

有线电信理论基础

卷二

(分佈参数回路的理論)

苏联 H. H. 加尔諾夫斯基著

王明鑑 高攸綱 合譯

区惟煦 曾德汲

曾 德 汲 校

人民邮电出版社

73.42

169

12

有綫電信理論基础

卷 二

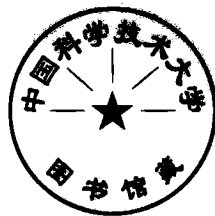
(分布参数回路的理論)

苏联 H. H. 加尔諾夫斯基著

王明鑑 高攸綱 合譯

区惟煦 曾德汲

曾 德 汲 校



人民邮电出版社

内 容 提 要

本书原为苏联供高等电信工程院校研究生进修有线电信理论中分布参数回路部分的参考书。著者在分析分布参数回路时指出了回路理论的局限性，而且首先介绍了研究有线电信线路的电磁场理论概要。

在分析回路的一次参数时，提供了计算有效电阻的另一批公式；对于绝缘电导也作了较为深入的分析，这有助于进一步研究绝缘电导的构成分量、频率特性、气候依赖关系等；对于电容的计算，也提供了一套连续映射的数学工具。

本书适于我国高等电信工程院校有线通信系教师、研究生、高年级学生及电信工程技术人员学习参考用；也可供电力工程的输配电专业人员、远动技术人员研究均匀回路理论时作参考。

有 线 电 信 理 论 基 础

卷 二

著 者：苏联 H. H. 加尔诺夫斯基
译 者：王明鑑 高攸綱 区惟煦 曾德汲
校 者：曾 德 汲
出版者：人 民 邮 电 出 版 社

北京东四 6 条 13 号

(北京市书刊出版业营业许可证出字第〇四八号)

印刷者：北 京 市 印 刷 一 厂
发行者：新 华 书 店

开本 850×1168 1/32 1964 年 3 月北京第一版
印张 13 页 208 1964 年 3 月北京第一次印刷
印刷字数 345,000 字 印数 1—2,750 册

统一书号：15045·总1375—有305

定价：(科 6) 1.90 元

序

这本书是“有綫通信理論基础”的第二分册，第一分册已經在1956年出版了。

作者在第一分册的序言中所談到的內容，对于第二分册也完全适用。

本册將討論分布参数回路理論的基本原理。在現代的技术水平下，如果一个有綫电信工程师对这些問題沒有一个清楚的概念，他在实践中的活动是不可想象的。

在編写这本书的过程中，作者力图着重于說明这些理論的物理基础，因为据作者看来正是这些問題，在电信学院用的电信理論教学用书中反映得不够，而电信理論教学用书又是学院的主要教学用书。

作者謹对技术科学博士 И. Г. 克里雅茨金教授和技术科学副博士 А. П. 烏达洛夫致以衷心的謝意，感謝他們在完成手稿的过程中所提供的許多宝贵建議及指正。技术科学博士 К. Е. 庫列巴茨基仔細地审閱并校訂了本书，作者也致以謝意。

Н. 加尔諾夫斯基

目 录

序

第一章 分布参数回路通論	1
1.1. 緒言	1
1.2. 静止媒质中的电磁場方程式組	5
1.3. 电磁場方程式在能量方面的涵义	12
1.4. 静止的各向同性均匀媒质中的交变电磁場	17
1.5. 波和波动过程的一般定义。波动过程研究方法的基本概念	23
1.6. 无衰减的平面波	32
1.7. 有衰减的平面波	40
1.8. 平面电磁波的反射和折射	49
1.9. 不均匀的平面横电磁波	54
1.10. 导行电磁波	59
1.11. 同軸綫通論	64
1.12. 根据电磁場方程式研究导行系統的一般方法与原理	90
1.13. 以准静态电路理論为基础的长綫近似理論。电报方程式	97
1.14. 綫路在稳态下傳輸純正弦电流时电报方程式的求解	106
1.15. 长綫方程式的物理本质。长綫的波参数和它們的物 理涵义	111
1.16. 长綫的波参数	122
1.17. 群速度。信号的傳輸時間和建立時間	134
1.18. 当作四端网络的长綫。均匀綫的輸入阻抗	151
1.19. 有綫通信綫路中的不均匀性和这些不均匀性对信号傳輸的 影响。組合通信回路和它們的方程式	163
1.20. 傳輸效率。关于接在綫路上的机械的最佳参数問題	180
1.21. 低損耗綫路	185
1.22. 几个重要的結論及結束語	208
第二章 长綫的一次电特性参数。一次参数与綫路結構、 交流頻率和其他物理因素的关系	212

