试噪声系数误差探讨			缪荣生	301				
应用 FFT 及 HP8410C 网络分析仪的自动时域微波测量	钟勇	刘永清	唐敬贤	305				
幅频特性到相频特性的变换在微波自动测试系统中的应用		曹峻	傅君眉	308				
微波固态源扫频、稳频的计算机控制方法	王力坚	沈秀英	陈涵奎	310				
自动测试系统中的高频信号源		李致钦	张协	314				
量热式功率计中量热体的直流微波替代实验			刘忆椿	318				
毫米波振荡器的自动测量系统	王家璋	龚克	冯正和	321				
X 波段微波吸收材料电磁参数测量方法及系统	张其劲	孙稼	曹江	324				
在 K_u 和 X 频段测量高损耗材料的介电性能(摘要)			倪尔瑚	328				
一种测量天线绝对增益的新方法—S 参数法		沈丽英	卿显明	330				
时域反射计法测量天线输入阻抗	蒋延生	汪文秉	章锡元	333				
L 波段电调固态源在 ESR 谱仪中的应用	冯鸿辉	武文革	陈昆源	339				
香皂脂肪酸含量微波静态测试装置及方法	沈秀英	王力坚	王荣华	庄玉九	范溶芬等	343		
生物媒质体中电磁场分布的计算与实验					王保义	345		
不同浓度生理盐水复介电系数的微波扫频测定			江汉保	赫晋		351		
微波谐振腔法测物质纤维分布		葛爱慧	储雪子	赵广兴		355		
颗粒混合媒质的等效电容率和等效导磁率		贾宝富	刘述章	林为千		359		
同轴辐射器的设计			段耀明	周旭竹		365		
微波场分布探测	丁志才	徐铁民	纪乃良	张永兴	杨光跃	薛祖德	367	
用微波对标准指示菌消毒效果的研究	邓绍范	吴群	魏启珍	孙建伟	黄桂蓉	刘占旗	马若波	369
岩芯多相饱和度微波测量技术的研究		邓绍范	吴群	刘桂芳		周显民	371	
一种适合农用的大功率微波源	陈仲拔	曹志源	郁汉章	童志明	郑裕民	庞炳连	施启勇	373
小容量卫星通信地球站的技术发展方向					李世鹤	李道行	375	
国内卫星通信网络的两种制式					曾令儒	冯立强	383	
重庆国内卫星通信地球站建设工程总体方案研究						王力	386	
SCPC 卫星通信地球站 MAC 分系统的研究					杜燎原	李世鹤	391	
小型卫星通信站及其两种新业务						贺凤琴	397	

数字群路制小型卫星通信地球站研制情况及今后的发展方向	姚彦	梅顺良	399
提高接收卫星电视的质量	谢忠华	张力余	404
SCPC 小型卫星站的数话兼容传输	王士林	陆存乐	409
对加拿大 SPaR 公司 SCPC 卫星通信设备的改造	陆存乐	王士林	414
CHINASAT-1 卫星链路的分析与计算		龚汉民	419
6/4GHz 双圆极化馈源系统的设计与分析	孙文昶	李伟	426
VTS 信息传输中信号特点和技术方案分析		刘人杰	431
小容量数字微波信道按申请分配初析		高桂友	433
论 WJ-A 型八千兆赫广播电视专用微波接力线路设备的改造与更新		唐萌圣	436
时分多址中的同步技术		丁天文	438
用微波线路传递 IRIG——B 格式时间码		李建纯	443
一种一点对多址脉码调制通信		陈永甫	448
小功率宽带发信机的研制	谭秀华	陈永甫	449
新型正交重叠调制信号接收滤波器——最小能量码元匹配滤波	黄东杰	邵文昌	451
可变谐振频率均衡器及抗衰落技术	吴建军	刘博生	458
两种微波四相调相器的设计及分析	刘建新	张云生	462
多频激励微波非线性电路频域交调波平衡方程的数值延拓解	曾学刚	吴万春	466
调频波鉴相解调与调相波鉴频解调		洪海涛	471
微波中频群时延检定装置及传递标准的研究与应用		许玉华	472
一种新型的限带成形技术分析		刘阳	477
约束度为 7 时 Viterbi 译码性能的分析	杨婷	王士林	480
孤立子在电磁学中的应用进展	吴鸿运	梁昌洪	487
非线性孤立子理论	史小卫	梁昌洪	497
一种分析频率选择表面的新方法	李亮	刘圣民	503
一种探索中的求解二维周期结构表面的新方法	余坚红	刘圣民	506
毫米波技术的挑战与我们的机会	李敦复	刘发林	509
八毫米开腔自动测量系统	夏军	梁昌洪	517
多端口无耗网络的广义测量方程	邱长兴	梁昌洪	520
微波网络反射系数的位相恢复方法	梁昌洪	崔铁军	528
三端口反射计的研究	杨德顺	胡小培	535
信号源的复反射系数 Γ_g 的两种测量方法	杨德顺	魏爱军	539
本介质样品波导腔系统研究	梁昌洪	袁巧微	544
无限长斜绕电流线圈的磁场分布	邱长兴	梁昌洪	552
IBM-PC 微机控制的自动测量线系统	严华	郑黎青	555
任意媒质电磁参数测量的计算机辅助分析	梁昌洪	李润旗	558

