太阳射电辐射理论

V. V. 日列兹尼亚科夫 著

科 学 出 版 社

太阳射电辐射理论

V. V. 日列兹尼亚科夫著

王绶琯　郭成光译

科　学　出　版　社

1 9 7 3

内 容 简 介

本书比较系统地综述了1963年以前太阳射电辐射观测结果和理论研究，并列举了大量参考资料，是一本学术性专著。译者根据1970年英译本(原版是俄文)摘译了其中一部分——六、七、八、九等章，即太阳射电辐射理论部分。

本书主要供天文科研教学工作人员参考，也可供有关学科，如地球物理、等离子体物理等学科的工作人员参考。

Radio Emission of the Sun and Planets,
V. V. Zheleznyakov,
Pergamon Press, 1970.

太阳射电辐射理论

V. V. 日列兹尼亚科夫著

王绶琯 郭成光译

*

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1973年5月第一版	开本：850×1168 1/32
1973年5月第一次印刷	印张：11 3/16
印数：0001—7,900	字数：296,000

统一书号：13031·73

本社书号：160·13—5

定价：1.40元

译　者　序

太阳射电辐射的理论问题，归结起来说，是研究在太阳外层大气条件下电磁波以及等离子波在等离子体中的传播和产生的问题，这不但对于探明太阳大气的物理结构是不可少的，而且在等离子体物理的研究中也具有一定的地位。

本书俄文原名为“Радиоизлучение солнца и планет”(В. В. Железняков,《Наука》)于 1964 年出版。1970 年由 H. S. H. Massey 译成英文。在英文版中，作者对俄文版的一些错误作了修改，并补充了一些内容。全书共十章：头两章为太阳、月亮、行星以及射电天文方法的一般介绍；三至五章为太阳、月亮、行星的射电观测结果；六、七两章介绍太阳射电辐射理论；八、九两章是把上述这些理论应用在太阳射电辐射各种成分的解释上；最后一章，即第十章，叙述了行星和月亮的射电辐射理论。

遵照毛主席关于“**洋为中用**”的教导，为了对太阳射电辐射理论提供一个比较系统的参考书，我们根据英译本并参考俄文本选译了原书第六、七、八、九各章，并把第二章中关于“偏振参量”的一节附带译出，插在中译本第一章第 2 节的后面。书名也改为“太阳射电辐射理论”。

书中引到没有译出的章节中的材料时，凡是与理解内容有关的，我们都加“译者注”予以说明，其中一些比较有用的资料，则录在“附录”中以备参考。对于不够熟悉太阳射电题材的读者，事先翻阅一下“附录”，将对理解正文的内容有所帮助。

译文中的专有名词，基本上是以科学出版社出版的“天文学名词”和“物理学名词”为依据。在射电天文学领域中，我们按照习惯，把“射电”两字广泛地用来代替“无线电”，并有时用作“无线电辐射”的简称。

目　　录

第一章　电磁波在日冕中的传播

从这一章开始，我们将系统地论述太阳和行星的射电辐射理论。这里的中心问题是阐明射电辐射的起因，即产生辐射的实际"机制"以及对于这些机制的作用。同时，电磁波在太阳和行星大气中的传播以及与传播过程有关的射电辐射特征的变化，也在这里占着十分重要的地位。

由于辐射源（日冕、木星电离层等）内的物质高度电离，即处于等离子体状态，所以，目前关于太阳和行星射电辐射的起因和传播的概念主要是以等离子体物理为根据，其中首先是根据等离子体介质中电磁波的产生、传播和吸收的理论。迄今这些问题所涉及的非常广阔的范围还没有反映在专著里，而是散见在各种刊物的大量文章中。这里，我们考虑到的主要是这样一类的问题：等离子体中射电辐射的透出，等离子波的散射，单个质点产生电磁波以及处于平衡和非平衡状态中的等离子体质点产生电磁波。应当指出，在宇宙条件下所有这些问题［如同 Ginzburg（1960b）所处理过的在均匀以及规则的非均匀平衡等离子体中的波的传播问题一样］在提出的方式以及在特征参量的大小上都有着自己的特点。因此，在讨论太阳和行星射电辐射的可能机制和说明各种辐射成分的性质之前，我们认为最好是用两章的篇幅来详细研究宇宙等离子体中电磁波的产生、传播、放大及吸收。在此，我们突出了作为太阳射电主要辐射源的日冕（本章的标题与之相适应），然而，许多结果实际上具有更为广泛的意义，在讨论行星射电辐射理论时将要应用。

