

广义惠更斯原理

梁昌洪

(西安电子科技大学天线与微波技术国家重点实验室, 陕西西安 710071)

摘要: 本文提出了广义惠更斯原理, 该原理指出对于导体外的静电位和导体上的静电荷其分布均具有圆或球的倾向。

关键词: 静电位; 同轴线; 电荷分布; 导体盘; 电心

中图分类号: TN711.1 文献标识码: A 文章编号: 0372-2112 (2008) 12-2439-06

Generalized Huygens' s Principle

LIANG Chang-hong

(National Key Laboratory of Antennas and Microwave Technology, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China)

Abstract: This paper presents the generalized Huygens' s principle, which indicates that the electric potential away from and electric charges on the conducts all have the tendency to be a circle or sphere.

Key words: electric potential; coaxial line; charges distribution; electric center

1 引言

现在我们所研究的电磁理论, 是由 Maxwell 于 1864

~ 1865 年期间实现大综合. 主要时间表如下:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad \text{其中 } \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \text{ (库仑, 1785)} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \text{其中 } \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \text{ (米切尔, 1750)} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad \text{其中 } \mathbf{J} = \rho \mathbf{v} \text{ (安培 1825+ Maxwell)} \\ \nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \text{(法拉第, 1831)} \end{array} \right.$$

由于 Maxwell 运用数学准确地反映了电和磁的相互转化, 天才地引入了位移电流

$$\mathbf{J}_D = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1)$$

并创造性地导出了电磁波的波动方程——它的速度应该是光速 c

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (2)$$

所有这些都使 Maxwell 电磁理论获得了极大的成功. 人们惊呼由于 Maxwell 的大综合实现了“光与电磁的大统一”. 从现在来看, 光仅仅是频率更高的电磁波, 这一划分的出现当然与人眼的接受频带密切相关

一种理论的成功往往会掩盖很多东西. 冷静地分析很容

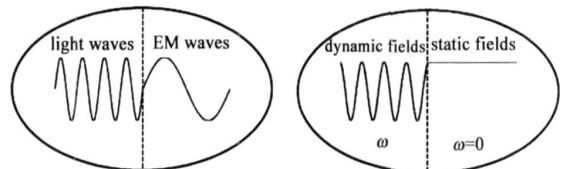


图1 Maxwell的大综合实现了光与电磁的大统一 图2 Maxwell的大综合实现了动场与静场的大统一

易发现: Maxwell 大综合所实现的应该是“两个统一”, 除了光与电磁波的统一而外, 还有动场与静场的统一。

我们清楚注意到静场不仅仅是动场的极限, 而且还是区分“波”与“非波”的临界点. 在静场域内, 电和磁是完全独立的, 因此不存在电磁波. 在众多注意力集中于“光和电磁统一”的情况下, 有意无意地忽略了第二个统一, 即“动场与静场之统一”. 电磁理论中不少著名定理并不适合静场.

1.1 Poynting 定理

Poynting 定理是著名的能量守恒原理, 它反映进入体积 V 内的电磁能流 $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ 等于体积内储能的变化率和电磁损耗.

$$\oiint (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \hat{n} ds = - \iiint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{v} - \frac{\partial}{\partial t} \iiint \left(\frac{1}{2} \epsilon \mathbf{E}^2 + \frac{1}{2} \mu \mathbf{H}^2 \right) d\mathbf{v} \quad (3)$$

其中 $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ 表示电磁能流密度. 显然, 它不适用于静场. 细心的学者还发现了两个独立的静场 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} , 在

空间可以构成 $E \times H$, 而并未发现静场的能流.

1.2 Foster 定理

Foster 定理是电磁理论中又一个著名定理. 它也是对于电磁能量的深入研究. 一个单端口无耗系统中, 参考面的(某一模式)电抗 X (或电纳 B) 斜率与能量相关, 因此是恒正的. 我们又可称为 Foster 电抗定理.