双极坐标的基本特征及其应用

林为干 郭晓杰*

(电子科技大学、成都 610054)

一 引言

在微波场论及电磁兼容问题中,我们往往从静电问题的解入手^{〔1〕}。静电问题常用极坐标及双极坐标,也可以说直角坐标和极坐标(即圆坐标)是最基本最常用的坐标系,而双极坐标则是进一步解较复杂问题的一种常用坐标系。但双极坐标的定义在不同的文献中有不同的形式,现在发表的文献中也出现一些错误,故引起一些混乱。我们在这一短文中对这个坐标系的来源进行讨论,引起读者的注意,注意双曲正切及双曲余切变换与双极坐标的关系,注意从基本概念出发,判断文献上出现的有关坐标系的正确与否,避免在应用中出差错。在文中,我们还进一步讨论了双极坐标所能解决的问题。

五种表示法的讨论

在科研和工程应用中,双曲正切变换用得比较多,如文献〔2〕、〔3〕中的应用,是近代出现的较好例子。双曲余切变换被应用的例子亦多,如国内的著作〔4〕及著名的法文书〔5〕中都用了双曲余切变换,下面讨论双极坐标的五种表示法。

1.文献〔3〕从复电位的概念出发,引入如下的变换(正、负电极位于 $(0, \pm ja)$):

$$u + jv = \frac{1}{a} \frac{\rho + jZ + ja}{\rho + jZ - ja} \quad (1)$$

故可解出

$$\frac{\rho + jZ}{ja} = \frac{e^{u+jv} + 1}{e^{u+jv} - 1} = \coth \frac{u + jv}{2} \quad (2)$$

从而解出

$$\rho = a \frac{\sinh V}{\cosh u - \cos v}, \quad Z = a \frac{\sinh U}{\cosh U - \cos v} \quad (3)$$

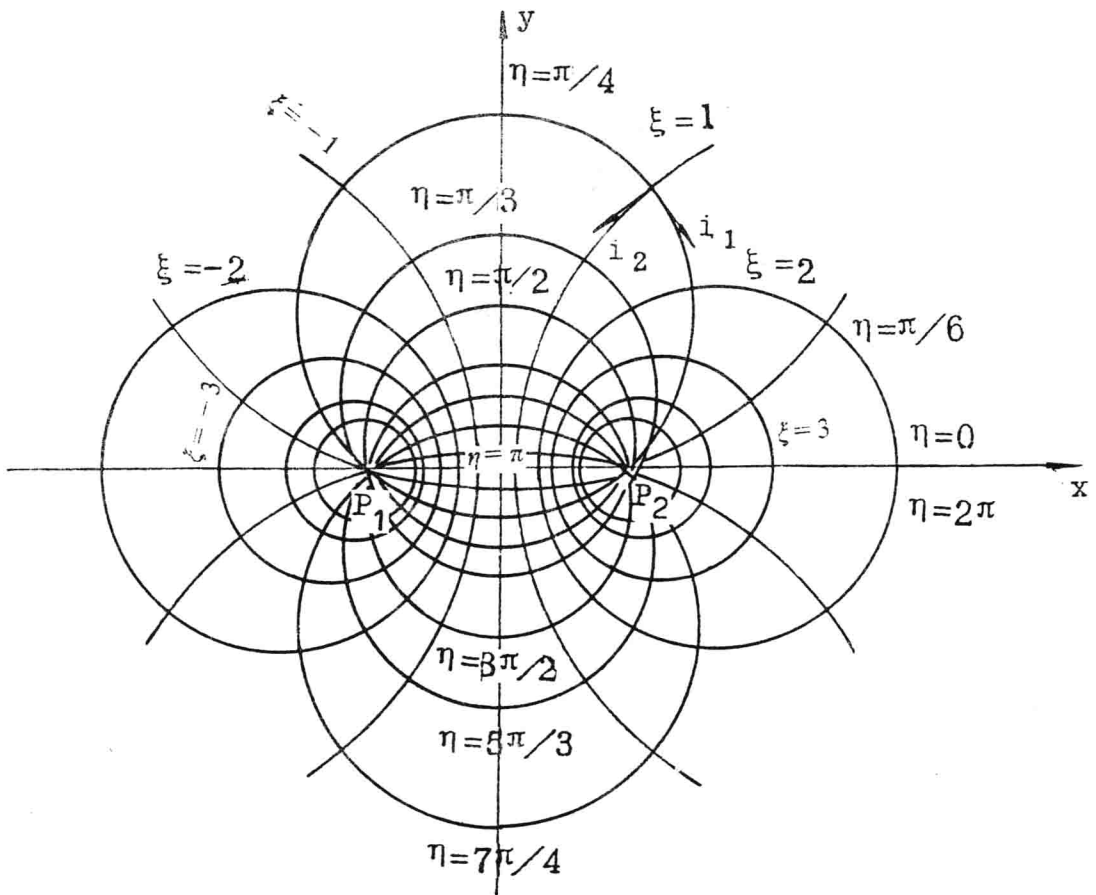
由(3)式,即可得到等 u 圆族及等 V 圆族如下:

$$\begin{aligned} (Z - a \coth u)^2 + \rho^2 &= a^2 \operatorname{csch}^2 u \\ Z^2 + (\rho - a \cot U)^2 &= a^2 \csc^2 V \end{aligned} \quad (4)$$

