

海冰微波辐射的数值模式和遥感实验测量*

金亚秋

(复旦大学工程系)

张俊荣 赵仁宇

(中国科学院长春地理研究所)

1990年11月12日收稿

摘 要

本文用多频段微波辐射计(1.4, 3.09, 5.4, 36 GHz)对辽东湾和渤海湾的海冰热辐射进行了遥感测量。海冰模拟为一层介电强起伏的各向异性的随机介质。求解随机介质的辐射传输方程,得到海冰的辐射亮度温度。数值计算的结果与实验数据进行了比较,并对辐射亮度温度和海冰各种参数之间的函数关系进行了讨论。

关键词 海冰微波辐射 辐射传输方程 实验与数值模式

一、引 言

海冰几乎占全球海洋表面的1/9。海冰的存在和变化对于海洋资源探测、海洋运输、全球气候变化等等均有着极为重要的影响。因此,海冰的冰情、热辐射特征、后向散射和雷达成像等,是现今被动和主动遥感的重要课题之一。中国科学院长春地理研究所利用自行研制的多频段微波辐射计自1987年起对辽东湾和渤海湾的海冰进行了多次遥感测量,获得了大量数据,建立了海冰热辐射与频段和有关实测参数的联系,为定量地理解海冰的微波热辐射和各有关参数(频段、极化、视角、冰层厚、含盐量、温度等)的函数关系,必须发展海冰热辐射的定量数值模式。然而,这方面的工作在国内外都作的不够。

由于海冰是由纯冰和随机分布的非球形盐溶液杂质及空气泡等组成的混合物。各种成分的介电特性有很大的差别,介电起伏的方差很大。因此,我们提出应把海冰看成是介电强起伏的各向异性的随机介质^[1]。应用辐射传输理论^[1,2]及其数值解法,可以计算包括多次散射和吸收的热辐射传输和辐射亮度温度,建立辐射亮度温度和海冰各特征参数(冰层厚、含盐量、密度、温度等)之间的函数关系。我们首先用经验解析公式^[3-6],计算了各频段时海冰中盐溶液的介电常数。然后利用强起伏理论^[1]计算包含盐溶液和空气泡的海冰的各向异性的平均介电常数张量及其起伏方差。由此可计算随机介质的散射和消光系数,以及辐射传输方程中的相矩阵。利用辐射传输方程的特征值解法,得到极化的辐射亮度温度。数值计算的结果与多频段微波辐射计测得的海冰辐射亮度温度数据进行了比较,并进而对辐射亮度温度与实验和模式参数(如冰层厚度、含盐量、盐溶液杂质的空间取

* 本课题为国家自然科学基金项目,并得到霍英东教育基金会的资助。

胡学伟同志做了海冰取样的剖面。参加海冰遥感实验的有郭凤莲、赵凯,金吉南、孙志宝等,特此致谢。

向、温度以及频段、极化、视角等)进行了讨论。

二、海冰的模型和介电常数的计算

海冰是包括了纯冰、随机分布的盐溶液和空气泡的混合物。在微波遥感中,海冰一般可分为新冰、幼期冰、一年冰和多年冰。它们的几种典型特征数据见表 1。盐溶液的介电

表 1 海冰的分类和典型数据
Table 1 Type and data of Sea Ice

	新冰	幼期冰	一年冰	多年冰
含盐量 S_i (‰)	15	10	5	1
冰层厚 (cm)	<10	10—30	30—100	>100
温度(°C)	-5	-8	-13	-18
密度 (g/cm^3)	0.85	0.85	0.9	0.7

