电动力学

胡　宁　著

人民教育出版社

电动力学

胡宁著

人民教育出版社

本书原系著者前在北京大学物理系讲授电动力学时所用的讲义，1957 年曾由高等教育出版社以“电动力学讲义”为书名出版。現在这本“电动力学”是根据“电动力学讲义”，校正了印刷上的一些錯漏和原文中一些疏忽不妥的地方，并修改补充了其中若干章节（如 § 4, § 17, § 18, § 24a, § 32, § 48 等），对其中按現行教学大綱学生可以不讀的某些章节，著者也在目录上有关章节前用 * 号标出。全书共分七章，闡述了經典电动力学（包括电子論）和相对論，可作为高等学校电动力学的教学参考书。

电 动 力 学

胡 宁 著

北京市书刊出版业营业許可証出字第 2 号

人民教育出版社出版（北京景山东街）

人 民 教 育 印 刷 厂 印 装

新华书店北京发行所发行

各 地 新 华 书 店 經 售

統一书号 K15010 · 1119　开本 850×1168 1/32　印张 9 5/16

字数 223,000　印数 6,001—9,200　定价(6) ¥0.90

1963 年 10 月第 1 版　1964 年 9 月北京第 2 次印刷

目　录

（有*号的代表可以略去不讀的章节）

第一章　电磁現象的普遍定律

§1. 导言　自从十八世紀以来，人們通过工业和科学的实踐对于电磁現象的认識逐步加深，并总結出电磁現象的基本規律。人們从实驗結果总結出庫倫定律，安培定律，法拉第定律，最后归結到麦克斯韦的基本方程組和洛倫茲力的公式。这些基本規律，都是在当时的实驗条件下由宏观的电磁現象总結出来的最普遍的定律。

在古典力学里，宏观实驗所受到的限制，主要有两方面：一方面是我們所能控制或測量的速度，另一方面是我們对一个物理量能够測量的最小的空間区域。在古典力学里我們所能够測量到的最快的速度，恐怕要算星体的速度了。地球的运动速度約为$3\times\times10^6$厘米/秒。可以說，牛頓力学是在速度不十分大于3×10^6厘米/秒的范圍內总結出来的运动規律。同样在以前的电磁实驗里，我們很少观察过速度大于10^5厘米/秒的带电体。在一个有10安培电流的导体里，电荷运动的速度差不多只有10^{-3}厘米/秒。所以在实际上，我們建立起上面所提到的电磁現象的基本定律所依据的速度区域，比古典力学所依据的还要小得多。这是我們在引用电磁現象的实驗定律时，必須注意到的一点。

其次，根据我們对实物的构造的认識，实物是由极微小的（大小約为10^{-5}—10^{-8}厘米）分子和原子所組成的。我們在实驗室所測量的电場和磁場强度，实际上是包含有千万个分子的区域以內的平均值。所以前面所述由实驗总結出来的定律，只应看做在这个区域里"宏观的"物理量所遵守的規律，换句話說，这些定律只是由宏观的电磁現象的观察結果总結得来的，因此，这些定律就不一

定能够正确的描述在分子和原子内部的微观的电磁現象。

現在我們要問，应該怎样对待在上面所述的两个限制范圍以外的电磁現象呢？在科学发展和认識获得过程中，我們必須不断地把我們在一个特殊的、在一定的条件下建立起来的自然規律推广到更普遍的情况里去，然后再把推广后所得的結果和实驗比較。比較的結果不外乎两者之一：或者理論的結果与实驗相合，这說明我們所总結出来的理論，实际上可以适用于一个更广泛的范圍，或者理論的結果与实驗不符，这样我們就可以修正我們的理論，而使理論适用于一个較广泛的范圍。两种可能的結果都促使科学得到更进一步的发展。

