

水面油膜微波辐射特性的研究*

胡学伟 赵凯 刘宝江 李靖

(中国科学院长春地理研究所)

1990年7月3日收稿

摘 要

用 36GHz 和 9.2GHz 微波辐射计测量了不同厚度的水面油膜的亮度温度,应用并矢格林函数及起伏逸散定理进行了理论模式的数值计算,同实验取得了基本一致的结果。

关键词 微波辐射计 亮度温度 起伏逸散定理 并矢格林函数 介电常数 水面油膜

一、引 言

海面油膜是海洋污染的重要因素之一。目前在我国迫切需要准确地监测大面积海面油污情况。一种比较有效的方法是利用光学传感器。但采用可见光传感器,只能大致给出污染面积而无法确定油膜厚度,并且受气象和光照条件的限制。而微波遥感对油膜厚度反应灵敏,且具有全天候、全天时的特点,从而为我们提供了有效地确定油污量的办法。

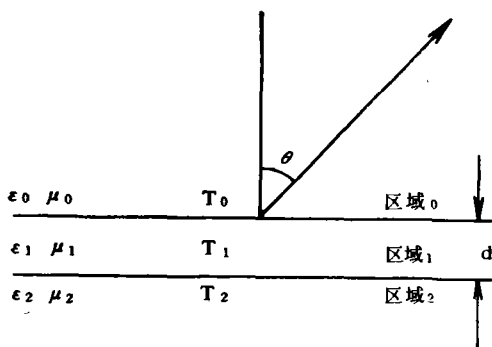


图1 双层介质结构图

Fig. 1 Configuration of a Layered medium

美国海军实验室的 Hollinger 等人早在 1975 年就进行了水面油膜的实验室模拟实验^[1]。实验结果和理论计算拟合得很好。1982 年,日本电子技术综合研究所较全面地进行了海面油膜的微波辐射测试实验,修正了大气及风速的影响,并获得了不同极化、不同入射角的亮度温度数据^[2]。北京大学赵伯林和华中理工大学周宏等人分别在实验室条件下进行了水面油膜微波辐射特性测试。实验结果与理论预期一致^[3,4]。我所从 1979 年以来,也利用自己研制的 3 cm 和 8 mm 微波辐射计进行了数次航空遥感海面油膜监测^[5,6]。为了对航空遥感所取得的油膜图像和数据进行准确地判读和解释

* 本课题为国家自然科学基金和中国科学院长春净月潭遥感实验场资助项目。

本文是在张俊荣老师的悉心指导下完成的,并得到了复旦大学电子工程系金亚秋的大力支持和帮助,特此致谢。

还进行了地面实验以及理论模式的研究工作。

以往的理论模式均采用 Snell 公式计算平行分层水面油膜的发射率:

$$T_B = eT = T(1 - r) \quad (1)$$

其中, T_B 为亮度温度, e 为热发射率, r 为反射率, T 为介质的物理温度, 但只有在油膜和水的温度 $T_1 = T_2 = T$ (图 1) 时, 才能定义(1)式中的热发射率 e 。而事实上这两个温度是有差别的。为此我们利用起伏逸散理论计算了亮度温度。这样下垫面海水的温度廓线、油膜的不平滑起伏以及可能的散射效应都可以包括在亮度温度的计算中。

二、理论模式

在无源微波遥感中, 以辐射计为接收器观察被测物体发出的热辐射。基本量是单位辐射强度 $I_p(\theta, \phi)$ [$W \cdot m^{-2} \cdot Sr^{-1} \cdot Hz^{-1}$], 其物理意义表示物体在单位频率、单位立体角、通过单位面积的辐射功率。 p 代表极化方式(水平 h 或垂直 v)。 (θ, ϕ) 是与辐射计接收方向有关的球坐标角度。根据 Planck 定律并考虑在微波波段的瑞利金斯表示式, 辐射计亮度温度为:

$$T_{Bp}(\theta, \phi) = I_p(\theta, \phi) \frac{\lambda^2}{K} \quad [K] \quad (2)$$