常数与海冰的含盐量 S_i 和温度 T 有关。盐溶液的介电常数很大,它的存在明显地改变了海冰的介电特性。同时,盐溶液杂质的形状一般呈针形。它们在空间的非均匀取向使海冰介电常数成为各向异性。海冰中空气泡的存在也改变了海冰的介电特性,明显地增强了海冰的散射特性。非球形的空气泡也使海冰平均介电常数为各向异性。空气泡的占空比(单位体体积海冰中所占的体积)在新冰和幼期冰中约占 10% (海冰比重 $0.85 g/cm^3$, 纯冰比重以 $0.92 g/cm^3$ 计)。在多年冰中由于冰的融解冻结的重结晶过程,空气泡占空比可高达 25% 多。因此,随机分布的盐溶液杂质和空气泡形成了介电常数的随机强起伏。海冰应看成是介电强起伏的各向异性的随机介质。对海冰中盐溶液介电常数和海冰的平均介电常数的实验测量在文献[4—6]中有详细的研究,并从中归纳出实验性的解析公式^[3]。但是由于这些工作的主要目的并不是计算海冰的微波热辐射,因此,并没有明确指出海冰平均介电常数是一个各向异性的张量。而目前对于这种各向异性的介电强起伏的随机介质的热辐射,还没有相应的数值计算方法。

在海冰介电常数的计算中,纯冰的介电常数 ϵ_c (下标 c 表示纯冰)在微波频段一般可取为 $(3.15 + i0.002)\epsilon_0$; 空气泡的介电常数为 ϵ_a (下标 a 表示空气)。盐溶液的介电常数为 ϵ_b (下标 b 表示盐溶液),由海冰含盐量 S_i (‰) 来决定。实验性的解析公式^[3]见附录 A。在图 1 中给出了不同温度下 ϵ_b 与频率的关系。由于盐溶液和空气泡的介电常数明显地区别于作为背景介质的纯冰,占有不小的占空比,有一定的几何形状和空间取向,用通常求算术平均的方法 $\epsilon_m = \sum_i f_i \epsilon_i$ ($i = a, b, c$, f_i 为 ϵ_i 的占空比)来计算平均介电常数,并不能反映辐射在强起伏随机介质中传播时介质的平均介电特性。对于针状

粒子混合物的平均介电常数有 De Loor 公式^[3],写成

$$\epsilon_{m\perp} = \epsilon_h + 2 \frac{f_i \epsilon_i (\epsilon_i - \epsilon_h)}{\epsilon_i + \epsilon_h} \quad (1a)$$

$$\epsilon_{mz} = \epsilon_h + f_i (\epsilon_i - \epsilon_h) \quad (1b)$$

这里的下标 h 表示背景介质, s 表示混合的杂质; \perp 表示水平 (x, y) 方向, z 为针状粒子一致取向的 z 方向。但是,在强起伏介质中,以上公式仅是较为粗糙的近似。从杂质散射元来看周围的介电常数,看到的不再是背景介质的介电常数,而应是一种有效的介电常数。对于强起伏的随机介质,在文献[1]中有详细的讨论。可以知道,在由 ϵ_s 和 ϵ_h 组成的混合物的有效的平均介电常数 ϵ_g 可由下式迭代求

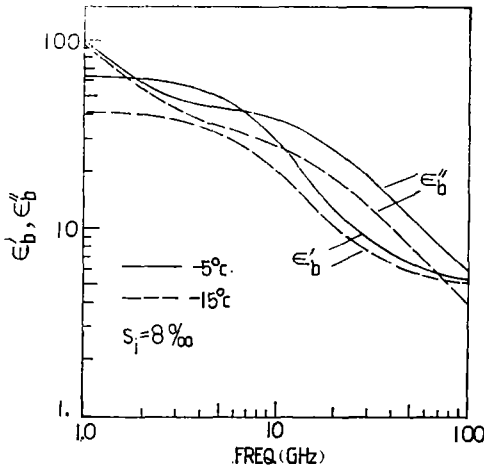


图 1 海冰中盐溶液的相对介电常数与频率的关系
Fig. 1 Relative dielectric constant of brine in sea ice vs. frequency