1. 电磁波在各向同性日冕等离子体中的传播（几何光学近似）

似流体力学方法与几何光学近似

为研究等离子体中的电磁波，我们从电场（$\boldsymbol{E}$）和磁场（$\boldsymbol{H}$）的麦克斯韦方程开始：

$$\left.\begin{aligned} &\operatorname{curl}\boldsymbol{H}=\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}+\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{E}}{\partial t},\\ &\operatorname{curl}\boldsymbol{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{H}}{\partial t},\\ &\operatorname{div}\boldsymbol{H}=0,\\ &\operatorname{div}\boldsymbol{E}=4\pi\rho, \end{aligned}\right\}\tag{1.1}$$

c 为真空中的光速。等离子体的电磁性质是取决于总电流 $\boldsymbol{j}$ 和电荷密度 ρ 与 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 场的关系。在描述等离子体中的电过程时所能达到的完整性和精确度在很大程度上有赖于我们能够如何精确地确定这种关系。如果暂时我们只限于平衡[1]等离子体，那么，除了专门要在第 5 和第 6 节里提到的几个特例之外，以电流 $\boldsymbol{j}$ 及电荷 ρ 为一方，和以场 $\boldsymbol{E}$ 及 $\boldsymbol{H}$ 为另一方，它们之间的关系，在我们的应用范围中，可以足够精确地用所谓的“似流体力学方法”来取得。这种方法所根据的概念是：等离子体的电子和离子成分是一种“流体”形式，互相穿透，并通过电磁场 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 互相作用[2]。

在这种方法的基础上，电子和离子成分分别地满足流体力学方程——欧勒方程和连续方程。电子“流体”的这些方程可以写为

1）指在无电磁波时等离子体质点的速度分布状态。

2）这种方法并见 Ginzburg（1960b, 13 节）。

$$
\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial \boldsymbol{V}}{\partial t}+(\boldsymbol{V}\nabla)\boldsymbol{V}=-\frac{\nabla p}{mN}-\frac{e}{m}\left(\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{VH}]\right),\\
&\frac{\partial N}{\partial t}+\operatorname{div}(N\boldsymbol{V})=0。
\end{aligned}\right\} \quad (1.2)
$$

其中 $\boldsymbol{V}$ 为电子成分的速度，N 为等离子体中的电子浓度，e 和 m 为电子电荷和质量的绝对值，$p=N\kappa T$ 为电子压强（κ 为玻尔兹曼常数，T 为运动温度）[1]。麦克斯韦方程(1.1)中的 $\boldsymbol{j}$ 和 ρ 两个量可以表达为电子和离子的浓度 N, N_i 和速度 $\boldsymbol{V}$, $\boldsymbol{V}_i$，如下[2]:

$$
\left.\begin{aligned}
\boldsymbol{j}&=-eN\boldsymbol{V}+eN_i\boldsymbol{V}_i,\\
\rho&=-eN+eN_i。
\end{aligned}\right\} \quad (1.3)
$$

注意到在(1.2)式的右边通常还有一项 $\nu_{\text{eff}}(\boldsymbol{V}_i-\boldsymbol{V})$，$\nu_{\text{eff}}$ 为电子与离子的有效碰撞频率。式中在放进电子压强 p 和碰撞次数 ν_{eff} 时，就已经把等离子体的热运动计入在内（虽则并不完全是那么自然地做到的）。在1—4节中，碰撞对电磁波传播过程的影响大部分都忽略不计，只在几个少数的例外里做了特殊保留；在电磁波的吸收与发射中，碰撞所起的作用将在第5节里讨论到。

与(1.2)相似的方程同时也适用于离子，我们不把它写下来；因为和电子比起来，很重的离子在快速变动（高频）场作用下的运动一般可以不计。这样，在考虑高频电磁波在等离子体中的传播时，我们可以假设，离子的运动为已知而与电磁波的场无关：

$$
N_i=N_i(\boldsymbol{R}),\qquad \boldsymbol{V}_i=\boldsymbol{V}_i(\boldsymbol{R}),
$$