这两圆族如图(1)所示。但要将实轴 ρ 轴作为纵轴,虚轴 Z 轴作为横轴,在下面对图(1)圆族的详细讨论中,我们将实轴 x 轴作为横轴,虚轴 y 轴作为纵轴。

2.文献〔3〕直接引入下式的双曲余切变换:

$$Z = a \coth \frac{\rho}{2} = a \frac{e^{\frac{\rho}{a}} + 1}{e^{\frac{\rho}{a}} - 1} \quad (5)$$



图(1)双极坐标 (ζ, η) 及 (x, y)

故可解出

$$Z = a \frac{e^{\zeta + j\eta} + 1}{e^{\zeta + j\eta} - 1} = a \frac{\text{sh}\zeta - j\sin\eta}{\text{ch}\zeta - \cos\eta} \quad (6a)$$

从而解出

$$x = a \frac{\text{sh}\zeta}{\text{ch}\zeta - \cos\eta}, \quad y = -a \frac{\sin\eta}{\text{ch}\zeta - \cos\eta} \quad (6b)$$

其中,

$$Z = x + jy, \quad \zeta = \zeta + j\eta$$

且等 ζ 线及等 η 线分别为如下的圆族:

$$(x - a \coth\zeta)^2 + y^2 = \frac{a^2}{\text{sh}^2\zeta} \quad (7a)$$

$$x^2 + (y + a \cot\eta)^2 = \frac{a^2}{\sin^2\eta} \quad (7b)$$

在(5)中, 这两圆族被描绘成如图(1)所示。但文献(5)在最后一个圆方程 7(b)中, 第

二个括号内的负号是错的, 应是如上所示的正号。而且文献〔5〕对图(1)中 η 角的算法与(6)式不相符。因为, 取 $y=0$, 则 $\eta=0$ 或 $\pm\pi, \pm 2\pi, \dots$, 如取 $\eta=0$, 则(6)式给出 $x_0 = a \frac{sh\zeta}{ch\zeta - 1}$, 又如取 $\eta = \pm\pi$, 则(6)式给出 $x_{\pm\pi} = a \frac{sh\zeta}{ch\zeta + 1}$, 故 $x_{\pm\pi} < x_0$, 因此, $x = x_{\pm\pi}$ 应位于右边的等 ζ 圆的左端。所以, 在 $y=0$ 的实轴上, 在 $x=0$ 附近线段的 η 值应该是 $\pm\pi$, 而不能如〔5〕中那样任意取作 $\eta=0$ 。在图(1)中, 我们已把正确的 η 取值标上去, 而不有用〔5〕中原来使用的错的值。

3. 文献〔2〕取下式

$$x + jy = c \tanh\left(\frac{\alpha + j\beta}{2}\right) = C \frac{\tanh\frac{\alpha}{2} + j \tan\frac{\beta}{2}}{1 + j \tanh\frac{\alpha}{2} \tan\frac{\beta}{2}} \quad (8)$$

来定义双极坐标, 故得到

$$x = C \frac{\sinh\alpha}{\cosh\alpha + \cos\beta}, y = C \frac{\sin\beta}{\cosh\alpha + \cos\beta} \quad (9)$$

由(9)式可得到等 α 圆族及等 β 圆族如下:

$$\begin{aligned} (x - c \coth\alpha)^2 + y^2 &= c^2 \operatorname{csch}^2 \alpha \\ x^2 + (y + c \cot\beta)^2 &= c^2 \csc^2 \beta \end{aligned} \quad (10)$$

如果我们取 $\zeta = \alpha, \eta = \beta$, 则(10)式与(7)式完全相同。故图(1)的两圆族图可代表(10)式的两圆族。为说明(10)式中的 β 代表图(1)中的哪两根线间的夹角, 令(10)式中的 $x=0$, 故 $\beta = \beta_0$ 圆上

$$x=0, y = c\left(\pm \frac{1}{\sin\beta_0} - \cot\beta_0\right) \quad (11)$$

我们取(11)式中正的 y 值, 即写成如下形式:

$$y = c \tan \frac{\beta_0}{2} = c \cot\left(\frac{\pi - \beta_0}{2}\right) \quad (12)$$