02186

2.1. 引言.....	212
2.2. 线路的有效电阻	214
2.3. 集肤效应的物理现象。电流的透入深度。导体的表面阻 抗率.....	218
2.4. 圆截面孤立导体的集肤效应	223
2.5. 空心圆柱导体中的集肤效应现象	233
2.6. 双金属导线的集肤效应	243
2.7. 有线通信回路中的电容。作为计算电容的基础的近似 概念.....	250
2.8. 平行平面静态场理论的某些原则。关于对数位的概念.....	252
2.9. 利用复变函数来表示场的概念	258
2.10. 镜像, 对圆与直线的反演和它们在求解平面静电场问题 时的利用	265
2.11. 由两根平行的、互不包围的圆柱导体所组成回路的 电容	273
2.12. 不同轴的两平行圆柱导体所构成回路的电容	279
2.13. 多次连续镜像法在研究多耦合静电场中的运用	281
2.14. 用多次连续映射的方法来计算两根不同轴圆柱导体所组 成回路的电容	284
2.15. 按照连续映射方法在结构复杂的回路中计算电容时的一 般规则和步骤	290
2.16. 多重线电荷源的定义和有关它们的基本概念	291
2.17. 在多重线电荷源电场中的圆柱导体。导体对线电荷源电场 的反作用	299
2.18. 导电圆柱内的多重线电荷源对这个圆柱表面的映射	302
2.19. 利用多重线电荷源的理论来研究复杂结构的电缆线组 的场	308
2.20. 圆柱屏蔽体中两根平行圆柱导线所构成回路的电容	310
2.21. 计算电缆的屏蔽星形四线组实回路和幻象回路的电容的 公式	318
2.22. 导线间介质不均匀的回路。关于计算这种回路电容的方 法的一般概念	320

2.23. 电容概念的綜合。固有的和相互的部分电容	332
2.24. 有線通信回路中的外电感	336
2.25. 計算結構最简单的通信回路中外电感的例子	340
2.26. 两根平行圓柱导綫在位置靠近情况下所构成回路的有效 电阻和內电感。接近效应及其計算	343
2.27. 計算的数例	357
2.28. 綫路載流导綫附近其他导体和屏蔽外皮中的渦流在通信 綫路中引起的損耗。关于計算这种損耗的一般概念	360
2.29. 有線通信綫路中的絕緣电导。这个参数与頻率和其他物 理因素的关系	366

附录

关于两根平行而不同軸的圓截面导綫所构成的綫路电 磁 場 严

格求解的討論和关于在这个問題求解时所遇到的 困难.....385

文 献.....405

第一章 分布参数回路通論

1.1. 緒 言

分布参数回路的理論，在有綫通信技术的許多最重要問題中，占有不可忽視的地位。

关于电信号沿着通信綫路傳輸时所产生的复杂物理过程，只有在分布参数回路的理論获得全面发展的今天，才使得对这些复杂的过程有了清楚的概念。另一方面，也只有在这一理論的基础上才有可能經濟合理地建筑綫路設備和正确地加以維護。

同时也必須指出：实际上，长距离通信綫路的建筑与維護，在比較令人滿意的綫路理論还未研究出之前就已开始了。的确，例如作为有綫通信工具之一的商办电报通信还在上世紀的四十年代就已开始，而长距离通信綫路的理論只有在电磁場理論的基础上才可能得到完善地发展，然而对电磁場理論所作的研究却要晚得多了。

卓越的俄罗斯科学家Э. X. 楞茨，在 1833 年提出了电磁現象的共性和它們的相互連系，为电磁場理論的发展奠定了基础。1873 年 Д. К. 麦克斯威尔在“論电与磁”里发表了他的理論研究結果，这一著作使电磁場理論有了全面的发展。

1887 年赫芝用实验的方法研究了当导綫受高频振荡激励时在它周围空間中所产生的电磁場。他指出在导綫周围空間的場具有波动特性，这一性质与麦克斯威尔理論所預言的特性完全一致。