---

1) 关系式 $p=N\kappa T$ 只对理想气体有效。可以把电子成分以及整个等离子体看作理想气体的条件是，质点之间的相互作用 $\frac{e^2}{r}\sim e^2N^{1/3}$ 比起质点的平均动能 $\varepsilon_{\text{kin}}\sim\kappa T$ 小得多(这里 r 为邻接两质点之间的平均距离)，即 $N^{-1/3}T\gg\frac{e^2}{\kappa}\sim10^{-3}$ 度·厘米。在宇宙条件下，这个不等式完全得到满足。此外，(1.2)式只能适用于非相对论速度，即 $\frac{V^2}{c^2}\ll1$, $\frac{V_{\text{th}}^2}{c^2}\ll1$ $\left(V_{\text{th}}=\sqrt{\frac{\kappa T}{m}}\right.$ 为等离子体中电子的热速度$\left.\right)$。

2) 在(1.3)式中假设了离子电荷为 $+e$。在宇宙条件下，多次电离的原子以及负离子的效应一般可以不计，因为和一次电离的质点比起来，它们的浓度小得多。

$\boldsymbol{R}$ 为矢径。这样，离子的方程就成为没有必要；虽则在求离子浓度 $N_i(\boldsymbol{R})$ 和速度 $\boldsymbol{V}_i(\boldsymbol{R})$ 的定态分布时，当然还是要利用到它们。同时，我们还假定了运动温度不含有快速变化部分：电磁波在等离子体中的传播是一种等温过程[1]。

当不存在着快速变化过程时，方程组(1.1)、(1.2)只描述了定态或似定态现象，因此电子浓度 N 与相应的离子浓度 N_i 不可能有着太大的差异。这是由于电子有着高度流动性，宇宙等离子体中与电荷 $\rho=-e(N-N_i)$ 相联系的库伦场的出现引起了电子的位移，转而使差值 $N-N_i$ 减小，补偿了所出现的电荷。这种补偿发生在数量级为所谓的德拜半径 $D=\left(\frac{\kappa T}{4\pi e^2 N}\right)^{1/2}$ 的距离上。因此，当离子浓度 $N_i(\boldsymbol{R})$ 在距离 D 的范围内变动很小时，我们便得到等离子体的"似中性"条件，$N\approx N_i(\boldsymbol{R})$。这种条件在宇宙等离子体中满足到极为精确的程度，因为这里 D 非常小。例如，在日冕中 D 约为 1 厘米。"似中性"意味着 $\rho\ll eN_i$。除此之外，宇宙等离子体中由于高自感和高流动性，电子流量和离子流量相等的条件 $N\boldsymbol{V}\approx N_i\boldsymbol{V}_i$ 同时得到了很好的满足。附带指出，从这个条件以及从 $N\approx N_i$ 的条件，我们还得到了 $\boldsymbol{V}\approx\boldsymbol{V}_i$ 的近似关系。

快速变动波的过程扰乱了这些关系。然而，按时间和按空间平均的 N 和 $\boldsymbol{V}$ 值(我们将以 N_0 和 $\boldsymbol{V}_0$ 来标志)，还是和先前一样，与 N_i、$\boldsymbol{V}_i$ 相近：

$$N_0\approx N_i,\qquad \boldsymbol{V}_0\approx\boldsymbol{V}_i。\tag{1.4}$$

在这里，N_0，$\boldsymbol{V}_0$ 的精确值以及电场 ($\boldsymbol{E}_0$) 和磁场 ($\boldsymbol{H}_0$) 的定态值可以从麦克斯韦方程(1.1)和流体力学方程 (1.2) 中得到。这些方程的形式为

---

1) 只有在运动学方程的格局里才能正规地计入等离子体的热运动。这个方程，不同于(1.2)，在每个体积元中都计入质点的全部速度谱。等离子体中的波传播问题，用这种处理方法所得的效果将在5及6节中讨论。在这里，我们所能说的只是，似流体力学方法仅适用于定性的课题，而不能给出严格的定量结果，它对热运动效应的估计的精度可以达到一的数量级。与此同时，当热运动可以忽略时，这种方法却是足够合法的。和运动学方法比起来，似流体力学方法以它的简易性得到了广泛的应用。

$$\left.\begin{aligned}(\boldsymbol{V}_0\nabla)\boldsymbol{V}_0 = -\frac{\kappa\nabla(TN_0)}{mN_0} - \frac{e}{m}\left(\boldsymbol{E}_0 + \frac{1}{c}[\boldsymbol{V}_0\boldsymbol{H}_0]\right)\\ -\nu_{\mathrm{eff}}(\boldsymbol{V}_0 - \boldsymbol{V}_i),\\ \mathrm{div}\,(N_0\boldsymbol{V}_0) = 0。\end{aligned}\right\} \quad (1.5)$$