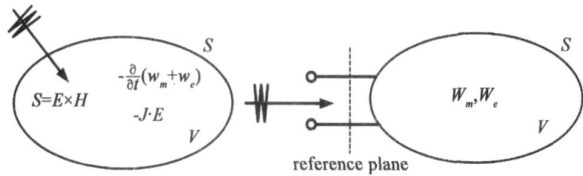


图3 Poynting定理

图4 Foster定理

$$\frac{dX}{d\omega} = \frac{2(w_m + w_e)}{\frac{1}{2}|I|^2} > 0,$$

$$\frac{dB}{d\omega} = \frac{2(w_m + w_e)}{\frac{1}{2}|V|^2} > 0$$

(4)

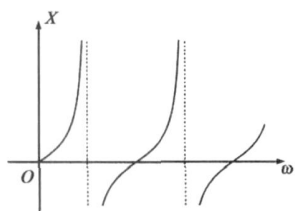


图5 无耗系统中电抗 X 斜率恒正

十分明显, 对于 $\omega = 0$ 的静场, 讨论 Foster 定理也是没有意义的.

2 Huygens's Principle

惠更斯原理是一个比较特殊的电磁原理——它深刻揭示了波的形成和波的本质. 惠更斯指出: “在一已知波前上的所有的点, 都可以看作产生次级球面波的子波源, 它们仍以在该媒质中的波速向前传播, 其包络形成新的波前”.

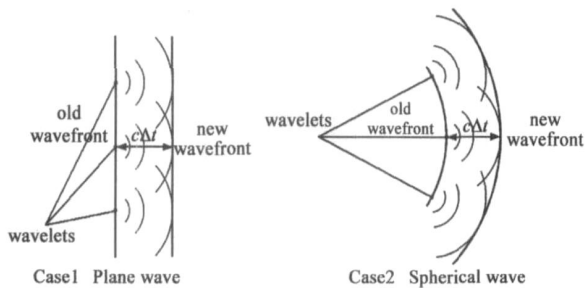


图6 Huygens's principle

我们体会惠更斯原理有两个精彩的思想:

- (1) 子波思想——在波动的每一点, 都有着一个独立的源, 它为进一步传播波创造条件.
- (2) 球面波思想——每一个子波都向外发出圆或球波面. 可以认为球面波是波的自由态(Free state).

中国老百姓有一句民谚: “一石激起千重浪”. 一块石头投向小河, 不论边界条件如何复杂, 它总是首先出现同心圆的层层波纹, 直至遇上边界条件. 这也充分说明圆或球是波的自由态.

现在的问题是: 当我们研究静场时, $\omega = 0$, 波不再存在. 在这种情况下, 惠更斯原理如何考虑? 这正是广

义惠更斯原理提出的动因和要探讨的问题.

3 静电位广义惠更斯原理

我们知道, 在静场的条件下, 电场 E 完全独立, 波已不复存在. 但是, 位函数 Φ 却是研究静电场的重要概念, 有 $E = -\nabla\Phi$ (5)

3.1 从正方形同轴线例子谈起

采用如图8所示的正方形同轴线作为例子, 研究静电位 Φ 的分布问题.

计算电容 C 的变分泛函

$$C = \frac{2W}{U^2} = \epsilon \frac{\iint (\nabla\Phi)^2 ds}{\left(\int \nabla\Phi \cdot dl\right)^2} \quad (6)$$

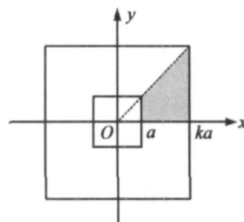


图7 正方形同轴线

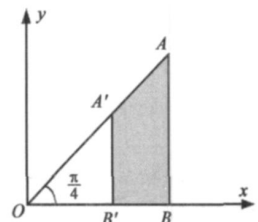


图8 基本直角梯形

其中, Φ 表示静电位. 对于例子的实际问题, 只要研究其中 $1/8$ 对称的基本直角梯形 $AA'B'B$ 即可. 它所对应的电容为 ΔC_i , 而全部电容认为是并联, 即