麦克斯威尔理論所得出的結論，从根本上打破了那种认为电和磁的相互作用会在一瞬间传播出去的旧观点，这些結論是异乎寻常的，因此，它未能馬上得到普遍的承认。只有在 A.C. 波波夫发明了无綫电和紧接着无綫电技术得到蓬勃发展以后，这些結論才得到公认。

发明无綫电的日期是 1895 年 5 月 7 日，在这一天 A.C. 波波夫

在俄罗斯物理—化学协会物理部作了报告，并展出了他所制成的世界上第一架能够工作的无线电报机。因此，在我们苏联每年都隆重地把五月七日当作一个专门的节日——无线电节来庆祝。

电磁场理论要求必须从根本上改变一些旧观点。因为这些旧观点对电信号在长距离通信线路上传播过程的本质是理解得不完善的。电磁场理论把人们的基本注意力从导线上的电荷及电流方面转移到导体周围空间中由电荷及电流所产生的场这一方面来。

最近研究上述过程时发现：导体中由电流或电荷的变化所激发的场，以电磁波的形式从它产生的地方用某一个有限的速度向前传播，这个速度由媒质的物理性能来决定。这时，主要的基本能流在导体周围的空間内沿着线路前进；只有一部分能量透入导线体内被消耗掉，以补偿由于这些导体的电导率不是无限大而产生的损耗。此外，还有部分能量（通常很小）辐射到自由空間中去了。

这样一来，从电磁场理论的观点来看，长距离通信线路仅仅是导行系统中可能有的一个特例，所谓导行系统就是保证在预先规定的方向上传输电磁波能量的系统。

假如线路的导体具有无限大的导电率，那末电磁波所有能流也就完全只在导体周围的空間内传播，决不会透入到导体本身里。从这里得知：在传播能量的过程里，线路导体仅仅起着辅助的作用；它束缚电磁波能流，并使其按我们所希望的方向沿着导体表面前进。

事实上常用线路的导线的电阻都相当小。因此可以近似地认为：借助于所谓平面电磁波就可以使电能沿着这一线路传输。平面波的特点就是：在波的传播方向上电场与磁场都没有场强的分量；而在与波传播方向相垂直的横平面上这些场的分布和静态状况相当，即是它们满足拉普拉斯方程式。

电磁场的上述特点说明了还在麦克斯威尔以前的时代里就已经研究出来的长距离线路传输的简化理论，实际上也能得到相当接近于真实情况的结果。

問題之所以能得到簡化的原因還在于：當時基本上是用綫路來傳輸頻率比較低的電能，因此與這些頻率相當的波長要比綫路橫截面的尺寸大許多倍（就是說綫路導綫間的距離及導綫與地面的距離要比波長小得多），這樣一來即使根據綫路傳輸直流的條件來決定綫路的一次電參數（電阻、電感及電容），在計算時也不會導致太大的誤差。

在創立簡化的長距離綫路傳輸理論時，完全沒有利用導體周圍媒質中的電場強度與磁場強度，而用一般交流電路的准靜態理論來代替，只是引入了一次參數（電阻、電感、電容及電導）沿綫路均勻分布的這一附加條件，由綫路導體內流動的電流及綫路導綫間的電壓來進行運算。

當然，以後沿通信綫路傳輸的頻帶加寬了，就使得產生長距離綫路簡化理論的前提顯得太不準確。後來電磁場理論得到了發展，才在原有的解答中引入了一些考慮集膚效應的修正項，於是使得過去的解答確定下來。

正是由於上述情況，簡化的長綫理論到目前還能繼續保持其價值。同時也是因為：當利用以麥克斯威爾方程式作為基礎的長綫理論來求問題的嚴格解答時，雖然在原則上說似乎不會有困難，而事實上在很多實踐的具體情況下還是十分不易的。

這裡的問題在于，當把場的向量轉換成任一正交系統 (x_1, x_2, x_3) 的標量分量時，由麥克斯威爾的兩個方程式就得到由六個微分方程式組成的方程式組，其中每個微分方程式由向量場標量分量的偏微分來表示。

可惜的是，正如實踐所表明，由於在很多情況下不能分離變量，該方程式組的求解就相當困難了。

當然，如果只限于某種程度上近似的求解，並從向量場的標量分量中忽略掉那些數值較小而在這個問題中可以忽略的部分，那末，原來的問題就可以得到簡化。但是，上述簡化也會使得波動過程理想化，並且實質上就會失去最基本的東西——關於真正波動過程