(1.5) 式中，定态磁场 $\boldsymbol{H}_0$ 在等离子体的波传播问题中起着重要的作用;因为它的出现足以使等离子体的性质急剧地改变,成了带磁 (magnetoactive) 介质(见 2—6 节)。

(1.2) 式和(1.3)的第一式中,变量 $\boldsymbol{H}$, N 与 $\boldsymbol{V}$ 是非线性的,这使得对等离子体中电磁过程的研究大为复杂。然而,实际上(除了在第 4 和 6 节中将要谈到的一些例外之外),高频场 $\boldsymbol{E}' = \boldsymbol{E} - \boldsymbol{E}_0$, $\boldsymbol{H}' = \boldsymbol{H} - \boldsymbol{H}_0$ 都是足够地小。同样,与之有关的 $\boldsymbol{V}'$, N' 值也足够小($\boldsymbol{V}'$, N' 为速度 $\boldsymbol{V}$ 及浓度 N 对定态值 $\boldsymbol{V}_0$, N_0 的偏离), 这就使得关系式 (1.2)、(1.3) 可以通过忽略 $\boldsymbol{H}'$, N', $\boldsymbol{V}'$ 的二次项而得到线性化。有了这些之后, 只要是在没有高频扰动时, (1.1)—(1.3) 式就能得到满足,我们就能得到微扰项的方程如下:

$$\left.\begin{aligned}\mathrm{curl}\,\boldsymbol{H}' = \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}' + \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{E}'}{\partial t}, \quad \mathrm{curl}\,\boldsymbol{E}' = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{H}'}{\partial t},\\ \mathrm{div}\,\boldsymbol{E}' = 4\pi\rho', \qquad\qquad \mathrm{div}\,\boldsymbol{H}' = 0,\end{aligned}\right\} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{V}'}{\partial t} + (\boldsymbol{V}'\nabla)\boldsymbol{V}_0 + (\boldsymbol{V}_0\nabla)\boldsymbol{V}' = -\frac{\kappa}{m}\left(\frac{\nabla(TN')}{N_0} - \frac{\nabla(TN_0)}{N_0^2}N'\right)$$

$$-\frac{e}{m}\left(\boldsymbol{E}' + \frac{1}{c}[\boldsymbol{V}'\boldsymbol{H}_0] + \frac{1}{c}[\boldsymbol{V}_0\boldsymbol{H}']\right) - \nu_{\mathrm{eff}}\boldsymbol{V}', \quad (1.7)$$

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial N'}{\partial t} + \mathrm{div}\,(N'\boldsymbol{V}_0 + N_0\boldsymbol{V}') = 0,\\ \boldsymbol{j}' = -eN_0\boldsymbol{V}' - eN'\boldsymbol{V}_0, \quad \rho' = -eN'。\end{aligned}\right\} \quad (1.8)$$

(1.6)—(1.8) 一系列线性方程定出了在一个不均匀的动等离子体中弱高频电磁微扰的分布。在似流体力学方法可行的情况下,也就是说, 在无微扰(指对于质点的速度分布)时, 等离子体的每一点上都有着热动平衡的情况下,这一系列的方程都是成立的。

1 至 5 节将讨论波在静止等离子体中的传播($\boldsymbol{V}_0 = \boldsymbol{V}_i = 0$),

其中温度有着均匀的分布（$T=$ 常数），这使得（1.7）、（1.8）式大为简化，它们成为

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial \boldsymbol{V}'}{\partial t} &= -\frac{\kappa T}{m}\left(\frac{\nabla N'}{N_0}-\frac{\nabla N_0}{N_0^2}N'\right)\\ &\quad -\frac{e}{m}\left(\boldsymbol{E}'+\frac{1}{c}[\boldsymbol{V}'\boldsymbol{H}_0]\right)-\nu_{\text{eff}}\boldsymbol{V}',\\ \frac{\partial N'}{\partial t} &+ \operatorname{div}(N_0\boldsymbol{V}')=0,\\ \boldsymbol{j}' &= -eN_0\boldsymbol{V}', \qquad \rho'=-eN'。\end{aligned}\right\} \tag{1.9}$$ [1)]