其中, $\lambda = c/f$ [m] 为波长, K 为 Boltzman 常数 ($1.38 \times 10^{-23} J/K$)。根据电磁场能量密度公式, p 极化的电场能量密度为:

$$u(\vec{r}) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \langle |\hat{p} \vec{E}(\vec{r}, t)|^2 \rangle \quad [w \cdot m^{-3}] \quad (3)$$

其中, ϵ_0 为自由空间的介电常数, $\hat{p} = \hat{v}$ 或 \hat{h} 分别为垂直极化和水平极化单位矢量, $\langle \rangle$ 表示取系统平均。

由傅里叶变换, 可有:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int_0^\infty d\omega \int d^3k \vec{E}(\vec{k}, \omega) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (4)$$

能量密度 $u(\vec{r})$ 与单位辐射强度 $I(\vec{r})$ 在自由空间中的关系为:

$$u(\vec{r}) = \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \int d\Omega \frac{I(\vec{r})}{c} \quad [w \cdot m^{-3}] \quad (5)$$

综合(2)–(5)式, 考虑到 $d^3k = k^2 dk d\Omega$, p 极化的辐射亮度温度为:

$$T_{Bp}(\hat{k}, \omega) = \frac{(2\pi)^3}{K} \left(\frac{c}{\omega} \right)^2 \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_0^\infty d\omega' \int_0^\infty k^2 dk \int_{-\infty}^\infty d^3k' \times \{ (\hat{p} \cdot \langle \vec{E}(\vec{k}, \omega) \vec{E}^*(\vec{k}', \omega') \rangle) \cdot \hat{p} \} e^{i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r} - i(\omega - \omega')t} \quad (6)$$

只要辐射场 $\vec{E}(\vec{k}, \omega)$ 确定, 就可以根据(6)式求出辐射亮度温度。

现在我们考虑双层介质的情况(图 1), 利用并矢格林函数, 区域 0 中观察到的分层介质源的辐射场可表示为^[7]:

$$\vec{E}(\vec{r}, \omega) = \sum_{l=1}^2 \int d\vec{r}'_l \int_{-d_l}^{-d_{l-1}} dz' i\omega\mu_0 \vec{G}_{0l}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}_l(\vec{r}') \quad (7)$$

其中 $\bar{r}'_{\perp} = \bar{r}' - \bar{z}$, \bar{J}_l 为第 l 层介质中等效辐射电流源, 满足的波动方程为:

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E}_l(\bar{r}) - \omega^2 \mu_l \epsilon_l \bar{E}_l(\bar{r}) = i\omega \mu_0 \bar{J}_l(\bar{r}, \omega) \quad (8)$$

平行分层介质的并矢格林函数 \bar{G}_{0l} 的表达式为^[7,8]:

$$\begin{aligned} \bar{G}_{0l}(\bar{r}, \bar{r}') = & \frac{i}{8\pi^2} \int d\bar{k}_{\perp} \frac{1}{k_x} e^{i\bar{k}_{\perp} \cdot \bar{r}} \{ \hat{\rho}(k_x) [A_l \hat{\rho}_l(-k_{1x}) e^{-i\bar{k}_l \cdot \bar{r}'} + B_l \hat{\rho}_l(k_{1x}) e^{-i\bar{k}_l \cdot \bar{r}'}] \\ & + \hat{h}(k_x) [C_l \hat{h}_l(-k_{1x}) e^{-i\bar{k}_l \cdot \bar{r}'} + D_l \hat{h}_l(k_{1x}) e^{-i\bar{k}_l \cdot \bar{r}'}] \} \end{aligned} \quad (9)$$

