

中国科学院测量与地球物理研究所
动力大地测量学开放研究实验室

微波被动遥感 在海况监测中的应用

陈向东 编著

测绘出版社

p 715.7

CND

微波被动遥感 在海况监测中的应用

陈向东 编著

14424/17

测绘出版社

(京)新登字 065 号

微波被动遥感在海况监测中的应用

陈向东 编著

*

测绘出版社出版·发行

北京大兴星海印刷厂印刷

新华书店总店科技发行所经销

*

开本 787×1092 1/32·印张 4.125·字数 88 千字

1992 年 11 月第一版·1992 年 11 月第一次印刷

印数 001—400 册·定价 6.00 元

ISBN 7-5030-0550-5/P·211

前 言

海洋的面积约占地球表面积的70%以上。因此全球海表面的几何形状及其变化和海况分布的研究,将提供一个重要的基本信息,用于认识洋区地壳结构的密度差异和重力异常。由此可见,全球海面地形和海况分布的研究是动力大地测量学的一项重要内容。全球海况分布还同大气和洋面之间的能量转换有关,因此对气象学和海洋学有重要的价值。全球海况分布在航海和军事上也有重要的意义。海洋的微波辐射特性与海浪的电磁散射特性有关,这就为区分目标和背景提供了条件。

微波被动遥感能快速、大范围、全天候的提供海况信息,因此在海况监测中将有广泛的应用前景。

国际上对海况微波被动遥感的研究,大约是在60年代中期开始的。很多学者进行了大量的理论研究,并且花费了巨额资金进行实验。在这方面美国德克萨斯(Texas)大学和堪萨斯(Kansas)大学做的工作较多。目前这方面的研究已经发展得比较完善。

我国在这方面的研究,大约是在80年代初期开始的,由中国科学院系统,国家教委系统,机械电子工业部系统进行的。目前已经取得一定的进展。

目前有关遥感方面的书籍,多属于一般性论述*,专门

* 见第一章参考文献[7], [8]。

介绍狭义海况的微波被动遥感方面的书籍，国内外尚少见。本书结合编者本人的工作，系统地论述微波被动遥感的物理基础与海洋的电磁散射模型，以及理论计算结果与微波辐射计实测结果的比较。

本书第一章，是应用经典电动力学和统计热力学，系统论述微波被动遥感的物理基础及工程计算方法。

考虑到海的微波视在温度中包含大气微波热噪声的贡献。本书第二章介绍微波天空温度。主要论述晴空微波天空温度的理论计算方法，以及理论计算与实测结果的比较。此外还介绍了积云和下雨时的微波天空温度的实验结果。

在第三章中重点讨论海洋的发射亮温。海洋的发射亮温主要取决于海面粗糙度和泡沫 (*foam*)。关于粗糙度的影响，介绍了单一表面模型理论和组合表面模型理论，以及理论计算与实验结果的比较。关于泡沫的影响，论述了泡沫的物理模型，泡沫对发射率的影响。在第三章中还论述了海面风速与发射亮温的关系。介绍了应用“极化不变量”的方法，由视在温度决定海面风速。介绍了多频技术的应用。

在本书的编写过程中，得到中国科学院学部委员李钧教授的支持和帮助，在遥感的数学方法上得到朱灼文教授的帮助，对此，作者表示深切的谢意。在本书编写过程中，还得到很多同志的关心和支持，在此表示衷心的感谢。