的正确概念。

我們在前面曾提到过的长綫簡化理論里，显然假設綫路上的波动过程带有平面波的特点，实际上这就把长距离通信綫路上的真实波动过程加以理想化了。例如，这一理論根本没有考虑波的輻射，其实，在高频时綫路自由輻射电磁波就成了綫路利用高频率的严重障碍。

这一点尤其可以說明，为什么在近代有綫通信工程中广泛地采用同軸電纜通信綫路的原因。同軸電纜綫路由于有了封閉的外壳实际上就摆脱了輻射，使傳輸頻率能扩展到9—10兆赫。

电磁場理論指出：如果同軸綫截面的尺寸可以同波长相比时，那末就会产生与以前所研究过的横电磁波根本不相同的波。

这时，同軸綫內导体上的电荷及电流要比这个綫路外导体上相应的电荷及电流小得多。这样一来，作为长綫簡化理論的基本原始条件（綫路往返两导綫上的电流大小相等而符号相反）在这里就完全被破坏了。例如当綫路內外导体半径間的差值接近于 $\frac{\lambda}{2}$ 时（其中 λ 为波长），就会出现上述情况。如果在保持这一条件的同时还减小內导体的半径，那末內导体中的电流也会跟着减少。

从这里得知：随着同軸綫路內导体半径的减小，它所起的作用也越来越小，在极限情况下就可以完全把內导体取消。这时实际上仅仅是沿着一个用导体作的空管傳輸电磁能，这一空心导体（不一定是圓形截面的）已在近代无线电技术中广泛运用，并且把它叫做波导。

和同軸電纜綫路比較起来，如果只是在频率很高时运用（在厘米波段），作为傳輸系統的波导有着不少重要的优点。波导管在制造时不需要高质量的介质。因此，在波导內就完全没有介质損耗，而在同軸綫內介质損耗是不可避免的。一般說来，波导管的功率損耗可能会比同軸電纜小。

此外，由于波导比同軸電纜綫路具有較好的导电表面，这就允許有較大的极限电流。完全有根据設想：将来在組織大容量信息的

长途通信时，波导是会用来当作导行系統的。

当然，沿波导传输能量时所利用的波与沿一般通信线路进行传输的横电磁波是有本质差别的，因为横电磁波根本不可能在空心的波导管内传播。

綜合以上所述可知：近代电磁波理論不但可以正确地估量利用长綫传输电磁能时所经历的过程，而且可以从原理上拟訂新的导行系統以便在将来代替我們已熟悉的通信线路。

因此，在系統地叙述长綫理論以前，我們认为必須首先讲讲电磁場理論的一些基本原理。利用这些原理可以帮助我們更深地理解长綫上的物理过程。由于在我們高等学校电报电话通信系里对电动力学学得显然还不够充分，这迫使我们不得不采取这种讲述次序。

1.2. 靜止媒质中的电磁場方程式組

当研究在通信线路上发生的电磁过程时，完全没有必要去研究构成线路的物质的复杂微觀結構，而只限于运用簡化的宏觀理論的結論就可以了。由于这种物质分子基本电荷之間的微觀間隔和基本电荷的固有振荡周期与我們在有线通信工程中所能碰到的波长与振荡周期相比起来很小，因此，这种簡化是完全正确的。

根据电工基础我們也知道，如果应用宏觀理論，就可以利用向量場来确定一个系統里的电流和电荷間的相互作用，这些向量場的特点可以用以下几个基本向量来表示：

- 1) 电場强度 E ,
- 2) 磁場强度 H ,
- 3) 磁通量密度 B ,
- 4) 电通量密度 D 。

以后我們將把所有这些向量看成是空間与時間的連續函数，而且它們在所研究場的所有寻常点上具有連續的导数。

只有在媒质的物理性质有急剧改变的分界面上，場的向量及其导数的連續性才遭到破坏。

大家都知道产生电磁場的源是电荷与电流。

向量 E 及向量 B 之間的关系可用下列方程式来表示:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} E &= -\frac{\partial B}{\partial t} \\ \operatorname{div} B &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