今后，在写到高频场 $\boldsymbol{E}'$, $\boldsymbol{H}'$ 和电流 $\boldsymbol{j}'$ 以及与之有关的电荷密度 ρ' 时，我们将略去“撇”号。

在均匀等离子体中，$N_0=$常数，$T=$常数，$\boldsymbol{H}_0=$常数，$\boldsymbol{V}_0=$常数，（1.6）—（1.8）的解可以用平面单色波的方式来求出。这种方式的电磁场变化为

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_a e^{i\omega t-i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}},\ \ \boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}_a e^{i\omega t-i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}}, \tag{1.10}$$

$\boldsymbol{E}_a$, $\boldsymbol{H}_a$ 为不随时间和空间变化的振幅，ω 与 $\boldsymbol{k}$ 为频率和波矢量。把这些表达式代入（1.6）—（1.8），我们就得到 $\boldsymbol{E}_a$, $\boldsymbol{H}_a$, $\boldsymbol{V}_a$, N_a 的齐次线性代数方程组。$\boldsymbol{E}_a$ 沿这个系统的坐标轴各个分量之间的比例，表征着波的偏振特性。此外，从齐次方程的“非平庸”解的要求，我们可以得到所谓的色散方程，这种方程把频率和波矢量联系起来：

$$\varphi(\omega, \boldsymbol{k})=0。 \tag{1.11}$$

色散方程（1.11）可以写得更具体一些。为此，我们引入介质电容率张量 $\varepsilon_{il}(\omega, \boldsymbol{k})$，表达着单色波中的电感应 $\boldsymbol{D}\equiv\boldsymbol{E}-\frac{i4\pi}{\omega}\boldsymbol{j}$ 和电场 $\boldsymbol{E}$ 的线性联系：

$$D_i=\varepsilon_{il}(\omega, \boldsymbol{k})E_l, \tag{1.12}$$

1）（1.9）第一式中的 $\left(\frac{\nabla N_0}{N_0^2}\right)N'$ 项有时没有被考虑进去。一般说来，这样做是不合理的［见 Zheleznyakov 和 Zlotnik（1963）］。

D_i 和 E_l 为矢量 $\boldsymbol{D}$ 和 $\boldsymbol{E}$ 沿直角坐标系统的分量。通过(1.7)、(1.8)式中电流密度 $\boldsymbol{j}$ 和场 $\boldsymbol{E}$ 的关系可以求出张量 ε_{il}。这样，上述齐次代数方程便成为

$$\left(k^2\delta_{il}-k^2\cos\alpha_i\cos\alpha_l-\frac{\varepsilon_{il}\omega^2}{c^2}\right)E_{al}=0,\quad(i,l=1,2,3)\qquad(1.13)$$

(α_i, α_l 为矢量 $\boldsymbol{k}$ 与坐标轴 i 与 l 的交角，E_{al} 为振幅 $\boldsymbol{E}_a$ 沿 l 轴的分量)。为使(1.13)获得非平庸解(对每个 l, E_{al} 不为零)，要求以下行列式为零:

$$\det\left(k^2\delta_{il}-k^2\cos\alpha_i\cos\alpha_l-\frac{\varepsilon_{il}\omega^2}{c^2}\right)=0。\qquad(1.14)$$

这里，det 是一个三阶行列式，它的 i 行 l 列的元素表于(1.14)的括号中；δ_{il} 为克伦涅克(Kroneker)符号($i=l$ 时 $\delta_{il}=1$, $i\neq l$ 时 $\delta_{il}=0$)。(见 Silin 和 Rukhadze, 1961, 第6节)。

色散方程给出了在波沿着方向 $\boldsymbol{k}$ 传播时，波数 k, 也就是折射指数 $n=\frac{ck}{\omega}$ 作为频率 ω 的函数。如果函数 $k(\omega)$ 或 $n(\omega)$ 为非单值的(对于一个给定的 ω, 色散方程有着几个根 k_j)，则在等离子体中可以传播几种波，每种都有着自己的折射指数 $n_j(\omega)$(脚标 j 为这个波的"序号")。应当指出，(1.6)—(1.8)的线性方程组不但可以被(1.10)的函数[选定适当的 $k_j(\omega)$]所满足，而且这些函数的任意线性组合也都能满足它。这就是说，在一个均匀等离子体中，每一个弱波都是独立地传播，而与其他的波无关。在等离子体中，频率为 ω 的任意电磁场都可表达为(1.10)波的重迭的形式。因此，每一个(1.10)式的波都对应于色散方程的一个解，而被称为"正"波("normal" wave)。