由于水平有限，书中内容不妥之处，欢迎读者批评指正。

作者*

1992年3月

* 作者是中国科学院测量与地球物理研究所动力大地测量学开放研究实验室客座研究人员，作者所在单位是华中理工大学电子与信息工程系。

目 录

第一章 微波被动遥感的物理基础	(1)
§1.1 平衡热辐射.....	(1)
§1.2 克希霍夫定律.....	(4)
§1.3 宏观量的统计性质.....	(11)
§1.4 能量均分定理.....	(13)
§1.5 瑞利—勒斯公式.....	(15)
§1.6 亮度温度与天线温度.....	(25)
第二章 微波天空温度	(31)
§2.1 晴空微波天空温度.....	(33)
§2.2 晴空微波天空温度的工程计算.....	(38)
§2.3 积云和微雨时的微波天空温度.....	(42)
§2.4 下雨时的微波天空温度.....	(43)
§2.5 宇宙亮温.....	(47)
第三章 海的微波视在温度	(51)
§3.1 单一表面模型理论.....	(52)
§3.2 海水的介电常数.....	(58)
§3.3 海浪的陡度分布.....	(63)
§3.4 理论与实验的比较.....	(65)
§3.5 组合表面模型理论.....	(72)
§3.6 临界风速.....	(84)
§3.7 泡沫(<i>foam</i>)的物理模型和 辐射特性.....	(88)

§3.8 风速与亮温的关系.....	(100)
§3.9 结论.....	(108)
结束语	(109)

第一章 微波被动遥感的物理基础

任何工程问题首先应弄清楚其物理基础。本章说明什么是微波热辐射？并应用辐射热力学，统计物理学与电磁场理论，导出微波热辐射与波长和温度的关系。最后介绍此问题的工程处理方法。

§ 1.1 平衡热辐射

依赖于物体温度的辐射叫做热辐射，其中的微波频段就叫微波热辐射。任何物质，只要其热力学温度在绝对零度以上，由于物质中带电粒子的热振动，都将辐射出连续的电磁能量。如果物体辐射的能量等于吸收的能量，那么物体的温度就不变，此时的辐射就叫平衡热辐射。本章所讨论的就是这种平衡热辐射。

一、术语

辐射率(*Radiance*), L , 定义为垂直于辐射方向的单位面积, 在单位立体角内的辐射功率(量纲为 $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)。如图 1-1, 按定义, 面积 A 在 $\vec{K}$ 方向在 dt 时间内辐射到立体角 $d\Omega$ 的能量应为: $L \cos \theta A d\Omega dt$ 。如果辐射是各向同性的, 那么 L 就同方向无关。

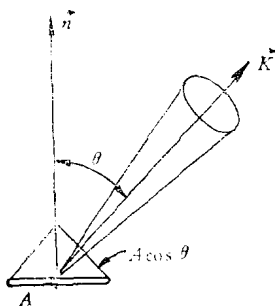


图 1-1

发射率(Emissivity), e , 定义为物体的辐射率与相同热力学温度的黑体辐射率之比。

$$e = L/L_{\text{黑体}}^* \quad (1.1)$$

如果一个物体能够吸收投射到它表面上的全部辐射, 则这个物体叫做黑体。黑体的辐射率 $L_{\text{黑体}}^*$ 。仅仅是波长与热力学温度的函数, 而同方向和极化无关。黑体的发射率(e)等于1。

一般物体的辐射率 L , 不仅同波长和热力学温度有关, 而且也同方向和极化及物体的性质有关, 故发射率(e)也同方向和极化及物体的性质有关。

吸收系数(Absorption Coefficient), α , 定义为物体所吸收的辐射能量与投射的辐射能量之比。物体吸收辐射的本领除与温度和波长有关之外, 一般说还同极化和方向有关。

二、辐射场能量密度与辐射率的关系

平衡热辐射也可以看成是物体处于热力学平衡态时的辐射。热力学平衡态是指, 当系统处在不变的外界条件下, 经过一定的时间后, 系统将达到宏观性质不随时间变化的一种状态。热辐射是电磁波, 其能量分布在整个辐射场内, 而这里是研究在热力学平衡态时, 电磁场的宏观能量密度 u , 与辐射率 L 之间的关系。

如图 1-2, 在一个空壳内, 围绕 O 点划出一个小体积 V 。空壳内的任一个小面积元 $\Delta A'$ 将向 V 辐射能量。立体角 $\Delta \Omega'$ 在体积 V 上截出一个长为 l 的柱体, 其体积近似等于 $S l$, S