电动力学的发展正是上面所述由实踐总結出理論，再把理論推广应用于新的实踐的科学发展的过程。

下面我們将首先把麦克斯韦方程式和洛倫茲力的公式推广到高速度的区域里面去，我們将討論高速度运动的电荷所产生的电磁場及一般的輻射問題。其次，我們将把麦克斯韦方程式和洛倫茲力的公式推广到分子和原子的区域里面去，这方面的发展是洛倫茲的电子論，以及物质吸收和散射光波的現象。我們将发現麦克斯韦和洛倫茲的理論在微观区域里并不完全适用，因此就产生了更普遍的相对論理論和量子电动力学。古典电动力学的規律可以看做是相对論理論和量子电动力学在某些特殊条件下的一种近似的規律。

在电动力学的发展过程中，人們将逐步地认識到电場和磁場也具有在牛頓力学里只有实物才具有的力学性质。我們将通过場的运动，場的能量，場的动量，場与实物間的作用，和不同部分的場間的相互作用，看到电磁場的确是和实物一样的力学体系。而使讀者充分地、透彻地而且逐步地认識这一点，則是本书的中心思想。进一步认識到实物也具有場的性质而使“实物”与“場”得到更

高形式的統一，則是量子理論的基本內容。

［討論題］ 我們应当怎样由已知的物理常数估計出在导体內电子的速度？在打电話时，一个人的声音可以很快地傳到几千里以外，这怎样解釋？

§2. 庫倫定律 这是最早由实驗材料总結出来的一个定律。这个定律可以叙述如下：如果在眞空里有两个点电荷 q_1 和 q_2，它們間的距离为 r_{12}，則 q_1 和 q_2 間的排斥力为：

$$F \propto \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2},$$

如果我們适当地选取 q_1、q_2 的单位，上式可写成

$$F=\frac{q_1 q_2}{r_{12}^2}. \tag{1}$$

命 $\mathbf{r}_{12}$ 为从 q_1 指向 q_2 长度为 r_{12} 的向量，q_1 作用于 q_2 的力为

$$\mathbf{F}=\frac{q_1 q_2 \mathbf{r}_{12}}{r_{12}^3}. \tag{2}$$

为着便于运算起見，我們引入电場的观念。点电荷 q_1 在距 q_1 为 r 处的电場强度 $\mathbf{E}$ 为

$$\mathbf{E}=\frac{q_1 \mathbf{r}}{r^3} \qquad (\mathbf{r}=\mathbf{r}_{12}). \tag{3}$$

比較(2)、(3)两式我們得

$$\mathbf{F}=q_2 \mathbf{E}. \tag{4}$$

由(3)式，我們很容易证明高斯定律：

$$\oiint \mathbf{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=4\pi q_1. \tag{5}$$

(5)式左边代表沿着封閉面 σ 的积分，$d\boldsymbol{\sigma} \equiv \mathbf{n} d\sigma$，$\mathbf{n}$ 是垂直于 $d\sigma$ 指向封閉面 σ 外面的单位向量。我們很容易由力的叠加原則推广(5)式为：

$$\oiint \mathbf{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=4\pi \iiint \rho\, d\tau. \tag{6}$$

上式右边积分是对于封閉面所包容的体积 τ 进行积分，ρ 是电荷密度，(6)式是在眞空里麦克斯韦方程組的第一个方程式。

在普遍情况下,(3)式应换为:

$$\mathbf{E}=\iiint\frac{\rho\mathbf{r}}{r^3}d\tau. \tag{6a}$$

(6a)式可以看做是在最普遍情况下由庫倫定律所决定的E与电荷分布ρ这两个观察量之間的关系。这个普遍情况甚至包括有媒质存在时的情况。在有媒质存在时,τ內的电荷密度包括两部分,一部分是原来存在的所謂“自由电荷”密度ρ_f,另外一部分是媒质因受感应而产生的极化电荷密度ρ_P。对于媒质內的极化現象,我們可以引入滿足下式的向量P:

$$\oiint\mathbf{P}\cdot d\sigma=-\iiint\rho_P d\tau, \tag{7}$$

式中的积分是对整个空間的积分。注意$\rho=\rho_f+\rho_P$,并代以(6)式及(7)式,我們得

$$\oiint(\mathbf{E}+4\pi\mathbf{P})\cdot d\sigma=4\pi\iiint\rho_f d\tau. \tag{8}$$