其中:

$$\bar{k}_l = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_z \hat{z} \quad (10a)$$

$$\bar{K}_l = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} - k_{1x} \hat{z} \quad (10b)$$

$$k_{1x} = (k_l^2 - k_x^2 - k_y^2)^{\frac{1}{2}} \quad (10c)$$

$$\hat{\rho}(k_x) = \frac{\hat{k} \times \hat{z}}{|\hat{k} \times \hat{z}|} \quad (11a)$$

$$\hat{h}(k_x) = \frac{1}{k_0} \hat{z} \times \hat{k} \quad (11b)$$

根据边界条件, $\hat{z} \times \bar{G}$ 和 $\hat{z} \times \nabla \times \bar{G}$ 在分层边界上连续, 由此可确定系数 A_l, B_l, C_l 和 D_l 。对于双层介质, 有^[7]:

$$B_1 = \frac{k_x}{k_{1x}} \frac{X_{10}}{D_2(k_{\perp})} \quad (12)$$

$$A_1 = B_1 R_{12} e^{i2k_{1x}d} \quad (13)$$

$$D_1 = \frac{k_1}{k} \frac{k_x}{k_{1x}} \frac{Y_{10}}{F_2(k_{\perp})} \quad (14)$$

$$C_1 = D_1 S_{12} e^{i2k_{1x}d} \quad (15)$$

其中 X_{10}, Y_{10} 分别为 TE, TM 波从介质 1 到区域 0 的透射系数。 R_{12} 和 S_{12} 为 TE 和 TM 波从介质 1 到介质 2 的反射系数。

应用耗散介质中的起伏逸散定理^[7], 有:

$$\langle \bar{J}_l(\bar{r}, \omega) \bar{J}_l^*(\bar{r}', \omega') \rangle = \frac{4}{\pi} \omega \epsilon'_l K T_l \bar{I} \delta(\omega - \omega') \delta(\bar{r} - \bar{r}') \quad (16)$$

其中 ϵ'_l 和 $T_l(z)$ 分别为第 l 层介质介电常数的虚部和该层的物理温度廓线。将 (7) 和 (16) 式代入 (6) 式, 对双层均匀介质可得^[9]:

$$\begin{aligned} T_{Bh}(\bar{k}, \omega) = & k_0^3 \cos \theta \frac{\epsilon''_1}{\epsilon_0} \int_{-d}^0 dz T_1(z) \left| \frac{1}{k_x} [A_1 \hat{\rho}_l(-k_{1x}) e^{ik_{1x}z} + B_1 \hat{\rho}_l(k_{1x}) e^{-ik_{1x}z}] \right|^2 \\ & + k_0^3 \cos \theta \frac{\epsilon''_2}{\epsilon_0} \int_{-\infty}^{-d} dz T_2(z) \left| \frac{1}{k_x} [A_2 \hat{\rho}_2(-k_{2x}) e^{ik_{2x}z} + B_2 \hat{\rho}_2(k_{2x}) e^{-ik_{2x}z}] \right|^2 \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} T_{Bv}(\bar{k}, \omega) = & k_0^3 \cos \theta \frac{\epsilon''_1}{\epsilon_0} \int_{-d}^0 dz T_1(z) \left| \frac{1}{k_x} [C_1 \hat{h}_1(-k_{1x}) e^{ik_{1x}z} + D_1 \hat{h}_1(k_{1x}) e^{-ik_{1x}z}] \right|^2 \\ & + k_0^3 \cos \theta \frac{\epsilon''_2}{\epsilon_0} \int_{-\infty}^{-d} dz T_2(z) \left| \frac{1}{k_x} [C_2 \hat{h}_2(-k_{2x}) e^{ik_{2x}z} + D_2 \hat{h}_2(k_{2x}) e^{-ik_{2x}z}] \right|^2 \end{aligned} \quad (18)$$