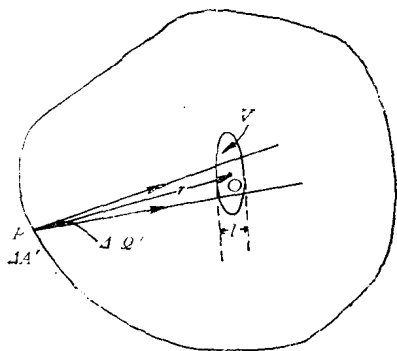


图 1-2

是通过 O 点的柱体的横截面积, O 点与 ρ 点的距离是 r , 那么 $\Delta\Omega' = S/r^2$ 。如果认为辐射方向与面积 $\Delta A'$ 的法线方向近似一致 ($\cos \theta = 1$), 而空壳内壁的辐射率是 L^* , 则面积 $\Delta A'$ 在立体角 $\Delta\Omega'$ 内单位时间的辐射能量为:

$$\Delta Q = L^* \Delta A' \Delta\Omega',$$

此能量穿过体积 V 所需的时间是 $t = l/c$, c 是电磁波传播的速度。这就是说能量到达体积 V , 要经过时间 t 才离去, 在这段时间内共进来的能量应为

$$\begin{aligned} \Delta U &= L^* \Delta A' \Delta\Omega' \times t = L^* \Delta A' \times \frac{Sl}{r^2} \times \frac{1}{C} \\ &= \frac{L^*}{C} \times \frac{\Delta A'}{r^2} \times Sl, \end{aligned}$$

这就是在柱体 Sl 内的滞留能量。从面积 $\Delta A'$ 辐射到体积 V 的总的滞留能量应为

$$\Sigma \Delta U = \Sigma \frac{L^*}{C} \times \frac{\Delta A'}{r^2} \times Sl = \frac{L^*}{C} \times \frac{\Delta A'}{r^2} \times V.$$

而空壳内所有表面对体积 V 辐射的滞留能量应为

$$U = \Sigma \Sigma \Delta U = \frac{L^*}{C} \times V \times \Sigma \frac{\Delta A'}{r^2} = \frac{4\pi}{C} L^* V,$$

所以电磁场的宏观能量密度为

$$\overline{u} = \frac{4\pi}{C} L^*, \quad (1.2)$$

方程 (1.2) 在本章后面推求黑体辐射率与波长和热力学温度的关系时，将要用到。

§ 1.2 克希霍夫定律

一、一般物体的辐射率 L 和吸收系数 α ，不仅同波长和热力学温度及物体的性质有关，而且同极化和方向有关。这里第一步先不考虑极化和方向，也就是认为物体的辐射率 L 和吸收系数 α 仅仅与物体的性质、热力学温度和波长有关。

如图 1-3，设想在一个具有绝热壁的空壳内，放置一个微小物体 dA ，用 L_λ 和 α_λ 表示 dA 的辐射率和吸收系数，

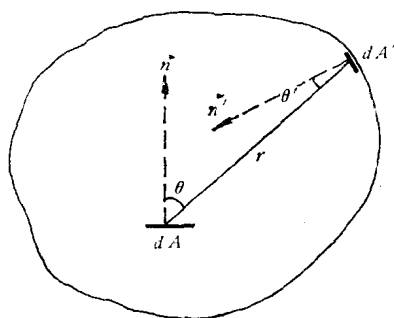


图 1-3

L^* 表示空壳表面的辐射率。当达到热力学平衡态时， dA 在

单位时间内辐射的能量应该和它从四周吸收的能量相等，即

$$\iint L_{\lambda} \cos \theta dA d\Omega = \iint a_{\lambda} L_{\lambda}^* \cos \theta' dA' d\Omega',$$