命$\mathbf{D}=\mathbf{E}+4\pi\mathbf{P}$,得

$$\oiint\mathbf{D}\cdot d\sigma=4\pi\iiint\rho_f d\tau. \tag{9}$$

当庫倫定律由(6)式表达时,(7)式和(9)式可看做P和D的定义。实驗上D和P的决定,是和我們分辨出在τ內电荷密度ρ的ρ_f和ρ_P部分的能力分不开的。(9)式也可以代替(6)式作为麦克斯韦方程組的第一个方程式。

在有媒质存在时,D和E的区别虽然只不过是分辨ρ_f和ρ_P的問題,但力的問題則是一个較为复杂的問題。对力問題的解决,有賴于我們对媒质結构的了解。我們将在后面洛倫茲电子論(即解釋媒质結构的理論)一章里討論这个問題。在本章里我們将一概不討論力的問題。

根据上面定义,D是滿足(9)式的理論物理量。(9)式中的积分面σ是任一个封閉曲面。我們必須认識到(9)式是一个很强的

条件，差不多已經可以完全决定 $\mathbf{D}$。为着說明这一点，我們討論一个单独的球形导体在带电时所产生的 $\mathbf{D}$。在这情形下，$\mathbf{D}$ 对球形的中点是賦有球对称性的。如取以球形的中点为中心，以 r 为半徑（r 大于导体的半徑）的球面为积分曲面，我們得

$$\oiint \mathbf{D}\cdot d\sigma = 4\pi r^2 |\mathbf{D}|,$$

代入(9)式，得

$$|\mathbf{D}| = \frac{1}{r^2}\iiint \rho_f d\tau. \tag{10}$$

$\mathbf{D}$ 显然与 $\mathbf{r}$ 平行。可見在这个特例里，(9)式已完全决定 $\mathbf{D}$。

对于任何一个有意义的物理量，我們必須能够确定一个測量这个物理量的方法。在眞空里，$\mathbf{E}$ 可由測量一个探測电荷所受到的力来决定。但在測量媒质中的 $\mathbf{E}$ 时，情形就較为复杂。前面已經指出，在媒质里作用的力是一个相当复杂的問題。但对 $\mathbf{E}$ 的測量仍可由下述方式进行。我們可以在媒质內挖出一个細长圓柱形的空腔。如果这个小圓柱体是沿着 $\mathbf{E}$ 的方向，那末在圓柱的上下底面就要产生极化电荷。如果圓柱极細极长，这个极化电荷在圓柱的中点 P 所产生的影响可以忽略不計。这样，由(6a)式計算出来的 $\mathbf{E}$ 值，和挖出圓柱体以前的值是一样的。在挖出圓柱空腔以后，由于所挖的空腔实际上保证了下面两个測量的条件：第一，它使探測电荷不受媒质机械力的作用；第二，使空腔的存在不改变 P 点的电場，所以这样測出的 $\mathbf{E}$ 是单位探測电荷所受到的純电場的力。因此，P 点的 $\mathbf{E}$ 就可由探測电荷所受的力来决定，而这样測出的 $\mathbf{E}$ 正是在媒质內圓柱体沒有挖出以前 P 点的 $\mathbf{E}$ 值。

对于固体，上面測量 $\mathbf{E}$ 的方法是实际可行的，但如媒质是液体或气体，这样的測量方法是不可能实行的。但我們指出，現在所产生的困难完全是属于机械范圍內，而不是属于电磁現象的范圍