$$C = \sum_{i=1}^8 \Delta C_i \quad (7)$$

本文设点位 $\Phi(x)$ 的梯度

$$\nabla\Phi = f(x) \hat{a}_x \quad (8)$$

即可写出

$$\Delta C_i = \int_0^{\pi/4} d\varphi \frac{\int_{\frac{a}{\cos\varphi}}^{\frac{ka}{\cos\varphi}} f^2(x) x dx}{\left(\int_a^{ka} f(x) dx\right)^2} = \epsilon \int_0^{\pi/4} \frac{d\varphi}{\cos^2\varphi} \cdot \left\{ \frac{\int_a^{ka} f^2(x) x dx}{\left(\int_a^{ka} f(x) dx\right)^2} \right\} \quad (9)$$

研究表明, 变分泛函 $\int_a^{ka} f^2(x) x dx / \left(\int_a^{ka} f(x) dx\right)^2$ 取极值时, 对应

$$f(x) = \frac{1}{x} \quad (10)$$

$$\Delta C_i = \frac{8 \tan(\pi/4)}{\ln k} = \frac{\epsilon}{\ln k} \quad (11)$$

于是正方形同轴线的电容采用变分法有

$$C = \frac{8\epsilon}{\ln k} \quad (12)$$

图9 画出 $\bar{C} = \frac{C}{8\epsilon} = \frac{1}{\ln k}$ 随参数 k 的变化曲线

和数值计算结果相比较, 这种变分理论随 k 的增大精确性越来越差. 究其根源, 例子中电位分布 Φ 的函数是正方形分布, 它既满足内导体边界条件, 又满足外导体边界条件, 似乎是最佳选择的试探函数. 也正是这

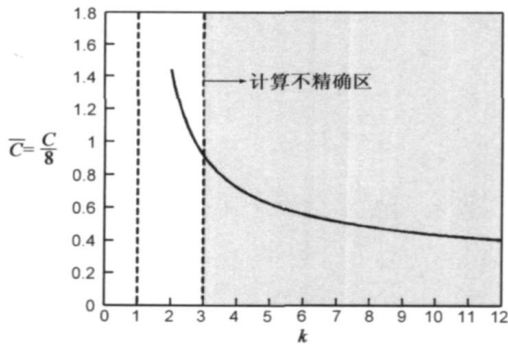


图9 正方形同轴线 $\bar{C}=C/(8\epsilon)$ 随 k 的变化曲线

一实际例子迫使我们深入讨论位函数的分布规律。

3.2 静电位 Φ 分布的广义惠更斯原理

广义惠更斯原理: 在静电场中, 一旦离开导体边界的电位分布, 它总有构成圆(或球)的倾向。

众所周知, 静电位在导体边界其等位线必须与边界吻合。然而一离开边界, 它就有圆(或球)的倾向。因为圆(或球)才是真正电位分布的自由态。有时实在因边界所限, 它也尽可能在椭圆(或椭球)之间挣扎, 力争获得本身的自由。

再回到正方形同轴线这个例子。我们可以看到: 当 k 比较大的时候, 它可以分解为内方外圆 C_1 和内圆外方 C_2 两个电容的串联。即有

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad (13)$$

选择圆的最佳半径 R_{opt} 所获得的电容值与精确值十分逼近。特别要指出: 变分理论使 R_{opt} 十分易求。只要使最后电容值 C 最小的 R 必定是最佳的 R_{opt} 。