但因
$$d\Omega = \frac{dA'}{r^2} \cos \theta, \quad d\Omega' = \frac{dA}{r^2} \cos \theta,$$

故
$$\begin{aligned} & \iint L_{\lambda} \cos \theta \cos \theta' \frac{dA dA'}{r^2} \\ &= \iint a_{\lambda} L_{\lambda}^* \cos \theta \cos \theta' \frac{dA dA'}{r^2}, \end{aligned}$$

由此得
$$L_{\lambda}/a_{\lambda} = L_{\lambda}^*.$$

如果用另一个物体代替 dA 放在空壳内，该物体的辐射率和吸收系数为 L'_{λ} 和 a'_{λ} ，当达到同样的热力学平衡态时，用以上的方法同样能够获得 $L'_{\lambda}/a'_{\lambda} = L_{\lambda}^*$ 。这就是说，比值 L_{λ}/a_{λ} 与物体的性质无关，由此得到一个结果：任何物体，在同样热力学温度下，对同一波长的辐射率和吸收系数之比等于一个常数，即

$$L_{\lambda}/a_{\lambda} = C(\lambda, T), \quad (1.3)$$

其中 λ 是波长， T 是绝对温度。

这就是克希霍夫定律。这说明物体吸收辐射的本领愈大，则发射辐射的本领也愈大。

如果在图 1-3 中用一个黑体代替 dA 放在空壳内，而且达到同样的热力学平衡态，那么用同样方法将得到 $L_{\text{黑体}}^*(\lambda)/\alpha_{\text{黑体}} = L_{\lambda}^*$ ，由于黑体的吸收系数 $\alpha_{\text{黑体}} = 1$ ，由此得

$$L_{\text{黑体}}^*(\lambda) = L_{\lambda}^*,$$

即空壳相当于吸收系数等于 1 的黑体，空壳的辐射率与其材料无关，并且等于黑体辐射率，这个结果以后将要用到。

利用克希霍夫定律，可得到

$$L_{\text{黑体}}(\lambda, T)/\alpha_{\text{黑体}} = L(\lambda, T)/\alpha(\lambda, T),$$

但因

$$\alpha_{\text{黑体}} = 1,$$

由此得

$$\alpha(\lambda, T) = \frac{L(\lambda, T)}{L_{\text{黑体}}(\lambda, T)} = e(\lambda, T), \quad (1.4)$$

即发射率等于吸收系数。

二、推广形式的克希霍夫定律：

以上形式的克希霍夫定律，由于没有考虑极化和方向的影响，在微波被动遥感中还难以适用。

(a) 术语

如图 1-4, I_0 是入射到面积 S 上的辐射强度 (*Watts per meter²*), θ_0 和 ϕ_0 是 I_0 的入射角和方位角。 $I_s(R)$ 是与 S 距离为 R 的散射场强度 (*Watts per meter²*), θ_s 和 ϕ_s 是 $I_s(R)$ 的散射角和方位角。

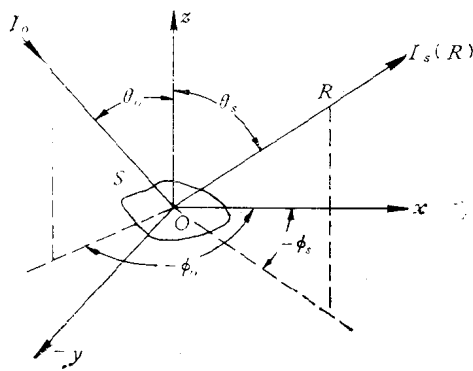


图 1-4

当电磁波入射到一般的自然表面时，往往不能看成是镜反射，此时入射功率将向上半空间的很多方向散射，为了描

述散射，引入微分散射系数，定义为：

$$\gamma(\theta_0, \phi_0; \theta, \phi) = (4\pi R^2 I_s) / (I_0 S \cos \theta_0).$$