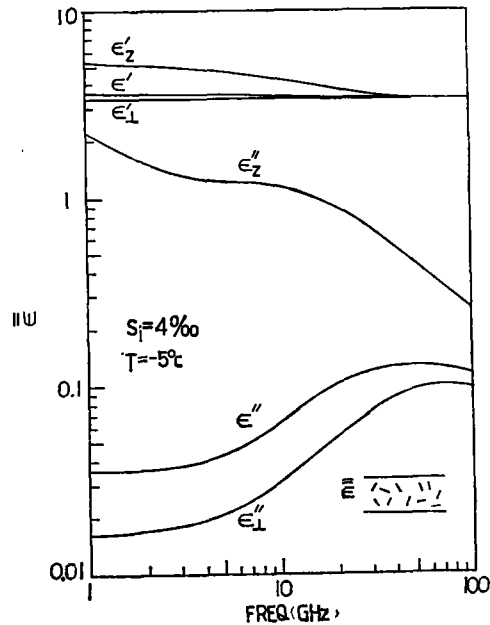


图 2 海冰的相对介电常数张量
 $\bar{\epsilon}$ 为盐溶液随机均匀取向, $\epsilon_{\perp}, \epsilon_x$ 为盐溶液水平、垂直取向,且 $l_{\perp} = 0.025\text{cm}, l_x = 0.05\text{cm}$
Fig. 2 Relative dielectric constant of anisotropic sea ice

解:

$$f_s \frac{\epsilon_s - \epsilon_g}{\epsilon_0 + S_1(\epsilon_s - \epsilon_g)} + (1 - f_s) \frac{\epsilon_h - \epsilon_g}{\epsilon_0 + S_1(\epsilon_h - \epsilon_g)} = 0 \tag{2a}$$

$$f_s \frac{\epsilon_s - \epsilon_{gx}}{\epsilon_0 + S_3(\epsilon_s - \epsilon_{gx})} + (1 - f_s) \frac{\epsilon_{hx} - \epsilon_{gx}}{\epsilon_0 + S_3(\epsilon_{hx} - \epsilon_{gx})} = 0 \tag{2b}$$

其中

$$S_1 = S_2 = \frac{\epsilon_0 b^{1/2}}{\epsilon_g(2b^{1/2} + 1)} \tag{3a}$$

$$S_3 = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{gx}(2b^{1/2} + 1)} \tag{3b}$$

$$b = \epsilon_g l_x^2 / (\epsilon_{gx} l_{\perp}^2) \tag{3c}$$

这里的 l_{\perp}, l_x 分别为水平和垂直方向上起伏的相关长度,它对应于散射元的大小。可以看出,只要令(2a,b)中的 $(1 - f_s) \approx 1$, 所有分母上的 $\epsilon_g, \epsilon_{gx} \approx \epsilon_h$, 且令 $l_{\perp}/l_x \rightarrow 0$, 然后有 $S_1 = S_2 = \epsilon_0/(2\epsilon_h), S_3 = 0$ 。那末, (2a), (2b) 式就回复到 De Loor 的(1a), (1b) 式。可见 De Loor 公式仅是我们(2)式的一种近似。对于其它形状如盘状粒子,

$l_{\perp}/l_z \rightarrow \infty$, 也可以得到类似的结论。(2) 式中的 l_{\perp}/l_z 可以取任一有限值而不必趋于零或无穷大。

由于盐溶液杂质的几何大小远小于空气泡, 我们略去盐溶液杂质的散射。而首先根据 (2a), (1b) 式由纯冰的 ϵ_c 计算背景介质的 ϵ_h , 以盐溶液 ϵ_b 作为混合杂质的 ϵ , 所组成的混合物的 $\bar{\epsilon}_g$ 。然后, 以这样的 $\bar{\epsilon}_g$ 作为海冰的背景介质 $\bar{\epsilon}_h$, 以空气 ϵ_a 作为 ϵ , 代入 (2a), (2b) 式。从而算出包含有空气泡和盐溶液杂质的有效平均介电常数 $\bar{\epsilon}_g$ 。并由此算出相应的介电起伏方差 $\delta_{\perp\perp}$, $\delta_{\perp z}$, δ_{zz} 。由辐射传输理论^[1], 算出辐射传输方程中消光和散射系数, 以及描述多次散射的相矩阵。