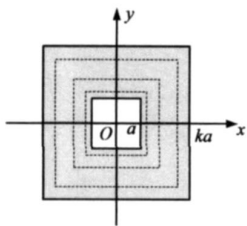


图10 满足内外导体边界条件的正方形电位 Φ 分布是否是最佳试探函数

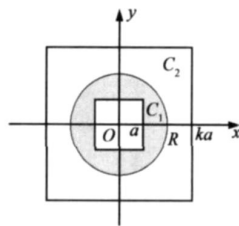


图11 内方外圆和内圆外方两种同轴电容 C_1 和 C_2

计算内方外圆和内圆外方是采用我们提出的 $S(\varphi)$ 理论, 可以获得解析的变分结果。对于内圆外方同轴线, 根据结构的几何对称性, 只需求其 $1/8$, 约束条件: $b > R$

$$\begin{cases} S_1(\varphi) = 1 \\ S_2(\varphi) = \cos^2 \varphi \end{cases} \quad (14)$$

于是 r 的积分具体是 $\int_R^{\frac{b}{\cos\varphi}} r dr$, 电容 C 的变分闭式是

$$C = 8\epsilon \frac{\int_0^{\frac{\pi}{4}} I d\varphi}{[\ln(\frac{b}{R})]^2} \quad (15)$$

其中 I 为与同轴线结构有关的函数, 其表达式为

$$I = (1 + \frac{h'^2}{h^2}) \ln(\frac{b}{a}) + (1 + \frac{1}{2} \frac{k'^2}{k^2} - \frac{h'^2}{h^2}) \ln(\frac{S_2}{S_1}) + (h + \frac{k'^2}{k^2} h - 2 \frac{k'h'}{k} + \frac{h'^2}{h^2}) (\frac{1}{\sqrt{S_2}} - \frac{1}{\sqrt{S_1}}) \quad (16)$$

其中

$$k(\varphi) = \sqrt{S_1(\varphi) S_2(\varphi)} \cdot \frac{\sqrt{S_2(\varphi)} - \sqrt{S_1(\varphi)}}{b \sqrt{S_1(\varphi)} - a \sqrt{S_2(\varphi)}} \quad (17)$$

$$h(\varphi) = \frac{b S_1(\varphi) - a S_2(\varphi)}{b \sqrt{S_1(\varphi)} - a \sqrt{S_2(\varphi)}} \quad (18)$$

而 k' 和 h' 分别为 k 和 h 关于 φ 的微分。而对于内方外圆结构同样采用对称性, 并考虑约束条件 $R > \sqrt{2}a$

$$\begin{cases} S_1(\varphi) = \cos^2 \varphi \\ S_2(\varphi) = 1 \end{cases} \quad (19)$$

积分具体是 $\int_{\frac{a}{\cos\varphi}}^R r dr$, 其余与内圆外方几乎相同。在具体算例中设 $a/b = 0.25$, 于是通过计算可以得到当 R 在约束范围之内变化时的归一化电容值, 如下图所示

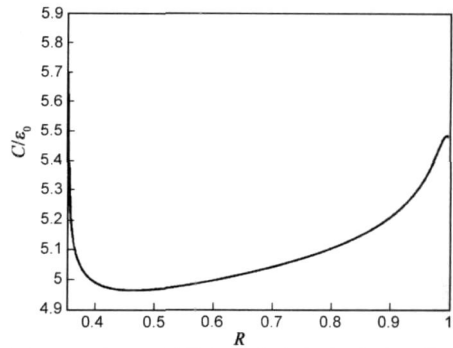


图12 正方形同轴线归一化电容随 R 变化规律

我们列出下表给出正方形同轴线电容 C 的共型理论计算公式, 中间加一最佳圆的计算公式和 FEM 数值计算公式的比较。

表 1 三种方法计算正方形同轴线电容 C 比较 ($a/b = 0.25$)

共型理论计算结果 $C = 8\epsilon_0 / \ln(b/a)$	中间加一最佳圆的计算 结果 ($R_{opt} = 0.4647/b$)	FEM 数值方法 计算结果
$C = 5.7708\epsilon_0$	$C = 4.9641\epsilon_0$	$C_0 = 4.8038\epsilon_0$
$\delta C = \frac{C - C_0}{C_0} = 20.1299\%$	$\delta C = \frac{C - C_0}{C_0} = 3.3369\%$	