当 R 很大时， I_s 正比于 S 而反比于 R^2 ，于是微分散射系数 γ 与 R 和 S 的选择无关，但是 S 也不能选得太小，必须能够代表这个地区的地形特征。实际上微分散射系数的分母就是入射到面积 S 上的功率，而分子是同散射方向单位立体角内的辐射功率成正比。因此，引入微分散射系数来描述地面的散射特性是方便的。

以上的微分散射系数没有考虑极化，而入射波和散射波都存在极化问题，因此一般形式的微分散射系数写成 $\gamma_{ij}(\theta_0, \phi_0; \theta, \phi)$ ，其中 $i = h$ 或 v ，表示入射波的极化方向，水平或垂直，而 $j = h$ 或 v ，表示散射波的极化方向，水平或垂直。也可写成 $\gamma_{ij}(O, S)$ ，其中 O 表示 θ_0, ϕ_0 ，而 S 表示 θ, ϕ 。

反照率 (*Albedo*)， $A(\theta_0, \phi_0)$ ，定义为全部散射功率与入射到面积 S 上的功率之比， θ_0, ϕ_0 表示入射方向。显然，反照率可以写成：

$$A(\theta_0, \phi_0) = \iint \frac{I_s R^2 d\Omega_s}{S I_0 \cos \theta_0}, \quad (1.5)$$

当考虑极化时，利用一般形式的微分散射系数，容易将反照率写成：

$$A_i(\theta_0, \phi_0) = \frac{1}{4\pi} \iint [\gamma_{ij}(O, S) + \gamma_{ji}(O, S)] d\Omega_s, \\ \begin{matrix} i = h \text{ 或 } v \\ j = v \text{ 或 } h \end{matrix} \quad (1.6)$$

注意，这里 $A_i(\theta_0, \phi_0)$ 中的 i 是入射波的极化方向，至于散射波的极化方向既有 i 又有 j 。

由于地面很厚，没有能量能够透过，利用能量守恒定律，吸收系数可以写成：

$$\alpha_i(\theta_o, \phi_o) = 1 - A_i(\theta_o, \phi_o), \quad (1.7)$$

$i = h$ 或 v .

(b) 互易性

利用电磁场中的互易定理^①，可以得到微分散射系数的如下关系：

$$\cos \theta_o \gamma_{ij}(O, S) = \cos \theta_s \gamma_{ji}(S, O), \quad (1.8)$$

$i = h$ 或 v

$j = v$ 或 h

这是不困难的。但应注意方程 (1.8) 两边微分散射系数中表示极化的下标次序。

(C) 对于推广形式克希霍夫定律的讨论，做两点假定：第一，如图 1-5，假定地面与上半空间的黑体达到热力

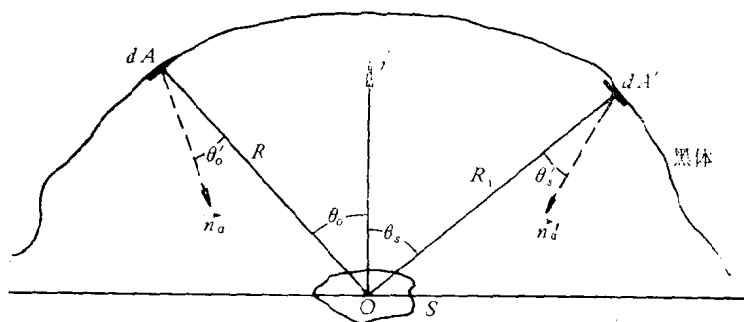


图 1-5

学平衡态，第二，在热力学平衡态的条件下，黑体在某一方

^① 见吴万春等编《电磁场理论》§ 10.6 罗伦兹互易定理(电子工业出版社)。

向辐射的某种极化的功率，被在相同方向入射的相同极化的功率所平衡。这种假定是实际地面条件的近似和理想化。

先讨论水平极化，黑体 dA 向面积 S 辐射的功率是

$$P_i = L_{1\text{黑体}}^* \cos \theta'_0 dA d\Omega'_0 = L_{1\text{黑体}}^* \cos \theta_0 S d\Omega_0 \text{①}, \quad (1.9)$$

$$\text{其中} \quad d\Omega'_0 = \frac{S \cos \theta_0}{R^2}, \quad d\Omega_0 = \frac{dA \cos \theta'_0}{R^2}.$$