如果海冰中盐溶液杂质是随机均匀取向的, 则 $\bar{\epsilon}_h$ 就回归成常数 ϵ_h 。这对于新冰和幼期冰大致如此。而在一年冰和多年冰中, 盐溶液逐被排出, 残留的盐溶液以更小的尺寸垂直排列在海冰中。对于盐溶液一致垂直取向的海冰, $\bar{\epsilon}_h$ 是一个单轴张量, 其对角元分别为 $\epsilon_{h\perp}$, $\epsilon_{h\perp}$, 和 ϵ_{hz} 。图 2 给出了无空气泡时的海冰的 $\bar{\epsilon}_h$ 。可以看出, 空间取向使 ϵ'_{\perp} 和 ϵ'_{z} 有明显的区别。在下一节辐射传输的计算中, 除非特别说明, 我们一般假定针状的盐溶液杂质是空间随机均匀取向的。空气泡的形状一般是非球形的。图 3 给出了我们在渤海湾海冰取样的剖面图。黑色部分是空气泡所占的空间。可以看出空气泡的形状大多是非球形的。可由相关函数的定义计算出在水平和垂直方向上的相关长度的大小^[7]。由于取样还较为粗糙, 我们近似地取 $l_{az} = 0.2$ cm, $l_{\perp} = 0.05$ cm。对于海冰中盐溶液和空气泡的更精致的剖面及其分析还有待于今后的工作。

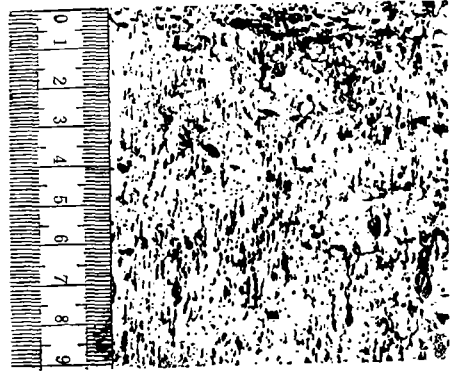


图 3 海冰的剖面图

Fig. 3 Sample of sea ice

三、辐射传输方程的数值解和讨论

辐射传输方程可写为^[1,2]

$$\begin{aligned} \cos\theta \frac{d}{dz} \bar{I}(\theta, z) &= \kappa_a(\theta) C \bar{T}_1 - \bar{K}_e(\theta) \cdot \bar{I}(\theta, z) \\ &+ \int_0^\pi d\theta' \sin\theta' \bar{P}(\theta, \theta') \cdot \bar{I}(\theta', z), \end{aligned} \quad (4)$$

其中代表辐射强度的 Stokes 矢量 $\bar{I}(\theta, z) =$ 柱矢量 $[I_v(\theta, z), I_h(\theta, z)]$; 下标 v, h 分别表示垂直和水平极化。 κ_a 为吸收系数, \bar{K}_e 为对角化的消光系数矩阵; \bar{P} 为多次散射的相矩阵; T_1 为随机介质层的物理温度 (K); $C = B\epsilon'_g/\epsilon_0\lambda^2$, B 为 Boltzmann 常数, λ 为波长, ϵ'_g 为 ϵ_g 的实部。在文献[1]中给出了各向异性的强起伏随机介质的辐射传输方程中 $\bar{K}_e, \kappa_a, \bar{P}$ 的解析表达式, 它们均与介电起伏的相关函数及其相关长度有关。所观察到的极化的辐射亮度温度 $\bar{T}_B(\theta_0)$ 由方程 (4) 的解得到:

$$\bar{T}_B(\theta_0) = \frac{1}{C} [I_v(\theta, z = 0), I_h(\theta, z = 0)] \quad (5)$$

其中 θ_0 , θ 满足界面 $z = 0$ 处的 Snell 关系。边界条件写为(参照图 4 中小图所示):

$$\bar{I}(\pi - \theta, z = 0) = \bar{R}_{10}(\theta) \cdot \bar{I}(\theta, z = 0) \quad (6a)$$

$$\bar{I}(\theta, z = -d) = \bar{R}_{12}(\theta) \cdot \bar{I}(\pi - \theta, z = -d) + \bar{t}_{21}(\theta) \cdot C \bar{T}_2 \quad (6b)$$

其中 \bar{R}_{10} , \bar{R}_{12} 分别为界面 $z = 0$ 和 $z = -d$ 上对角化的反射率矩阵; $\bar{t}_{21}(\theta)$ 为界面 $z = -d$ 处的对角化的透射率矩阵。 T_2 为下垫介质(海水)的物理温度 (K)。 在计算