除非介质是均匀的，函数(1.10)不能满足方程组(1.6)—(1.8)，而且寻求精确解的问题就要复杂得多。然而，如果在一个波长范围之内，等离子体的性质变动很少的话，那么(1.6)—(1.8)可以用所谓的几何光学近似来解出。这种近似方法的根据是：当介质特性沿着空间缓慢地变化，在足够小的范围内，波的传播就好象是在

均匀介质中一样；这种设想的介质参量接近于实际非均匀介质的小范围中的参量。因此，几何光学近似的解应当基本上恢复到(1.10)。然而,必须记住,当 $\boldsymbol{R}$ 变化时，$\boldsymbol{k}_j$ 值也跟着变，因此,相位移动应当是 $\int \boldsymbol{k}_j\, d\boldsymbol{R}$，而不是 $\boldsymbol{k}_j\boldsymbol{R}$：

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_a(\boldsymbol{R})\, e^{i\omega t-i\int \boldsymbol{k}_j(\boldsymbol{R})\, d\boldsymbol{R}},\quad \boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}_a(\boldsymbol{R})\, e^{i\omega t-i\int \boldsymbol{k}_j(\boldsymbol{R})\, d\boldsymbol{R}}。\tag{1.15}$$

再就是,在这种近似中,波的幅度再不是常数；这在写出(1.15)式时已经考虑在内。

应当强调指出,把介质看为均匀介质,令其特性与非均匀介质中 $\boldsymbol{R}$ 点的特性相吻合,我们可以从色散方程(1.14)和代数方程组(1.13)分别求出(1.15)式中的矢量 $\boldsymbol{k}_j$ 以及幅度 $\boldsymbol{E}_a$(以及 $\boldsymbol{H}_a$)各分量之间的比值。在这里,(1.6)—(1.8)式唯一需要作为非均匀介质处理的只是在于求出波幅度与矢径 $\boldsymbol{R}$ 的依赖关系。从上述可以清楚地看到：在几何光学近似中,折射指数、等离子体中可能传播的波的数目以及波的偏振特性等,都和在均匀介质中的一样。

如果在非均匀等离子体中没有那些几何光学近似不能应用的区域,或是有了这种区域但是电波进不到里面去，那末,(1.15)各个解的不同 $\boldsymbol{k}_j$ 都是互不相关的。这样，任意电磁场就可以近似地表为(1.15)式的带有不同 $\boldsymbol{k}_j$ 值和不同幅度 $\boldsymbol{E}_a$，$\boldsymbol{H}_a$ 的各个解的迭加。我们习惯地把这种在平滑非均匀介质中的几何光学的解称为"正"波。

另一方面,当波在传播过程中经过了几何光学失效的区域[这里场 $\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{H}$ 与(1.15)大不相同，也与这种函数的线性组合(不论是用等同或是不同的 $\boldsymbol{k}_j$ 值的表达式)大不相同]之后,(1.15)一类的几何光学近似的各个解将不再是互不相关的，它们的幅度将以一定的关系互相联系。这种现象被称为"正"波的耦合。显然,这种耦合并不是由于等离子体中场的迭加原理遭到破坏，也即不是由于电磁波的非线性的性质，而是由于在等离子体的某些区域中不适宜于把场展开为"正"波，也就是说，不能把解写成为几何光学近似的方式。由于这种相互作用的现象，一个任意的场只能用

(1.6)—(1.8) 式的精确解来表达。这些式子所描述的是整个等离子体中的电磁波，包括了那些几何光学不能应用的区域[1]。在离开这种区域很远的地方，精确解可以渐近地表达为 (1.15) 函数的线性迭加，而各函数的幅度之间有着一定的联系，也就是说，表达为几何光学近似的"耦合"波的形式。

这种互作用的著名例子是电磁波的反射：在这里，"正"波（直接波和反射波）的联系是由于这两个波同时在所谓反射区的那一层上违反了几何光学规律所引起的。关于不同形式的波的耦合所带来的更为复杂的效应，对于太阳无线电辐射理论有着很大的重要性，我们将留在后面讨论（见第 3、4 节）。在 1 及 2 节中，我们将限于讨论以几何光学近似为基础的波的传播现象，这在平滑非均匀介质中有着广泛的应用价值。除了在某些比较小的有限区域之外，它是到处有效的。