S 向 dA 发射的功率是

$$P_s = e_1(\theta_0, \phi_0) L_{1\text{黑体}}^* \cos \theta_0 d\Omega_0. \quad (1.10)$$

dA' 辐射到 S 的水平极化或者垂直极化的功率为：

$$L_{1\text{黑体}}^* dA' \cos \theta'_1 d\Omega'_1 = L_{1\text{黑体}}^* \cos \theta_1 S d\Omega_1,$$

$$\text{其中} \quad d\Omega'_1 = \frac{S \cos \theta_1}{R_1^2}, \quad d\Omega_1 = \frac{dA' \cos \theta'_1}{R_1^2}.$$

这个功率经 S 反射后进入 dA 的水平极化功率为

$$dP_s = (L_{1\text{黑体}}^* \cos \theta_1 S d\Omega_1)$$

$$[\gamma_{v,1}(S, O) + \gamma_{h,1}(S, O)] \frac{d\Omega_0}{4\pi}.$$

因此，当考虑各个方向的黑体辐射经 S 反射后进入 dA 的水平极化功率时，就应对各个方向求和，即积分

$$P_s = \iint (L_{1\text{黑体}}^* \cos \theta_1 S d\Omega_1) \\ [\gamma_{v,1}(S, O) + \gamma_{h,1}(S, O)] \frac{d\Omega_0}{4\pi},$$

由 (1.8) 式得

$$\begin{aligned} \cos \theta_1 \gamma_{v,1}(S, O) &= \cos \theta_0 \gamma_{h,v}(O, S), \\ \cos \theta_1 \gamma_{h,1}(S, O) &= \cos \theta_0 \gamma_{h,h}(O, S), \end{aligned}$$

① $L_{1\text{黑体}}^*$ 是黑体的极化辐射率。

将其代入上式, 即得

$$P_r = \frac{L_{\text{黑体}}^* S \cos \theta_o d\Omega_o}{4\pi}$$

$$\iint [\gamma_{hv}(O, S) + \gamma_{vh}(O, S)] d\Omega_s,$$

但因

$$A_h(\theta_o, \phi_o) = \frac{1}{4\pi} \iint [\gamma_{hv}(O, S) + \gamma_{vh}(O, S)] d\Omega_s,$$

所以有

$$P_r = L_{\text{黑体}}^* S \cos \theta_o d\Omega_o A_h(\theta_o, \phi_o). \quad (1.11)$$

又因

$$P_i = P_o + P_r \quad (1.12)$$

将(1.9), (1.10)和(1.11)式代入(1.12)式, 即得

$$1 = e_h(\theta_o, \phi_o) + A_h(\theta_o, \phi_o), \quad (1.13)$$

但是由(1.7)式

$$\alpha_h(\theta_o, \phi_o) = 1 - A_h(\theta_o, \phi_o),$$

所以得到

$$\alpha_h(\theta_o, \phi_o) = e_h(\theta_o, \phi_o). \quad (1.14)$$

对于垂直极化, 利用以上同样的方法, 可以获得:

$$\alpha_v(\theta_o, \phi_o) = e_v(\theta_o, \phi_o). \quad (1.15)$$

由(1.6)和(1.13)式说明, 可以由微分散射系数计算出发射率, 这就是说能够利用地面的散射特性而获得地面的发射特性。

微波被动遥感的经验证明, 对于大多数地面条件, 克希

① $e_h(\theta_o, \phi_o)$ 和 $e_v(\theta_o, \phi_o)$ 是物体的极化发射率(Emissivity), 定义见 § 1.6.