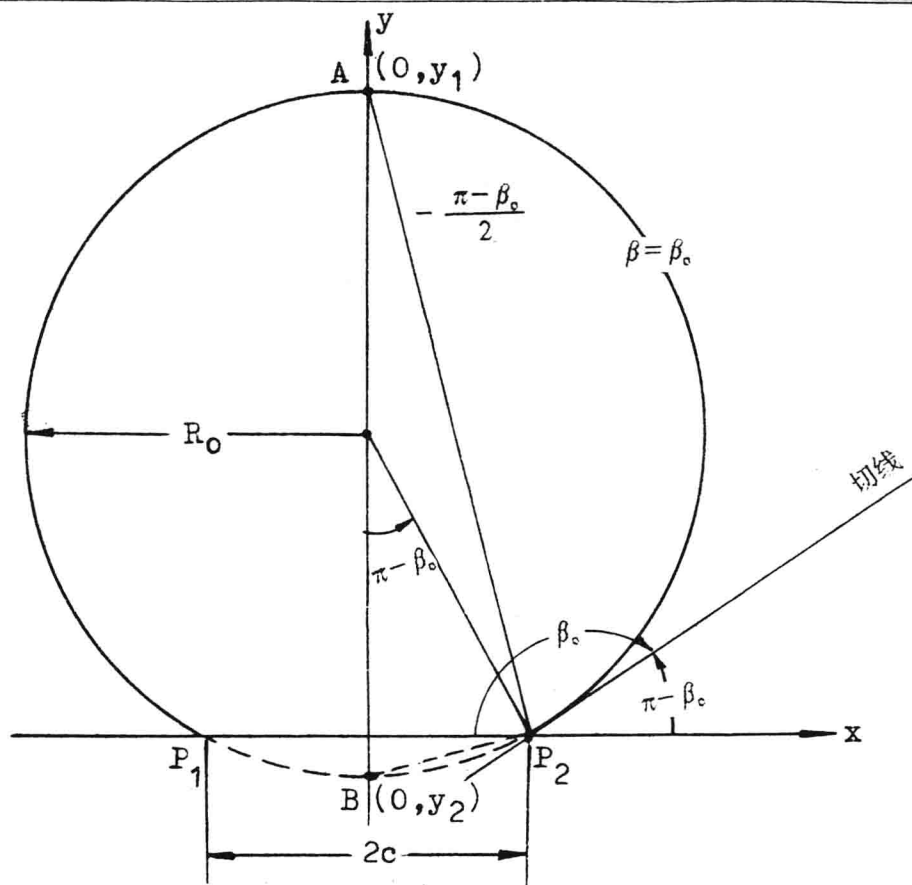
这里的(12)式可图解为图(2)所示, 而此图(2)则是图(1)中两极点 P_1 及 P_2 间的一部份的放大。故(11)式分别给出图(2)中 A 及 B 点的坐标:

$$\begin{aligned} A: x_1 &= 0, y_1 = c \cot \frac{\pi - \beta_0}{2} > 0 \\ B: x_2 &= 0, y_2 = -c \tan \frac{\pi - \beta_0}{2} < 0 \end{aligned}$$

故 β_0 是过极点 P_2 的 $\beta = \beta_0$ 圆的切线与线段 $\overline{P_2 P_1}$ 间的夹角, 如图(2)所示。

4. stratton 在其电磁理论一书中讨论了双极坐标^{〔6〕}, 但并未提及双曲余切变换, 只直接给出与(7)式不同的等 ξ 圆族及等 η 圆族:

$$\begin{cases} (x - a \coth\zeta)^2 + y^2 = \frac{a^2}{\sinh^2 \zeta} \\ x^2 + (y - a \cot\eta)^2 = \frac{a^2}{\sin^2 \eta} \end{cases} \quad (13)$$



图(2) $\beta = \beta_0$ 圆中的 β_0 角

如取此两式之差, 即得到:

$$x \coth \zeta - y \cot \eta = a \quad (14)$$

然后由(9)与(8)式中的任一个分别消去 y 及 x 即可解出与(3)式相似的表示式:

$$x = a \frac{\sinh \zeta}{\cosh \zeta - \cos \eta}, y = a \frac{\sin \eta}{\cosh \zeta - \cos \eta} \quad (15)$$

再由线元长度公式:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 = h_\zeta^2 d\zeta^2 + h_\eta^2 d\eta^2$$

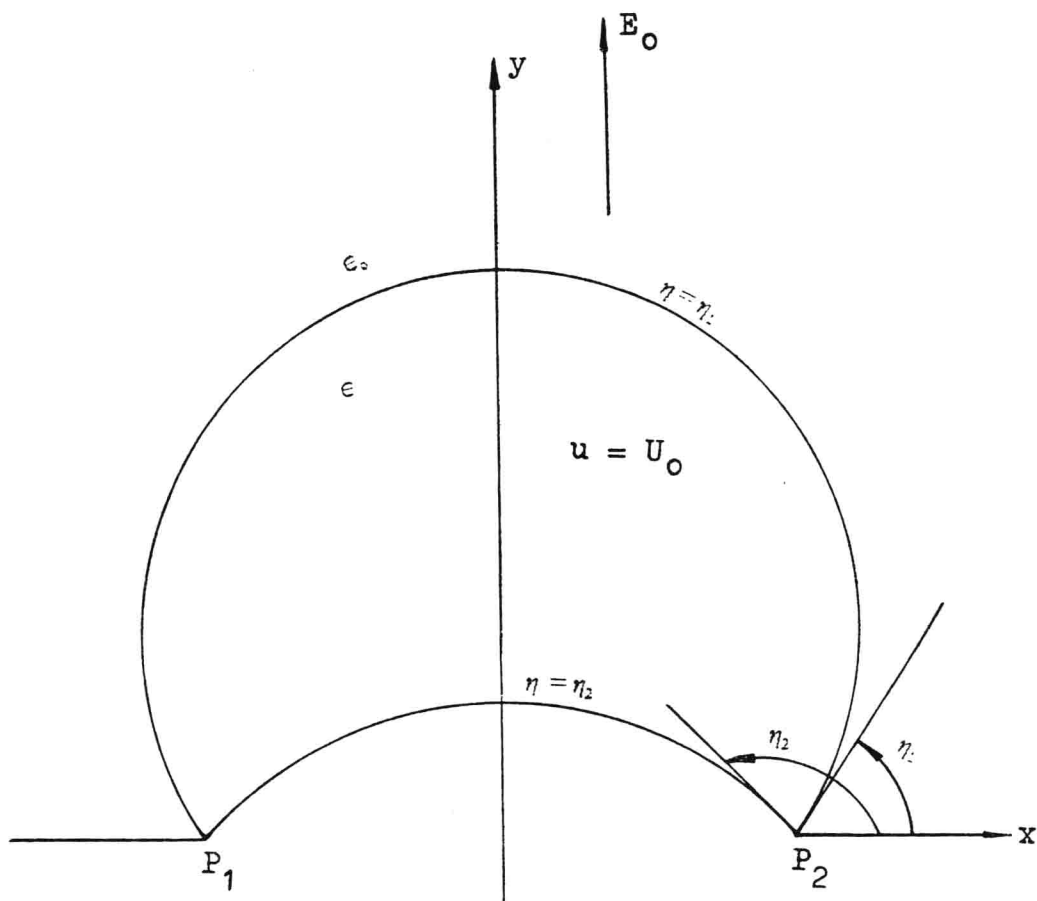
$$dx = \frac{\partial x}{\partial \zeta} d\zeta + \frac{\partial x}{\partial \eta} d\eta, \quad dy = \frac{\partial y}{\partial \zeta} d\zeta + \frac{\partial y}{\partial \eta} d\eta$$