其中第二个方程式說明磁通量密度是无源的, 这一点已为实验所証实。

另外两个向量 D 及 H 則决定于所給定的电荷值与电流值, 可用下式表示:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} H &= J + \frac{\partial D}{\partial t} \\ \operatorname{div} D &= \rho \end{aligned} \right\}, \quad (1.2)$$

式中, J ——电流密度向量,

ρ ——电荷的体积密度。

成对的向量, 即 E 与 D 及 H 与 B , 它們本身也彼此相互有关系, 并且这一关系完全取决于被研究的場所处在的媒质的物理性质。

在自由空間中向量 D 和 E 也象 B 和 H 那样, 彼此之間相差一个常数因子, 这些常数的数值及因次由所用的单位制来决定。

在实用的合理化单位制(MKC)中, 这些常数具有以下的数值:

$$\left. \begin{aligned} \mu_0 &= 4\pi \times 10^{-7} \text{ 亨/米} = 1.257 \times 10^{-6} \text{ 亨/米} \\ \epsilon_0 &= \frac{10^{-9}}{4\pi \times 9} \text{ 法/米} = 8.854 \times 10^{-12} \text{ 法/米} \end{aligned} \right\} \quad (1.3)$$

如果媒质是各向同性的, 这就是說, 在媒质中任意一点的附近所有方向上的物理性质都相同, 那末向量 D 就平行于向量 E , 而向量 B 則与向量 H 相平行。

对于这种各向同性的媒质一般认为向量 D 与 B 分別和向量 E 与 H 有綫性的关系, 即:

$$\left. \begin{aligned} D &= \epsilon E \\ B &= \mu H \end{aligned} \right\} \quad (1.4)$$

式中, ε ——媒质的绝对介电系数,

μ ——媒质的绝对导磁率。

如果媒质是各向异性的, 那末在不同的方向上它的物理特性也不同。这时向量 D 与向量 E 的关系和向量 B 与向量 H 的关系就会复杂到不可想象的程度。

研究場时, 引入象媒质的绝对介电系数 ε 及绝对导磁率 μ 这些参数, 其目的在于能够比較簡明地描述正在经历中的电磁过程。这种簡化了的描述方法, 就等于不必去研究那些真实的微观过程。微观过程只可能在物质内部进行, 因为物质是由为数很多的基本质点——分子, 原子与电子——所构成的, 所以在物质中所发生的电磁现象有着非常复杂的特性。

由于在物质内部所经历的实际过程有上述的复杂性, 因此, 严格地说, 系数 ε 及 μ 不是常数, 而与物质的内部结构及聚集态有关。当物质的温度和密度, 激励振荡过程的频率以及其它物理因素改变时, 这些系数也就改变了。

当我们研究导电媒质中的場时, 就还必须再补添一个方程式到上面所写出的方程式組里去, 这个方程式表示电流密度向量 J 与电场强度 E 的关系。

在絕大多数的实际情况里, 这一关系被当作是直綫性的, 并可写成

$$J = \sigma E, \quad (1.5)$$

式中, σ 叫作媒质的电导率系数。

对于不同的媒质, 电导率在很大的范围内变动。例如, 銅的电导率达 5.8×10^7 姆/米; 而一个良好电介质的电导率仅有 10^{-14} 姆/米。

表明导体中电流密度与导体中电场强度成比例的方程式 (1.5) 是欧姆定律一般的和最简单的公式。这个方程式虽然在式子中并没有包含导数, 可是, 由于它所确定的是导体中某一定点处的电场强度与电流密度的关系, 所以常被叫作微分形式的欧姆定律。

当考虑到所有以上各点时，就可以把导电媒质中場的方程式改写成以下形式：

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} E &= -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \\ \operatorname{rot} H &= \sigma E + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \\ \operatorname{div}(\mu H) &= 0 \\ \operatorname{div}(\varepsilon E) &= \rho \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

这些方程式中所包含的数值 σ 、 ε 及 μ ，今后我們將称之为材料常数，因为他們完全表征出媒质材料的物理性能。根据媒质材料的这些物理性能，材料常数 σ 、 ε 及 μ 可能有相当大的差别。

对于所写出的电磁場基本方程式，还可以补写出一个有着重要意义的方程式，即：

$$\operatorname{div} J + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (1.7)$$

这个方程式也称为微分形式的連續性方程式。它表示了在空間某一点附近电荷的守恒定理。

如果在所給定的体积內，每一点上的电荷密度不随時間改变，那末經過分界面进入这一体积的电流應該等于流到外面去的电流。对于体积內的任一点來說， $\operatorname{div} J = 0$ 。