当 k 进一步增大时, 我们可以把问题分解为 C_1 , C_2 和 C_3 三个部分, 结果更好。具体处理方法如图 13 所示

下表给出正方形同轴线电容 C 的共型理论解, 加

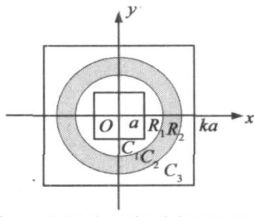


图13 分解为三部分问题,即 $1/C=1/C_1+1/C_2+1/C_3$ 中间一部分为同圆轴线

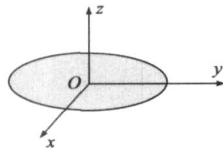


图14 导体圆盘

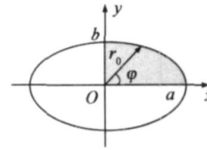


图15 椭圆导体圆盘

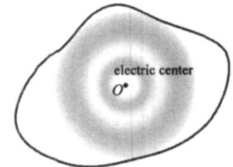


图16 静电荷Q分布的广义 Huygens原理

一个最佳圆的计算结果,加两个最佳圆的计算结果以及 FEM 数值结果的计算比较

表 2 四种方法计算正方形同轴线电容 C 比较(a/b=0.1)

共型理论计算结果 $C = 8\epsilon_0 / \ln(b/a)$	中间加一最佳圆的计算结果 $(R_{opt} = 0.4647/b)$	中间加两层最佳圆的计算结果: $R_{opt1} = 0.1814/b$ $R_{opt2} = 0.6614/b$	FEM 数值方法计算结果
$C = 3.4744\epsilon_0$	$C = 2.9012\epsilon_0$	$C = 2.8732\epsilon_0$	$C_0 = 2.8176\epsilon_0$
$\delta C = 23.3106\%$	$\delta C = 2.9671\%$	$\delta C = 1.9733\%$	

由静电位的广义惠更斯原理可知, 电位 Φ 要满足边界条件实在是“迫于无奈”。一旦离开边界, 它必然暴露出圆和球的自由本质. 尽管这种情况下不存在波, 但是, 这种自由态的倾向 是完全一致的.

4 静电荷广义惠更斯原理

在静场中不存在波. 除了静电位 Φ 外, 只有静电荷 Q . 静电位 Φ 有广义惠更斯原理与之对应. 那么, 静电荷 Q 也有对应的原理吗? 答案是肯定的, 即静电荷的分布(在可能条件下)也有圆分布的倾向.

4.1 从导体圆盘和导体椭圆盘的电容谈起

为了说明问题, 我们还是以导体圆盘和导体椭圆盘作为例子. 无限薄导体圆盘的电容是有精确公式的, 其电荷分布的边缘效应是平方根的倒数. 于是

$$\sigma(r) = \frac{q_0}{\sqrt{1 - (r/r_0)^2}} \quad (20)$$

就是精确的圆盘电荷密度分布函数. 这样可知圆盘总电荷 Q 为

$$\begin{aligned} Q &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{r_0} \sigma(r) r dr = 2\pi \int_0^{r_0} \frac{\sigma_0 r dr}{\sqrt{1 - (r/r_0)^2}} \\ &= 2\pi r_0^2 \sigma_0 \int_0^1 \frac{d(1 - \bar{r}^2)}{\sqrt{1 - \bar{r}^2}} = 2\pi r_0^2 \sigma_0 \end{aligned} \quad (21)$$

其中上式归一化 $\bar{r} = r/r_0$. 考虑到导体圆盘上的电位 V 处处相等, 我们只求出坐标中心 O , 即对称点, 有

$$V = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{r_0} \frac{\sigma(r) r dr}{4\pi\epsilon_0 r \sqrt{1 - \bar{r}^2}} = \frac{r_0 \sigma_0}{2\epsilon_0} \sin^{-1}(\bar{r}) \Big|_0^1 = \frac{r_0 \sigma_0}{2\epsilon_0} \quad (22)$$