以內的。上面所述的理想化测量方法，只不过是为着明确 E 在实驗测量上的意义。实际上的測量还須由其他間接的方法来测定。但是这些間接测量必須依上面所述 E 在測量上的意义为根据。

[討論題] 試設計出测量媒质中任一点的 D 和 P 的理想方法。

§3. 安培定律和法拉第定律 如果在一根导綫里，有稳定的电流 i 通过，則在导綫的周圍有磁場产生。实驗证实磁感 B 与 i 满足下面安培定律：

$$\oint \mathbf{B}\cdot d\mathbf{s} \propto i,$$

上式左边积分是沿着一个圍繞着 i 的封閉曲綫的积分。如果我們选取电磁单位(关于单位問題，下面将再会討論到)作为 B 的单位，静电单位作为 i 的单位則上式可写成：

$$\oint \mathbf{B}\cdot d\mathbf{s} = \frac{4\pi}{c} i. \tag{1}$$

根据力的叠加原則，我們看出在普遍情况下(1)式应换为：

$$\oint \mathbf{B}\cdot d\mathbf{s} = \frac{4\pi}{c}\iint \mathbf{j}\cdot d\boldsymbol{\sigma}, \tag{2}$$

式中 $\mathbf{j}$ 为电流密度，c 为光速，右边的面积分是沿着由封閉曲綫所环繞成的面积的积分。

在有媒质存在时，$\mathbf{j}$ 也可分成两部分：一部分是原来存在的"自由电流"密度 $\mathbf{j}_f$，另外一部分是在媒质內所产生的极化电流密度 $\mathbf{j}_M$。我們可以引入一个向量 M 来描写媒质內所产生的极化現象，M 的定义为：

$$\oint \mathbf{M}\cdot d\mathbf{s} = \frac{1}{c}\iint \mathbf{j}_M\cdot d\boldsymbol{\sigma}. \tag{3}$$

代入(2)式，得

$$\oint (\mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M})\cdot d\mathbf{s} = \frac{4\pi}{c}\iint \mathbf{j}_f\cdot d\boldsymbol{\sigma}.$$

命 $\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}$，上式变为

$$\oint \mathbf{H}\cdot d\mathbf{s}=\frac{4\pi}{c}\iint \mathbf{j}_f\cdot d\boldsymbol{\sigma}. \tag{4}$$

現在我們指出，(4)式和上节的(6)式并沒有完全地决定了$\mathbf{E}$和$\mathbf{H}$。我們很容易证明，如果$\mathbf{E}$和$\mathbf{H}$满足(4)式和上节的(6)式，那么$\mathbf{E}+\nabla\times\omega$和$H+\nabla\chi$($\omega$, χ是x、y、z底任意函数)同样也满足上两式，因为

$$\oiint \nabla\times\omega\cdot d\boldsymbol{\sigma}=\iiint\nabla\cdot\nabla\times\omega d\tau=0,$$

$$\oint\nabla\chi\cdot d\mathbf{s}=\iint(\nabla\times\nabla\chi)\cdot d\boldsymbol{\sigma}=0.$$

为了进一步完全确定$\mathbf{E}$和$\mathbf{H}$，我們必須利用下面两个实驗定律：

高斯关于磁場的定律：

$$\oiint \mathbf{B}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=0; \tag{5}$$

法拉第定律：

$$\oint \mathbf{E}\cdot d\mathbf{s}=-\frac{1}{c}\iint\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}\cdot d\boldsymbol{\sigma}. \tag{6}$$

(1)、(4)、(5)、(6)四式和上节的(9)式

$$\oiint \mathbf{D}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=4\pi\iiint\rho_f d\tau, \tag{7}$$

以及上节的(6)式

$$\oiint \mathbf{E}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=4\pi\iiint\rho d\tau, \tag{8}$$