由此可見，在靜止状态下所有电流綫本身是閉合的，而电流密度 J 的向量場成螺綫管形。

从連續性方程式也可得出結論：在电导率 σ 不为零的区域内，电荷的分布不可能是固定不变的。这是因为：

$$\text{由于} \quad \operatorname{div} J + \frac{\partial \rho}{\partial t} = \operatorname{div} \sigma E + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

和

$$\operatorname{div} E = \frac{1}{\varepsilon} \rho,$$

所以，

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\sigma}{\varepsilon} \rho = 0. \quad (1.8)$$

因而可求出在瞬間 t 的电荷密度为:

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{\sigma}{\varepsilon} t}. \quad (1.9)$$

方程式 1.9 中所包含的 ρ_0 是初始电荷密度。

根据以上所述可以断言: 在 $t=0$ 的瞬間加到导体上的初始电荷 ρ_0 应当不可避免地随時間而减少下来。这种减少是按指数規律进行的。

在导体某一点上的电荷减少到初始值的 $\frac{1}{e} = \frac{1}{2.71828}$ 时所需的时间

$$\tau = \frac{\varepsilon}{\sigma},$$

叫作弛张時間。

对于所有的导体, 甚至是极不良的导体, 它們的弛张時間都是很小的。这是因为电荷不能在导体内部任何一点聚集, 而总是趋向于集中在它們的外表面上。就在内部电荷开始消失的同时, 这种表面电荷也就开始出現了。

在导电媒质与非导电媒质的交界处, 电流密度向量 J 的連續性遭到破坏。电流密度向量的法綫分量确定单位時間內流到导体单位表面上的电量, 而这一法綫分量又等于单位時間內这一段导体表面上表面电荷的增量(我們規定导体的外侧为法綫的正方向)。

根据以上所述, 也可以得出結論: 如果电流密度为已知, 那末根据連續性方程式我們就可以确定由这个电流所引起的电荷分布的变化。

同时也應該指出: 絕緣体之所以与导体不同, 其特征就在于它的弛张時間很长。良好絕緣体的弛张時間估計至少超过 10^6 秒。

我們所确定的上述場方程式仅适合于空間中尋常的点, 这就是說在這些点周圍媒质的物理性能即使有变化也仅仅是連續的变化。

然而实际上平常总是要研究复杂媒质中的波动过程，这类复杂媒质可能是由物理性质彼此相差极大的物体所构成的。

自然，当穿越把物体彼此分割开来的分界面时，那些表示物体中波动过程特点的材料常数 σ , ε 及 μ 就发生了急剧的突变，在进行电磁场的宏观研究时，这种变化应当看成是連續性遭到了破坏。

显然，在通过分界面时，电磁场向量 B 、 D 、 H 及 E 本身同样也要发生某种特殊的变化。

因此在研究复杂媒质中的电磁过程时，除基本的电磁场方程[方程式(1.6)]外，还必须再添加一些边界条件。这些边界条件就是电磁场向量 B 、 D 、 H 及 E 在那些把不同材料常数的媒质划分开来的分界面上所应满足的。

当然，这些边界条件有着特别重大的意义。边界条件的选择与电磁现象的整个研究方法有着不可分割的联系，而电磁现象的研究方法正是在于依所给定的边界条件来求解场方程式(1.6)。

这种方法的特点是：在电磁场的研究过程中，我们并不是要找到偏微分方程式组[方程组(1.6)]的一般解，而只是要找到满足事先给定的附加条件的特解。这些附加条件实际上就是原始条件（在时间上的）及边界条件（在边界上的）。

由此可见，任何一个有关电磁场的实际问题的求解不免要直接或间接地包含边界条件。

这里我们打算作专门的证明，而直接列举出今后在解决实际问题时遇到的那些基本边界条件。

如果有两种物理性质各不相同的媒质，并且要在把两个媒质划分开来的分界面上研究电场强度和磁场强度向量的数值，则基本边界条件如下：

1. 当穿过两个媒质的分界表面时，磁通量密度向量 B 的法线分量保持連續，即

$$\mu H_n = \mu' H'_n. \quad (1.10)$$

所写出的边界条件是从我们前面所引用过的条件