即可算出:

$$h_\zeta = h_\eta = \frac{a}{\cosh \zeta - \cos \eta} \quad (16)$$

故(8)、(10)及(11)诸式构成一个完整的双极坐标系, 亦由图(1)表出。当 $y=0, -\operatorname{atanh} \zeta' < x < \operatorname{atanh} \zeta$, $\eta = \pm \pi$ 时, 图(1)的双极坐标是正确的, 两极点间的线段应标以 $\eta = \pi$, 而两极点外的两个线段都应标以 $\eta = 0$ (上岸) 及 $\eta = 2\pi$ (下岸), 但这里的(15)式与(9)式的分母相差一个符号, 故 η 角的值应表出如图(3)所示。由(9)式, 以 $\eta = \pi - \beta$ 或 $\beta = \pi - \eta$ 即可得到(15)式。又由图(3)可见, $\eta = 0$ 代表极点以外的 x 轴, 而 $\eta = \pi$ 则代表两极点间的 x 轴, 这个表示法在下面的应

用例子中是必要的。



图(3) (15)式定义的两极坐标中的角度表示法

5. Morse 及 Feshbach 在他们的巨著中取双曲正切变换来构成双极坐标：(见图(4))

$$\rho = l \frac{a+Z}{a-Z} = 2 \tanh^{-1} \frac{Z}{a} \quad (16)$$

其中,

$$\rho = \zeta + j\eta, \quad Z = x + jy$$

故得到下式的双极坐标, 如图(4)所示.

$$x = a \frac{\sinh \zeta}{\cosh \zeta + \cos \eta}, \quad y = a \frac{\sin \eta}{\cosh \zeta + \cos \eta} \quad (17)$$

$$h_\zeta + h_\eta = \frac{a}{\cosh \zeta + \cos \eta}$$

Morse 及 Feshbach 用图(4)的双极坐标来解出一些经典问题, 应用价值很大.