是由电磁現象总結出来的全部定律。对于某些媒质$\mathbf{D}$和$\mathbf{E}$間以及$\mathbf{B}$和$\mathbf{H}$間还存在下面两个实驗上证实的关系：

$$\mathbf{B}=\mu\mathbf{H}, \tag{9}$$

$$\mathbf{D}=\kappa\mathbf{E}. \tag{10}$$

所以我們也可把基本定律写成下面形式：

$$\oiint \mathbf{D}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=4\pi\iiint\rho_f d\tau, \tag{7}$$

$$\oiint \mathbf{B}\cdot d\boldsymbol{\sigma}=0, \tag{5}$$

$$\oint \mathbf{E}\cdot d\mathbf{s}=-\frac{1}{c}\iint\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\cdot d\boldsymbol{\sigma}, \tag{6}$$

$$\oint \mathbf{H}\cdot d\mathbf{s}=\frac{4\pi}{c}\iint \mathbf{j}_f\cdot d\boldsymbol{\sigma}, \tag{4}$$

$$\mathbf{B}=\mu\mathbf{H}, \tag{9}$$

$$\mathbf{D}=\kappa\mathbf{E}. \tag{10}$$

上面六个公式可以看作是互相独立的。当然我們可以把 (7) 式換成(8)式，或把(4)式換成(1)式。在习惯上，我們只让自由电荷和自由电流在基本方程式里出現，所以我們在上面六个式子里用(7)式和(4)式，而不用(8)式和(1)式。

为着測量媒质中的 B，我們可以在垂直于 B 的方向挖一个圓盘形的空腔。当圓盘极薄时，在空腔中心 P 点的 B 将不因空腔的存在而改变。在 P 点的单位探測“磁极”也将不受到媒质的机械力。B 即为这个磁极所受到的純磁場的力。在这个意义上，B 是和 E 相当的。

[討論題] 試設計一个測量媒质中 M 和 H 的理想実驗并加以說明。

§4. 麦克斯韦方程組 上节中的 (7) 式是由靜电場总結出来的定律，(5)式和(4)式是由稳定电流的磁場总結出来的定律，而(6)式則是由不稳定的电磁現象总結出来的定律。所以上面各定律的适用范圍是不一样的。現在我們必須找出在不稳定电磁現象里，(7)、(5)和(4)三式应如何修正。麦克斯韦假定(7)式和(5)式在不稳定情况下也是正确的，但他从理論上的考虑，认为在不稳定情况下(4)式应換为:

$$\oint \mathbf{H}\cdot d\mathbf{s}=\frac{1}{c}\iint\left[\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}+4\pi\mathbf{j}_f\right]\cdot d\boldsymbol{\sigma}.$$

这样，在不稳定的情况下(即在最普遍的情况下)描写电磁現象的整套方程式为:

$$
\begin{aligned}
\oiint \mathbf{D}\cdot d\boldsymbol{\sigma} &= 4\pi \iiint \rho_f d\tau, \\
\oiint \mathbf{B}\cdot d\boldsymbol{\sigma} &= 0, \\
\oint \mathbf{E}\cdot d\mathbf{s} &= -\frac{1}{c}\iint \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\cdot d\boldsymbol{\sigma}, \\
\oint \mathbf{H}\cdot d\mathbf{s} &= \frac{1}{c}\iint\left[\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}+4\pi \mathbf{j}_f\right]\cdot d\boldsymbol{\sigma}.
\end{aligned} \tag{1}
$$

麦克斯韦的工作对旧有的电磁现象的理論作了一个重要的推广。他把原来在較特殊的情况下建立起来的定律推广到較一般的情况里去。推广之后是否正确，必須由新的实驗证实。这些新的实驗主要是关于电磁波的实驗。因麦克斯韦从他的新方程式里預見了电磁波的存在。这种波的存在，后来由赫兹完全证实。麦克斯韦并指出光波也是电磁波的一种，这种理論后来也由实驗完全证实是正确的。