本节我们将继续研究在各向同性等离子体中的波的传播，即在 $\boldsymbol{H}_0$ 可以取为零时的情况下。在第 2 节中，我们将考虑到有固定磁场的情形。

各向同性等离子体中的波

如果固定磁场 $\boldsymbol{H}_0$ 的效应可以忽略[2]，则在均匀静等离子体中，色散方程(1.13)分成为两个：

$$\omega^2 = \omega_L^2 + c^2k^2, \quad \omega^2 = \omega_L^2 + V_{\mathrm{th}}^2k^2, \tag{1.16}$$

其中 $\omega_L = \left(\frac{4\pi e^2 N_0}{m}\right)^{1/2}$ 为等离子体振荡的所谓特征频率［朗缪尔 (Langmuir) 频率］，$V_{\mathrm{th}} = \sqrt{\frac{\kappa T}{m}}$ 为电子的热运动速度。这些方程所定出的频率 ω 与波数 $k = |\boldsymbol{k}|$ 的关系不依赖于波的传播方向

---

1) 这时，只有这些精确解才是真正的"正"波。

2) 只要频率 ω 远远大于电子迴旋频率 $\omega_H = \frac{eH_0}{mc}$，在大多数情形下，$\boldsymbol{H}_0$ 对于波的传播的影响就可以忽略不计。然而，对于某些效应，如法拉第效应，单有 $\omega \gg \omega_H$ 的条件就还不够。

(矢量 $\boldsymbol{k}$ 的取向)。当 $\boldsymbol{H}_0 = 0$ 时,静等离子体是一种各向同性的介质。

(1.16) 的第一式描述了横电磁波的折射指数:

$$n_{1,2}^2 = \varepsilon \equiv 1 - v, \tag{1.17}$$

其中 ε 为在没有热运动时各向同性等离子体的介电常数,而参量 v, 我们在下面将经常地用到, 它等于 $\frac{\omega_L^2}{\omega^2}$。横波的相速度为 $V_{\text{ph}} \equiv \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} \geqslant c$, 群速度为 $V_{\text{gr}} \equiv \frac{d\omega}{dk} = c\sqrt{\varepsilon} \leqslant c$, 波长为 $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega\sqrt{\varepsilon}}$。

在这些波中,电场 ($\boldsymbol{E}$) 和磁场 ($\boldsymbol{H}$) 的矢量落在与 $\boldsymbol{k}$ 垂直的平面上。此外,它们的偏振保持为任意的,因此在给定电磁场的展开中任意两个 (1.10) 形式的、具有相反偏振的波[1] 都可以取为"正"波。如果把各向同性等离子体看成是加在等离子体上的磁场 $\boldsymbol{H}_0$ 趋于零时的极限状态, 则横波的偏振状态就十分明确了[见 (2.10) 式]。

幅度为 $\boldsymbol{E}_a$ 的横电磁场的平均能通量由以下公式给出:

$$S_{\text{el}} = \frac{c\sqrt{\varepsilon}}{8\pi}|\boldsymbol{E}_a|^2。 \tag{1.18}$$

(1.16) 第二式给出纵等离子体波的折射指数:

$$n_3^2 = \frac{\varepsilon}{\beta_{\text{th}}^2} = \frac{1-v}{\beta_{\text{th}}^2}, \quad \beta_{\text{th}} = \frac{V_{\text{th}}}{c}。 \tag{1.19a}$$

这个波的电场 $\boldsymbol{E}$ 是沿着矢量 $\boldsymbol{k}$ 的方向,即 $\text{curl}\,\boldsymbol{E}=0$。根据 (1.6), 磁场 $\boldsymbol{H}$ 也等于零。这种等离子波的相速度为 $V_{\text{ph}} = \frac{V_{\text{th}}}{\sqrt{\varepsilon}} \geqslant V_{\text{th}}$, 群速度为 $V_{\text{gr}} = V_{\text{th}}\sqrt{\varepsilon} \leqslant V_{\text{th}}$, 而波长为 $\lambda = \frac{2\pi V_{\text{th}}}{\omega\sqrt{\varepsilon}}$。与横波

1) 这种波在(1.17)式上表为脚标 $j = 1, 2$。关于相反的偏振波的概念可以参看本书第 2 节(英文版第 6 节)。