对于 $T_1(z)$ 和 $T_2(z)$ 为常数的情况, 并考虑(12)–(15)式后, (17)和(18)式可进一步整理为^[9]:

$$T_{Bh}(\theta) = \frac{k_0}{\cos \theta} \frac{\epsilon_1''}{\epsilon_0} T_1 \frac{1}{2k_{1z}'} \left[\left| \frac{X_{01}}{D_2} \right|^2 (1 - e^{-2k_{1z}''d})(1 + |R_{12}|^2 e^{-2k_{1z}''d}) \right] + \frac{k_0}{\cos \theta} \frac{\epsilon_2''}{\epsilon_0} T_2 \frac{1}{2k_{2z}'} \left| \frac{X_{01} X_{12}}{D_2} \right|^2 e^{-2k_{1z}''d} \quad (19)$$

$$T_{Bv}(\theta) = \frac{k_0}{\cos \theta} \frac{\epsilon_1''}{\epsilon_0} T_1 \frac{1}{2k_{1z}'} \left[\left| \frac{k_0 Y_{01}}{k_1 F_2} \right|^2 (1 - e^{-2k_{1z}''d})(1 + |S_{12}|^2 e^{-2k_{1z}''d}) \right] + \frac{k_0}{\cos \theta} \frac{\epsilon_2''}{\epsilon_0} T_2 \frac{1}{2k_{2z}'} \left| \frac{k_0 Y_{01} Y_{12}}{k_2 F_2} \right|^2 e^{-2k_{1z}''d} \quad (20)$$

(19)和(20)给出了均匀双层介质的亮温表达式。对非均匀介质, 该两式可作为零级近似解。用有效介电常数 ϵ_{eff} 替代 ϵ_1 之后, 该解可包含散射的零级效应。如要更多地考虑由非均匀性引起的介电起伏和散射, 则需求更高阶的解^[9]。

可以证明, 当 $T_1 = T_2 =$ 常数时, (19)和(20)可化简为

$$\begin{aligned} T_{Bh}(\theta) &= T_1(1 - r_h) \\ T_{Bv}(\theta) &= T_1(1 - r_v) \end{aligned} \quad (21)$$

r_h 和 r_v 为水平和垂直极化波的反射率。这同由 Snell 公式推得的结果是一样的。

三、理论计算与实验结果的比较和讨论

1989年7月在中国科学院长春物理研究所实验楼六楼顶上进行了水面油膜的测试实验。将微波辐射计置于一水槽的上方, 天线对准水槽的中心部分(图2)逐渐向水内加油(国产20#柴油), 观察辐射计的输出随油层厚度的变化。由于是在晴天条件下测试, 故可忽略大气的影响。

表 1 辐射计指标
Table 1 Specification of radiometers

频率 (GHz)	36	9.2
天线束效率 (%)	80	80
灵敏度	$\leq 0.41K$ ($\tau = 1s$)	$\leq 0.6K$ ($\tau = 1s$)
长期稳定度	$\leq 0.24K$ ($t = 6h$)	$\leq 0.6K$ ($t = 6h$)
波束宽	$9.31^\circ(\beta_a)$ $12.43^\circ(\beta_b)$	$17^\circ(\beta_a)$ $12^\circ(\beta_b)$
入射角	24°	12°

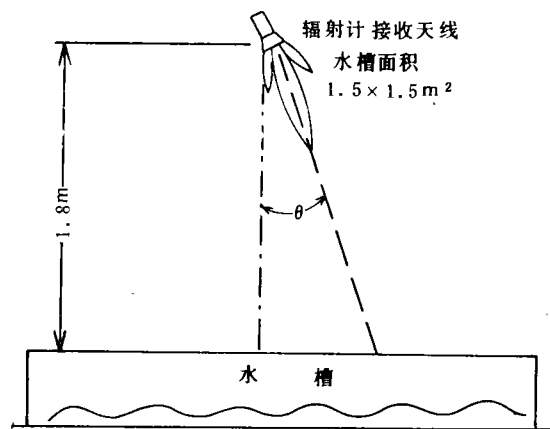


图 2 实验设置示意图
Fig. 2 Scheme of the experiment

表 1 给出了实验用的微波辐射计指标。图 3 为 36GHz 辐射计的测试结果,图 4 为 9.2GHz 的结果。其中圆点代表实验值,实线是根据(19)和(20)式算得的理论结果。从图中可以看出,理论计算和实验结果基本符合,但仍有一定的偏差,尤其是 36GHz 的第二个周期有一个相移。偏差的主要原因可能是由于不能准确地给出实验用油的介电常数造成的。介电常数的精确测量,目前还不太容易做到。计算(19)和(20)式所采用的介电常数值,用谐振腔法测得,这个值同油的实际的介电常数之间多少会存在一定的误差。影响测量精度的因素还有风速以及实验时环境温度的变化等。