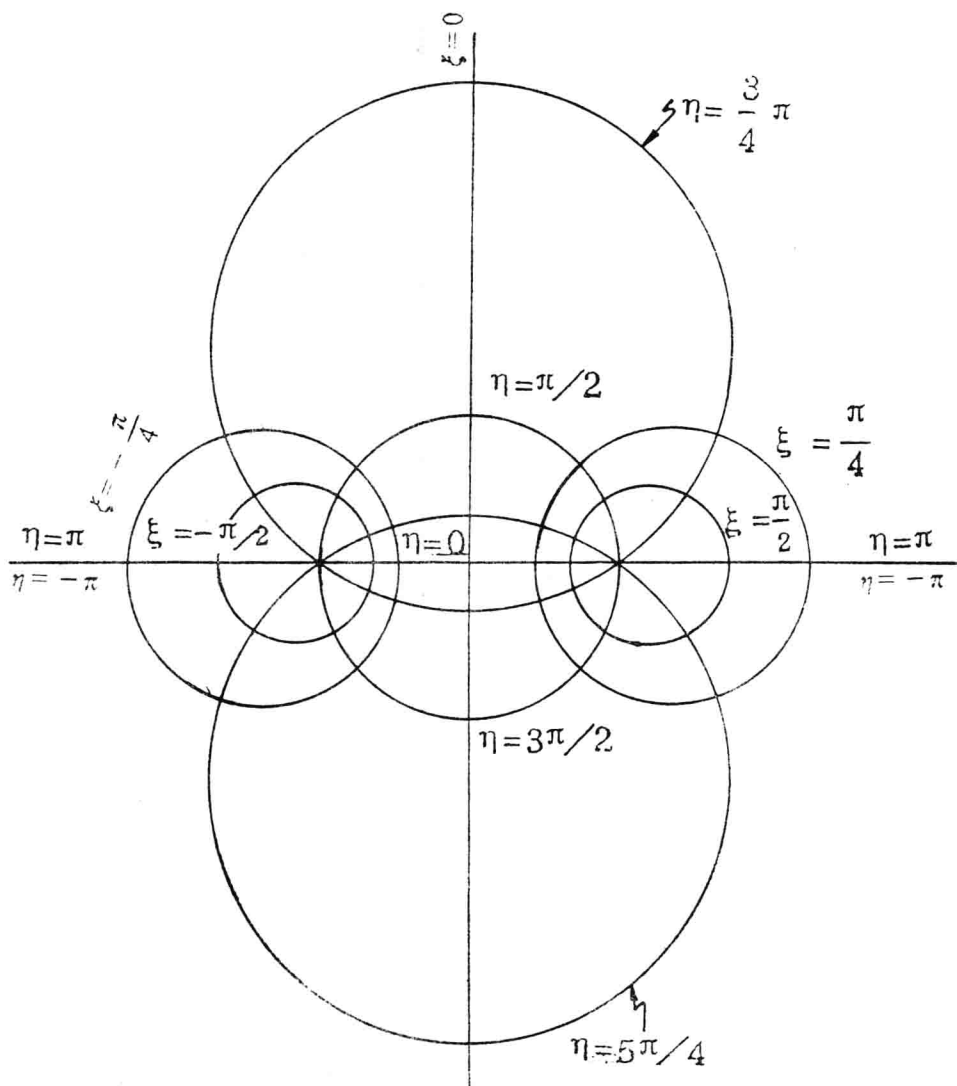
举例(环坐标)及讨论

如果我们将图(3)的坐标系统 y 轴旋转, 即可得到环坐标, 故 $0 < \eta < 2\pi$ 包含整个 xy 平面, 苏联专著^[8]中给出一个著名的静电问题的解: 带电的电极如果是如图(3)中 $\eta = \eta_1$ 及 $\eta = \eta_2$ 组成的两个相交的球面, 则电极外的空间为

$$\eta_2 \leq \eta \leq \eta_1 + 2\pi$$

$$0 \leq \varphi \leq 2\pi$$

(18)



图(4)双极坐标(双曲正切变换)

其中 φ 为旋转的方位角。电极上的电荷所产生的电位分布 u 是拉普拉斯方程的解。在环坐标中，亥姆霍茨波动。方程是不可分的拉普拉斯方程亦不可分，但令 $U = V / \sqrt{\cosh \zeta - \cos \eta}$ 时， v 所满足的二阶偏微分方程是可分的，故由 $\eta = \eta_1$ 及 $\eta = \eta_2$ 所构成的带电体所产生的电位是可求的，这样的介质或导电旋转物对均匀电场所产生的扰动作用已由第一作者另文研究发表(已投寄 Journal of Electrostatics 及 Letters of Microwave and Optical Wave Technology)。文献〔8〕中给出了 $\eta_1 = \eta_2 = \eta_0$ 这个特殊电极所带的电荷所产生的电位函数的解：

$$u = \frac{U_0}{2} \left\{ 1 + \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{2} \cos \frac{\eta}{2}}{\sqrt{\cosh \zeta - \cos \eta}} \right\} \frac{U_0}{2} \sqrt{\frac{\cosh \zeta - \cos \eta}{\cosh \zeta - \cos(2\eta_0 - \eta)}} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{2} \cos \frac{2\eta_0 - \eta}{2}}{\sqrt{\cosh \zeta - \cos(2\eta_0 - \eta)}} \right\} \quad (20)$$

(20)式的电位分布是由电位为 U_0 的薄壳式电极(如图(5)所示)所产生的电位分布函数。当 $\eta = 2\eta_0$, $\alpha = 0$ 时, 在 y 轴上电位函数的解需要我们要进行极限计算, 即

$$u = U_0 \left(1 - \frac{\eta_0}{\pi}\right) + \frac{U_0}{\sqrt{2}} \sin \eta_0 \lim_{\zeta \rightarrow 0} \frac{1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sinh \zeta / 2}}{\sqrt{2} \sinh \zeta / 2}$$

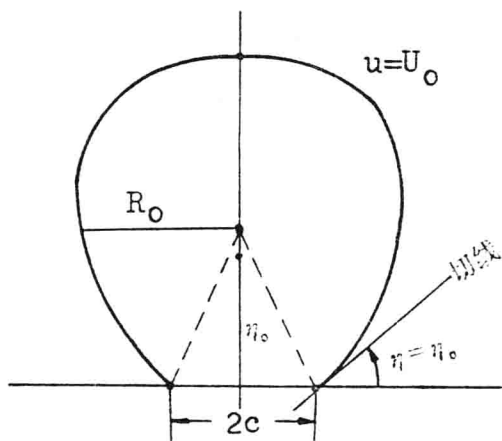
$$= U_0 \left\{ 1 - \frac{\eta_0 - \sin \eta_0}{\pi} \right\} \quad (21)$$

如取 $\eta_0 = \frac{\pi}{2}$, 即取一个半球壳形电极, 则 $\eta = 2\eta_0$ 。代表此壳形电极的口径平面, 在此平面中心即 $\zeta = 0$ 处, $u = U_0 \frac{1}{\pi}$, 此值约为电极电位的 68%。