最后给出导体圆盘的电容 C_0

$$C_0 = \frac{Q}{V} = 8\epsilon_0 r_0 = \frac{2r_0}{9\pi} \cdot 10^{-9} \quad (23)$$

它就是一个精确值, 这一结果可扩展到椭圆导体薄片. 计及椭圆方程:

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 = 1 \quad (24)$$

采用极坐标表示 $r_0 \sqrt{S(\varphi)} = 1$, 则

$$S(\varphi) = \frac{\cos^2 \varphi}{a^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{b^2} \quad (25)$$

根据平方根反比原则, 一般性地写出

$$\sigma(r, \varphi) = \frac{q_0}{\sqrt{1 - r^2 S(\varphi)}} \quad (26)$$

同样, 先写出椭圆盘的总电荷 Q 为

$$Q = 4 \int_0^{\pi/2} d\varphi \int_0^{r_0} \frac{\sigma_0 r dr}{\sqrt{1 - r^2 S(\varphi)}} = 4\sigma_0 \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{S(\varphi)} = 2\pi ab \sigma_0 \quad (27)$$

而中心点 O 的电位

$$V = \frac{4}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{\pi/2} d\varphi \int_0^{r_0} \frac{q_0 dr}{\sqrt{1 - r^2 S(\varphi)}} \quad (28)$$

进一步引入 $r' = r \sqrt{S(\varphi)}$, 于是可知

$$V = \frac{q_0}{2\epsilon_0} \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{S(\varphi)}} = \frac{q_0 a}{2\epsilon_0} \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}} = \frac{q_0 a}{2\epsilon_0} K(k) \quad (29)$$

其中, $k = \sqrt{b^2 - a^2}/b$ ($b > a$), 而 $K(k)$ 则是模数为 k 的第一类完全椭圆函数. 最后得到, 椭圆导体圆盘电容 C 为

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0 a}{K(k)} \left(\frac{b}{a}\right) \quad (30)$$

由 Stratton 文献[1]可知, 这也是一个准确结果. 对于对称图形一般可写出

$$C = 8\epsilon_0 \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{S(\varphi)}} \quad (31)$$

导体圆盘电容问题的主要关键可归纳为:

- (1) 盘边缘必须满足平方根反比规律
- (2) 必须找到准确的电荷展开中心——我们称之为

电心(electric centre)

对于几何对称图形, 电心与几何中心合一, 这个问题似乎被“隐藏”起来. 但是对于任何形状的盘, 则是要解决的重要问题.

4.2 静电荷 Q 分布广义惠更斯原理

静电荷 Q 分布广义惠更斯原理: 在任意导体盘上的面电荷分布有圆的倾向, 对于凸图形盘, 它的电心应处于圆心最大展开内切圆的圆心. 特别对于三角形盘, 此即为内接切圆心.

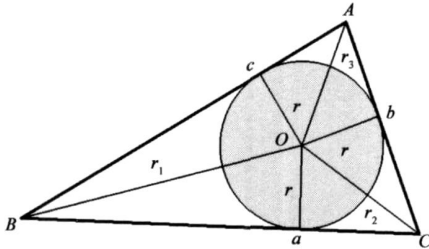


图17 任意三角形导体盘, O 为内接圆中心, 其中 r 为内切圆半径

表 3 三角关系

三角形基本几何关系

$$s = \frac{1}{2}(a + b + c)$$

$$\Delta = \sqrt{s(s-a)(s-b)(s-c)} \quad \Delta \text{ 为三角形面积}$$

$$r = \frac{\Delta}{s} \quad \text{令 } x = s - b, y = s - c, z = s - a$$

$$\begin{cases} r_1 = \sqrt{x^2 + r^2} \\ r_2 = \sqrt{y^2 + r^2} \\ r_3 = \sqrt{z^2 + r^2} \end{cases}$$