\bar{R}_{12} 和 \bar{t}_{21} 时,要计算海水的介电常数(其公式见附录 B)。用辐射传输方程的特征值解法^[1,2], 求解方程(4)和边界条件(6), 得到辐射亮度温度。改变数值求解中参数的选取, 可以得到辐射亮度温度对参数变化的灵敏度。

我们在图 4 中给出了 1.4, 3.09 和 5.4 GHz, 视角为 0° 时, 海冰辐射亮度温度和海冰层厚度的关系。实线为辐射传输方程的理论结果, 离散的点为各频段的实验数据, 这些数据是我们于 1989 年 1 月在渤海海面上遥感实测的数值。实验中所测得的参数都列在图的标题下。可以看到, 随着冰层厚度 d 的增加, 辐射亮度温度增加。这是由于海冰比起海水来有很高的热发射率。在厚度 d 达到一定程度时, 辐射亮度温度将趋于饱和。尤其对于较高的

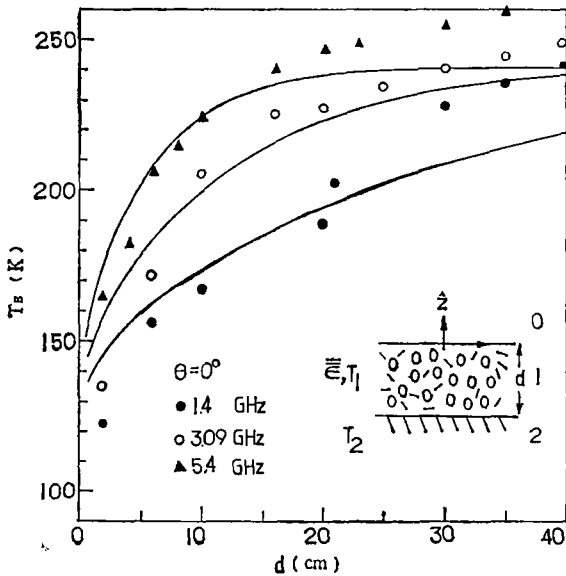


图 4 海冰的辐射亮度温度和海冰层厚度的关系

频率 1.4, 3.09, 5.4 GHz; $\theta = 0^\circ$, $S_i = 10\%$, $T_1 = 268\text{K}$, $T_2 = 271\text{K}$; $\rho = 0.859\text{g/cm}^3$; $l_{a,2} = 0.2\text{cm}$ $l_{a,1} = 0.05\text{cm}$, $f_a = 0.1$

Fig. 4 Brightness temperature of sea ice vs. thickness

频率, 渗透深度减小, 而散射效应相应增加, 海冰与海水的界面反射得到了遮蔽。海冰中含盐量 S_i 会明显改变海冰平均有效介电常数的虚部, 因此会明显影响渗透深度, 尤其对于较高的频率。图 4 中 5.4 GHz 的实验数据在 $d > 20\text{cm}$ 时仍有上升趋势, 似与理论计算结果有较明显的区别, 很可能是由于海冰表层的物理结构(比如空气泡含量增加, 界面粗糙, 含盐量 S_i 变小, 等等)和参数值与我们对多频段不同时刻实测辐射时选取的一致数值会有所不同。而表层结构在高频时影响更为明显。测量更多的参数数据, 包括海冰结构垂直廓线分布, 并得到更多的多频段热辐射数据是我们今后进一步要做的工作。

我们在图 5 中给出了 3.09 GHz 不同厚度的海冰的辐射亮度温度和视角 θ 的关系。

在多年冰中含盐量 S_i 降至 1% , 而空气泡的占空比可增至 20% 之多, 多次散射的效应是明显的。而对于一年冰, $S_i \leq 5\%$, 空气泡的占空比很小, 约 $1-2\%$ 。因此, 一年冰的散射效应可以忽略。图 6 给出了多年冰和一年冰的辐射亮度温度与视角 θ 的关系, 以

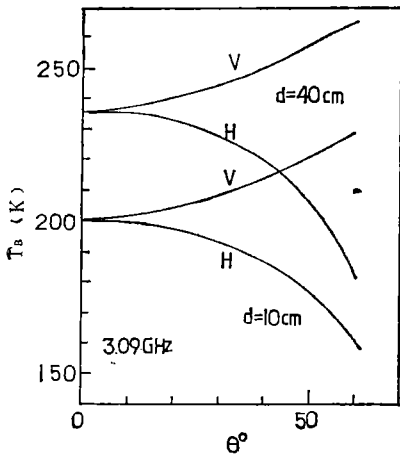


图 5 3.09 GHz 辐射亮度温度和视角的关系

$d = 10\text{cm}$ 和 $d = 40\text{cm}$, 3.09 GHz; 其余参数与图 4 相同.