(1)是麦克斯韦方程組的积分形式。应用高斯定理和斯托克斯定理，我們可以把(1)式化为微分形式。假定 $\mathbf{F}$ 是一个比較正規的函数，这两个定理为：

$$
\begin{aligned}
\oiint \mathbf{F}\cdot d\boldsymbol{\sigma} &= \iiint \nabla\cdot\mathbf{F}d\tau, \\
\oint \mathbf{F}\cdot d\mathbf{s} &= \iint (\nabla\times\mathbf{F})\cdot d\boldsymbol{\sigma}.
\end{aligned}
$$

应用上两式，我們很容易由(1)得到

$$
\begin{aligned}
\nabla\cdot\mathbf{D} &= 4\pi\rho_f, \\
\nabla\cdot\mathbf{B} &= 0, \\
\nabla\times\mathbf{E} &= -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\
\nabla\times\mathbf{H} &= \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_f.
\end{aligned} \tag{2}
$$

这是麦克斯韦方程組的微分形式。相反，我們也可以从(2)式得回

(1)式，所以我們說(1)式和(2)式是完全相等的。

在(2)式中出现的所有物理量，在原則上都是可以直接观察的。当沒有媒质存在时，$\mathbf{D}=\mathbf{E}, \mathbf{H}=\mathbf{B}$，(2)式变为

$$\begin{aligned}\nabla\cdot\mathbf{E}&=4\pi\rho_f,\\ \nabla\cdot\mathbf{B}&=0,\\ \nabla\times\mathbf{E}&=-\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t},\\ \nabla\times\mathbf{B}&=\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_f.\end{aligned}\tag{2a}$$

当有媒质存在时，(2)式可写为

$$\begin{aligned}\nabla\cdot\mathbf{E}&=4\pi\rho_f-4\pi\nabla\cdot\mathbf{P},\\ \nabla\cdot\mathbf{B}&=0,\\ \nabla\times\mathbf{E}&=-\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t},\\ \nabla\times\mathbf{B}&=\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_f+4\pi\nabla\times\mathbf{M}+\\ &\quad+\frac{4\pi}{c}\frac{\partial\mathbf{P}}{\partial t}.\end{aligned}\tag{2b}$$

比較(2a)和(2b)我們看到，媒质对电磁場的影响只是通过它的极化电荷 $-\nabla\cdot\mathbf{P}$ 和极化及磁感电流 $c\nabla\times\mathbf{M}+\frac{\partial\mathbf{P}}{\partial t}$ 产生的。这个电荷和电流分布可由 $\mathbf{P}$ 和 $\mathbf{M}$ 完全决定。只有当决定 $\mathbf{P}$ 和 $\mathbf{M}$ 与 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{B}$ 的关系时，人們才需要知道媒质本身的电磁結构。由于 $\mathbf{P}$ 和 $\mathbf{M}$ 是可直接观察的量，在人們对于媒质的性质未了解以前，可以把(2)看作是 $\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{P}, \mathbf{M}, \rho_f$ 和 $\mathbf{j}_f$ 之間存在的实驗定律。这說明(2)式是电磁现象的一个普遍的实驗規律，它的正确性是与有沒有媒质存在以及媒质的具体性质毫无关系的。

作为(1)式的簡单应用，我們計算两种不同媒质交界处 $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{E}$ 的情况。我們做一个圓柱体小盒状封閉面如图 1。假定盒的高度

很小，而且盒的上下两底平行于媒质的交界面，并分在不同媒质內。媒质底交界处不可能带有自由电荷，应用(1)式中第一式，我們立刻得到

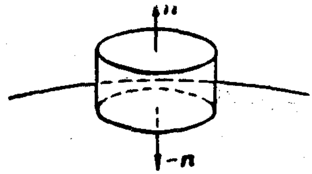

图 1.

$$D_n - D'_n = 0, \tag{3}$$

D, D′ 是在交界面两侧的电位移，D_n 和 D'_n 是它們沿着交界面法綫方向的分量。上式說明在通过不同媒质时，垂直于分界面的 D 的分量是連續的。

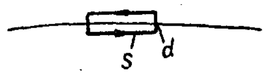

图 2.