作为例子, 我们研究任意三角形如图 17 所示根据文献[2~ 6]可导出以三角形内切圆作为电心的电容 C 解析公式

$$C = 8\epsilon_0 \frac{a + b + c}{\ln\left(\frac{r_1 + r_2 + a}{r_1 + r_2 - a}\right) + \ln\left(\frac{r_1 + r_2 + c}{r_1 + r_2 - c}\right) + \ln\left(\frac{r_1 + r_2 + b}{r_1 + r_2 - b}\right)} \quad (32)$$

实例表明, 与精确结果误差在 -3% 之内. 有趣的是, 无

表 4 计算结果对比

基本公式	$C = 0.415237711 \cdot 8\epsilon_0 a$	$C = 0.516698211 \cdot 8\epsilon_0 a$	$C = 0.30593349 \cdot 8\epsilon_0 a$
MoM 方法	$C_0 = 0.42797 \cdot 8\epsilon_0 a$	$C_0 = 0.53054 \cdot 8\epsilon_0 a$	$C_0 = 0.314995 \cdot 8\epsilon_0 a$
$\delta\%$ 误差	$\Delta C = \frac{C - C_0}{C_0} = -2.975\%$	$\Delta C = \frac{C - C_0}{C_0} = -2.609\%$	$\Delta C = \frac{C - C_0}{C_0} = -2.877\%$

论什么三角形误差均几乎相同.

注意到某些凸图形相同半径的内接圆不唯一. 这时应取一个几何上较对称的内切圆心作为电心. 例如, 如图平行四边形, 它的内切圆不唯一. 我们将取对称内切圆心 O 作为电心.

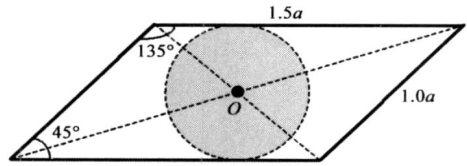


图18 平行四边形和它的对称内接圆

$$C = 0.617075033 \cdot 8\epsilon_0 a \quad (33)$$

$$C_0 = 0.62935 \cdot 8\epsilon_0 a \quad (34)$$

$$\Delta C = \frac{C - C_0}{C_0} = -1.950\% \quad (35)$$

在任意图形中, 以最大展开内切圆心 O 作为电心, 使其可保证在未接触边界时有最充分的圆分布可能. 这正是电荷分布的本质或自由态, 也是广义惠更斯原理的精华.

5 Green 函数和广义惠更斯原理

在电磁理论中, Green 函数可以认为是一类“广义位”, 它是以 δ 函数为源所产生的“位”. 由于 Green 函数的引入, 可以得到一般源 g 所产生 u 的方式, 根据函数的性质, 有

$$\langle g(\mathbf{r}'), \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \rangle = g(\mathbf{r}) \quad (36)$$

$$L \langle G(\mathbf{r}/\mathbf{r}'), g(\mathbf{r}) \rangle = g(\mathbf{r}) \quad (37)$$

$$L(u) = g(\mathbf{r})$$

很易得到“广义位”.

$$u(\mathbf{r}) = \langle G(\mathbf{r}/\mathbf{r}'), g(\mathbf{r}') \rangle \quad (38)$$

上式中内积表示广义的迭加, 既可以离散迭代 \sum , 也可以连续积分 \int .

这里, 我们得到最重要的概念是: 任何源 g 所产生的波或广义位, 可以由 δ 函数 (它是子波源, 或子源 source lets) 所产生的 G ——它由子波 (wavelets) 或子位 (potentialets) 迭加而成. 简言之, Green 函数就是子波或子位.

表 5 所列, 左和右分别是自由空间的波动 Green 函数和静位 Green 函数. 这说明, Green 函数确实实现了动场和静场的统一. 进一步还可知道, 不论是波动或非波动, 球面是自由空间 Green 函数的本性.

我们研究了 Green 函数, 就能清楚的知道广义惠更斯原理的引出是必要的, 圆或球面是自由态, 是波或

非波(亦可称为“广义位”)的一个本质.