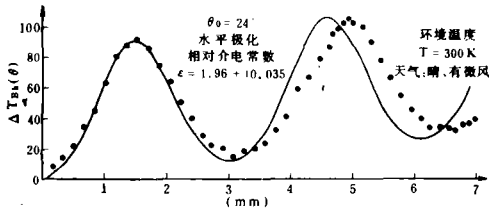


图 3 36GHz 辐射计亮温与油膜厚度的关系
Fig. 3 Brightness temperature via thickness of oil using 36GHz radiometer

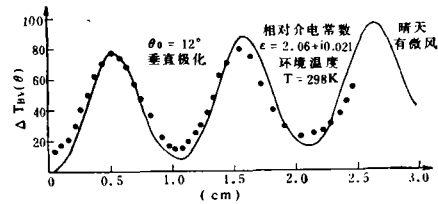


图 4 9.2GHz 辐射计亮温与油膜厚度的关系
Fig. 4 Brightness temperature via thickness of oil using 9.2GHz radiometer

从图 3 和图 4 中还可以看出,对应某一亮度温度的油膜厚度是多值的。所以单纯用一个频段的微波辐射计,不能单值地确定油膜厚度,需要多于两个通道的微波辐射计同步进行测量,才能较准确地测定油膜厚度。

四、结 论

由上述分析可知,理论计算和实验取得了一致的结果,如能更精确地给出实验用油的介电常数,结果会更理想。由于应用了起伏逸散定理和并矢格林函数,比较合理地给出了在油膜温度和下垫水温度不一样时的辐射亮度温度的计算公式。从实验结果中可以看出,36GHz 这个频段比较适合进行油膜厚度的测量。为了避免错误的判读,需要两个或多个不同频率的微波辐射计同时工作。本工作将为航空遥感海面油膜污染提供定量判读的依据。

参 考 文 献

- [1] J. P. Hollinger and J. E. Kenney, NRL Memorandum Report, 3388, 1976.
- [2] S. Hashimoto, Bul. Electrotech. Lab., Vol. 46, No. 11, 1982.
- [3] 赵伯林等,中国科学,A(3), 283—291, 1983.
- [4] 周宏等,航空遥感实用系统与应用,230—235,能源出版社,1981年。
- [5] 滕叙尧,长春遥感试验论文集,171—177,吉林人民出版社,1981年。
- [6] 郑全安等,长春遥感试验论文集,178—183,吉林人民出版社,1981年。
- [7] Tsang Leung, Theory of Microwave Remote Sensing, John & Sons Inc., 1985.
- [8] Tai, C. T., Dyadic Green's Function in Electromagnetic Theory, Int. Textbook, Scranton, PA., 1971.
- [9] Y. Q. Jin, Electromagnetics, Vol.4, 323—341, 1984.

Study of Microwave Emission From Oil Film on Water Surface

Hu Xuewei Zhao Kai Liu Baojiang Li Jing

(Changchun Institute of Geography, Academia Sinica)

Abstract

Microwave brightness temperature of oil film on water surface is measured by 36GHz and 9.2 GHz microwave radiometers. Using the fluctuation dissipation theorem and Dyadic Green's function for stratified medium, numerical calculation are carried out. The results agree with experimental data.

Key words Microwave radiometer Brightness temperature Fluctuation dissipation theorem Dyadic Green's function Dielectric constant water surface oil film