由图(5)可见, 此壳形电极的半径 R_0 与双极点间的半距离 C 的关系为

$$C = R_0 \sin \eta_0$$

如 C_0 的值固定不变, 则当 $\eta_0 = 0$ 及 $\eta_0 = \pi$ 时, R_0 应取无限大的值, 这两个场合时的电极是分不开的。因此, 当我们要研究一个完备的球电极带电所产生的电位时, 我们不得不退回去采用球面坐标, 或不得不放弃 $\eta_1 = \eta_2 = \eta$ 的情形, 而采取 $\eta_1 = \pi/2, \eta_2 = 3\pi/2$ 的情形, 或采用旋转的退化双极坐标的情形。可见针对要解决的问题, 选择要采用的坐标是重要的, 所以, 要求我们深入掌握各种情形的基本坐标系的性质。



图(5) 开口的球壳电极

参考文献

- (1) Jack E. Bridges, An update on the circuit approach to calculate shielding effectiveness, IEEE Trans on Electromagnetic compatibility, Vol.30, No.3, August 1988, PP.211-221.
- (2) Cai Xiaoping, The electrostatic problem of a dielectric sphere near a plane, J. Electrostatics, 19(1987)201-204.
- (3) R. Leny, "The electrostatic problem of a portion of a cylinder protruding from a plane electrode in a electric field," Journal of Electrostatics, 11(1981),97-105.
- (4) 林为干, "微波理论与技术", 1979, 科学出版社, (7.1)式
- (5) E. Durand, Electrostatique et magnetostatique, Masson et cie, Paris, 1953, P375
- (6) J.A.Stratton, Electromagnetic Theory, 1941
- (7) P.M Morse and H. Feshbach, Methods of Teoretical physics, 1953, P1210.
- (8) H.H.列别捷夫: 特殊函数及其应用, 张 译, 高等教育出版社, 1957.11 第一版, § 8.12

火箭电磁兼容性(ECM)测试分析

李大伟 孙 玮 林为干

(电子科技大学应用物理研究所 成都)

摘要 为了考虑火箭 EMC 测试过程中的环境影响问题, 本文在给出火箭测试简化模型的基础上, 讨论了发射塔架和整流罩对电磁干扰(EMI)测试及电磁敏感度(EMS)测试的影响。我们利用矩量法和口径积分方法对 EMI 进行了分析, 利用几何绕射理论对 EMS 进行了分析, 并将分析方法用于机助设计过程。理论分析和实测结果的一致性证明了本文所述分析方法的正确性, 同时亦表明了测试结果的可信度及准确性。

一 引言

在我国航天技术蓬勃发展的今天, 随着现代电子技术的深入应用, 电磁兼容问题变得越来越突出。在火箭的发射工作中, 发射场区的电磁环境, 火箭三级仪器舱中的电磁环境愈来愈为研究人员所关注。计算机技术的发展给我们从理论上分析、验证测试数据提供了必要的手段。根据实际测量环境及工作情况, 建立火箭电磁兼容性测试的简化模型, 应用电磁场理论及微波技术对其进行分析讨论, 最后可以对测试结果进行验证。

火箭电磁兼容性测试的几何模型如图 1 所示。在电磁干扰及电磁敏感度的测量中, 涉及

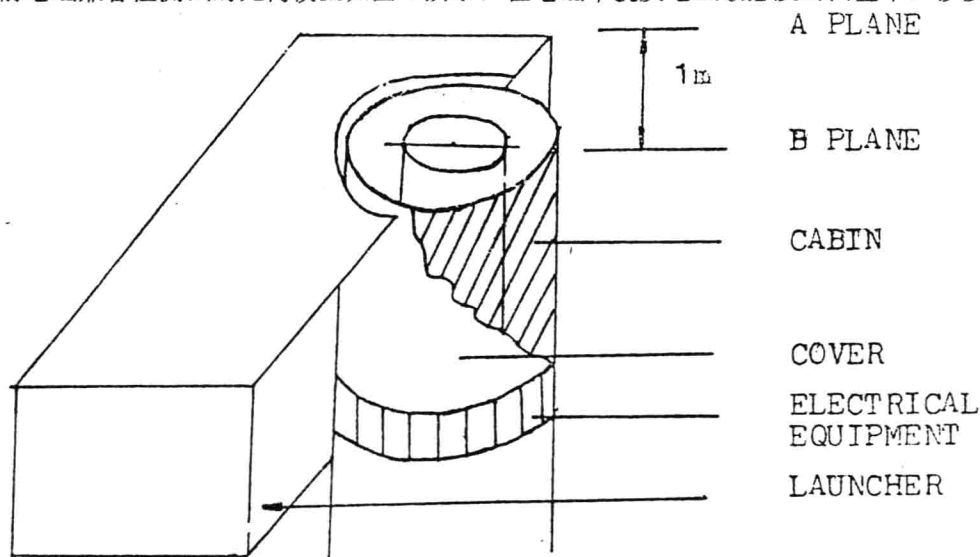


图 1 火箭的测试模型

影响测量值的因素很多, 要对测试情况进行准确的计算是不可能的, 同时超出工程上所必须的“细致”是没有工程意义的。所以理论分析中只能着重涉及各主要因素。因此, 我们把注意

力集中于起主要影响的发射塔架及整流罩上,研究一下它们对测试数据的影响,并与测试结果进行对比分析。

二 EMI 测试分析⁽¹⁾⁽²⁾

对于电磁干扰问题,我们分别对发射塔架的影响(无罩情况)及整流罩的影响(有罩情况)两种情况下,研究其 B 面场分布及 A 面场分布。

1. 无罩情况下的 EMI 测试

根据实测曲线可知,四个象限中测量的结果相差不大,即 B 面的干扰基本上是均匀的;干扰场测量值普遍大于环境测量值 6dB 以上,故可以认为外部环境场对测试无直接影响。因此电磁干扰问题可以归结为:在内导体上有一横向均匀的电流分布, A 面口径场和 B 面口径场可看作是此圆柱形内导体的辐射场和发射塔架的散射场之迭加。