同样，如果我們作一个小长方形的封閉曲綫，如图 2 所示，图中有上下两根綫段，长度各为 s，分别在不同媒质內并且平行于分界面。穿过分界面的两根綫段长度各为 d, d 的值很小。应用(1)式的第三式，得

$$(E_s - E'_s)s = -\frac{1}{c}\left(\frac{\partial B}{\partial t}\right)_n sd. \tag{4}$$

E_s 和 E'_s 是两种媒质中电場强度沿交界面的分量。消去两边的 s，再命 d 趋于零，我們得

$$E_s = E'_s, \tag{5}$$

即在通过不同媒质时，切綫方向的 E 是連續的。

用同样方法，我們可由(1)式中第二、第四两式证明

$$B_n = B'_n,$$
$$H_s = H'_s, \tag{6}$$

即 B 垂直于交界面的分量和 H 平行于交界面的分量在交界面的两侧是連續的。

在两种媒质的交界面上一般是有极化电荷和极化电流存在的。我們很容易由上节中的(1)式和(8)式证明:

$$E_n - E'_n = 4\pi\omega_P, \tag{7}$$

$$B_s - B'_s = \frac{4\pi}{c}\pi_M, \tag{8}$$

式中 ω_P 是单位交界面积上所带有的极化电荷，π_M 是单位交界面上极化电流垂直于图 2 所示矩形面的分量。

上面結果原則上也可由微分形式的麦克斯韦方程組(2)得出。但在計算中两媒质交界处所有物理量的变化都必須看成是連續的，这样就使得計算变得很复杂。

[习題] 試計算 $H_n - H'_n$ 和 $D_s - D'_s$ 的值。

在上面公式里我們所用的单位是高斯单位系統，除了这个单位系統外，在电动力学里常用的尙有洛倫茲-亥維賽单位系統和乔吉(Giorge)单位系統。現在我們把它們簡单地介紹如下:

(1)高斯单位系統　凡是屬于电現象的物理量都用靜电单位，如 **j**、ρ、**E**、**D** 等。凡是屬于磁現象的都用电磁单位，如 **B** 和 **H**。

(2)洛倫茲-亥維賽单位系統　这个单位系統的引入是为了要去掉(1)式中 4π 这个因子，而使得电和磁两种現象中的定律在形式上更为对称。由高斯单位系統得到洛倫茲-亥維賽单位系統的方法是: 凡屬于电荷和"磁荷"的量如 q, ρ, P, M 等，洛倫茲-亥維賽单位都比高斯单位小$\sqrt{4\pi}$倍，即 $\rho_{\text{L.H.}} = \sqrt{4\pi}\,\rho_{\text{G}}$ 等等。凡是屬于电場或磁場的量如 B, H, D, E 等，洛倫茲-亥維賽单位都比高斯单位大$\sqrt{4\pi}$倍，即 $E_{\text{L.H.}} = E_{\text{G}}/\sqrt{4\pi}$ 等等。在这个单位系統里，麦克斯韦方程組应写为:

$$\oiint \mathbf{D}\cdot d\sigma = \iiint \rho_f d\tau, \quad \oiint \mathbf{B}\cdot d\sigma = 0, \tag{9}$$

$$\oint \mathbf{H}\cdot ds = \frac{1}{c}\iint\left[\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j}_f\right]\cdot d\sigma, \quad \oint \mathbf{E}\cdot ds = -\frac{1}{c}\iint \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\cdot d\sigma$$

(3)乔吉单位系統　这个单位系統的好处是它包有实用单位如"庫倫"、"安培"等等。而且还保存洛倫茲-亥維賽系統里麦克斯韦方程組对电和磁的对称性。可是 D 和 E 的单位不一样，H 和 B