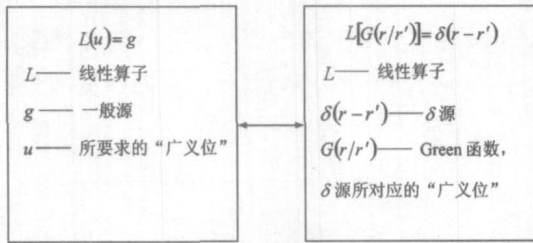


图19 广义位定义引入

表5 典型 Green 函数

$\nabla^2 G + k^2 G = -4\pi\delta$	$\nabla^2 G = -4\pi\delta$
$G(r/r') = \frac{e^{-jk r-r' }}{ r-r' }$ 有波动性	$G(r/r') = \frac{1}{ r-r' }$ 无波动性

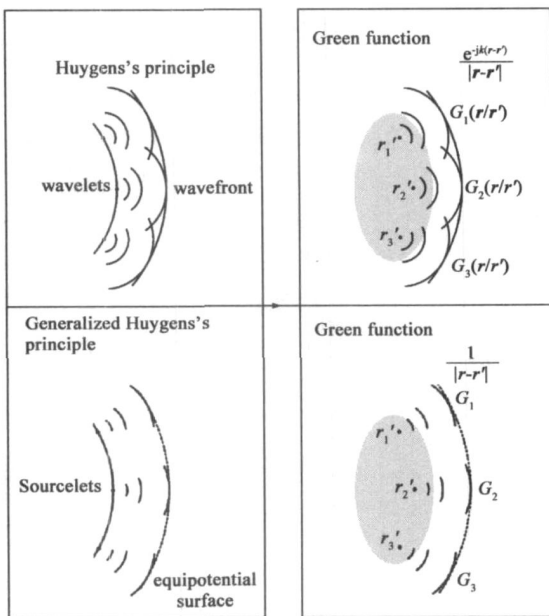


图20 广义惠更斯原理

6 结语

伟大物理学家 I. Newton 给人类所带来的不仅仅是万有引力定律和 $F = ma$, 他从力学的观点出发, 揭示了物质的一个重要概念——惯性: 在没有外力的条件下, 物体保持静止或匀速运动. 它深刻说明了惯性表示物体力学的自由态, 也是物体的一个本性.

Huygens 的一生以波动为主要研究方向. Huygens 原理已隐晦地表示在电磁状态, 球面或圆是它们的自由态; 广义 Huygens 原理从 Maxwell 电磁理论出发, 把静场和动场大统一作为理念, 表示不论是波还是非波状态, 它们都有接近球和圆的自由态的倾向. 在这个意义上, 电磁方面所表现的正是一种电磁惯性, 如同 Newton 的力学惯性一样. 这一问题值得我们进一步深入探讨.

参考文献:

- [1] C H Liang, H B Yuan, K B Tan. Method of largest expanded circle for capacitance of arbitrary shaped conducting plates[J]. Progress In Electromagnetics Research Letters, 2008, 1: 51-60.
- [2] C H Liang, L Li, H Q Zhai. Asymptotic closed form for the capacitance of an arbitrarily shaped conducting plate[J]. IEE Proc Microw Antennas, 2004, 151(3): 217-220.
- [3] J A Stratton. Electromagnetic Theory [M]. New York: McGraw-Hill, 1941.
- [4] C H Liang, Y J Xie, B R Guan. Concise Microwave [M]. Beijing: Higher Education Press, 2006.
- [5] R F Harrington. Field Computation by Moment Methods [M]. New York: IEEE Press, 1993.
- [6] R E Collin. Field Theory of Guided Waves [M]. New York: McGraw-Hill, 1960.

作者简介:

梁昌洪 男, 1943 年 12 月出生于上海, 现为西安电子科技大学教授, 博士生导师, 中国电子学会会士, IEEE Senior member. 2003 年荣获首届全国教学名师奖, 研究方向包括计算场论、计算微波、微波网络理论、电磁散射与逆散射、电磁兼容等.