我们首先利用矩量法来计算内圆柱导体的辐射场,即不考虑发射塔架影响时的电磁干扰场。为了计算导体圆柱的辐射特性,必须知道其上的电流分布。我们将电流分布的积分方程化为矩阵方程,通过求解线性方程组来确定电流分布。

在圆柱坐标系中,矢量位 $\vec{A}$ 为:

$$A_z(\rho, Z) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{\Gamma} I(Z') G_D(Z, Z') dZ' \quad (1)$$

其中 $G_D(Z, Z')$ 为自由空间的格林函数, R 为场点到源点的距离。计算 Z 分量电场的一般表达式为:

$$j\omega \epsilon E_z = \frac{\partial^2 A_z}{\partial Z^2} + K^2 A_z \quad (2)$$

边界条件应使圆柱导体表面的电场切向分量为零,即 $\hat{Z} \cdot \vec{E}_i = -E_z$, 式中 $E_i(Z)$ 为源产生的

场。设 $\hat{Z} \cdot \vec{E}_i(Z) = V\delta(Z)$, 并代入(2)式求解可得:

$$\frac{1}{4\pi} \int_{\Gamma} I(Z') G_1(Z, Z') dZ' = B \cos KZ - \frac{jV}{\partial \eta_0} \sin K |Z| \quad (3)$$

对此积分方程采用全域基点匹配法,选取电流表达式为:

$$I(Z') = \sum_{n=1}^N C_n \sin[nK(h - |Z'|)] \quad (4)$$

将检验函数取为 δ 函数,可将(3)式的积分方程化为矩阵方程,并可表示为广义阻抗矩阵:

$$\begin{bmatrix} \vec{Z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{I} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{V} \end{bmatrix} \quad (5)$$

通过矩阵求逆运算可得:

$$\begin{bmatrix} \vec{I} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{Z} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \vec{V} \end{bmatrix} \quad (6)$$

在求出电流系数 C_n 后,我们可得到电流分布,进而求得矢量位 A :

$$A_z = \mu \int \bar{I}(R') G(R, R') dR' \quad (7)$$

由此可得圆柱导体的辐射场为:

$$\begin{cases} \bar{H}_o = \frac{1}{\mu} \nabla \times \bar{A} \\ \bar{E}_o = -j\omega \left[\frac{1}{R^2} \nabla \nabla \cdot \bar{A} + \bar{A} \right] \end{cases} \quad (8)$$

发射塔架对电磁波的散射可视为矩形导体平面的散射。我们将矩形平面分为许多小矩形

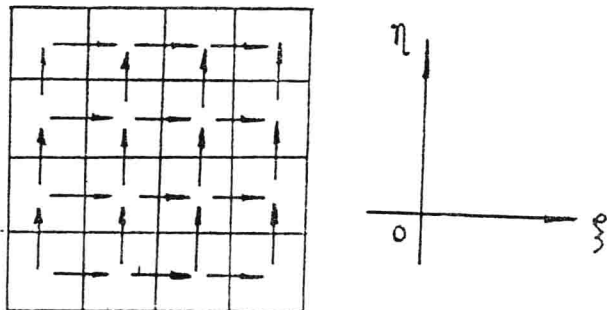


图 2 矩形平板电流分布

平台, 其上电流分布如图 2 所示。矩形平面电流基函数在任一方向 $\hat{e}$ 的分布可选为以下形式:

$$\begin{cases} \bar{J} = \hat{e} \cos \frac{(e - e_2)\pi}{2(e_2 - e_1)}, & e_1 \leq e \leq e_2 \\ \bar{J} = \hat{e} \cos \frac{(e - e_2)\pi}{2(e_3 - e_2)}, & e_2 \leq e \leq e_3 \end{cases} \quad (9)$$

基函数的场可计算如下:

$$\begin{cases} \bar{e} = -\frac{j}{\omega\epsilon} \left[K^2 \iint_s \bar{J} G_o(KR) d\xi' d\eta' + \nabla \iint_s \bar{J}' G_o(KR) d\xi' d\eta' \right] \\ \bar{A} = \nabla \times \iint_s \bar{J} G_o(KR) d\xi' d\eta' \end{cases} \quad (10)$$

式中 $\bar{J}' = d\bar{J} / d\xi$ 或 $\bar{J}' = d\bar{J} / d\eta$, ξ 、 η 分别对应于导体平面的两个坐标方向。

应用上述基函数来求出矩形导体平面的电流分布, 然后可得平面散射场为:

$$\begin{cases} \bar{E}^s = \sum_{n=1}^N I_n \bar{e}_n \\ \bar{H}^s = \sum_{n=1}^N I_n \bar{h}_n \end{cases} \quad (11)$$

式中 $\bar{e}_n$ 和 $\bar{h}_n$ 分别表示基函数在自由空间辐射的电场和磁场。

由导体表面边界条件、矩形导体平面上电场切向分量应当为零, 即:

$$\bar{E}^s = -\bar{E}^i \quad (12)$$