Fig. 5 Brightness Temperature vs. observation angle at 3.09 GHz

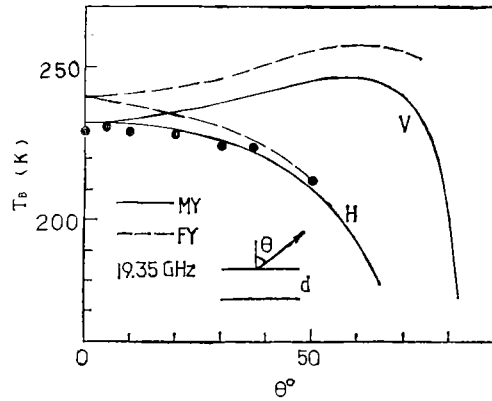


图 6 19.35 GHz 多年冰 (My) 和一年冰 (Fy) 辐射亮度温度与视角的关系

$T_1 = 260\text{K}$, $T_2 = 270\text{K}$; My: $d = 100\text{cm}$, $S_i = 1\%$, $f_a = 0.25$; Fy: $d = 50\text{cm}$, $S_i = 5\%$.

Fig. 6 Brightness Temperature of My and Fy sea ice vs observation angle at 19.35

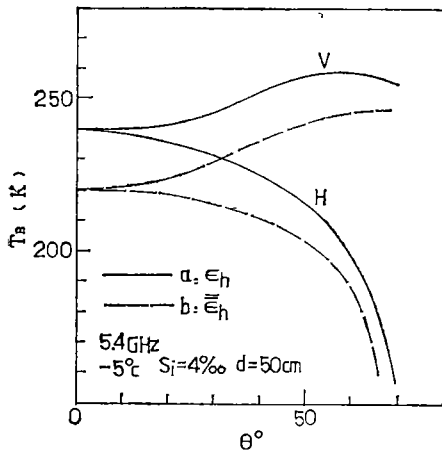


图 7 5.4 GHz 辐射亮度温度和视角的关系

实线为海冰中盐溶液杂质随机均匀取向; 虚线为盐溶液杂质一致垂直取向, 且 $l_{bz} = 0.05\text{cm}$

Fig. 7 Brightness temperature vs observation angle at 5.4 GHz

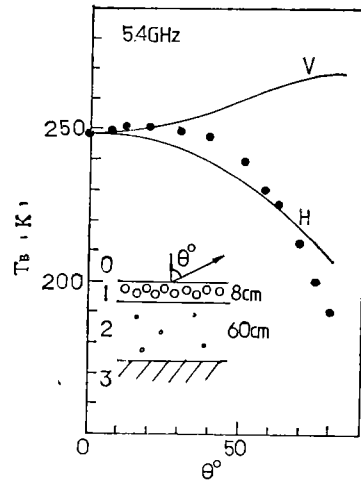


图 8 5.4 GHz 雪覆盖湖冰辐射亮度温度和视角关系

$T_1 = 267\text{K}$, $T_2 = 270\text{K}$, $T_3 = 273\text{K}$; $f_c = 0.25$, $l_z = 0.06\text{cm}$, $l_L = 0.03\text{cm}$.

Fig. 8 Brightness temperature vs observation angle at 5.4 GHz

及与多年冰水平极化实验数据^[8]的比较。一年冰的介电常数的虚部远高于多年冰, 它的辐射亮度温度也明显高于多年冰。

海冰中盐溶液杂质的空间取向明显地影响了海冰的介电常数张量。在图 7 中实线是

盐溶液杂质随机均匀取向时海冰的辐射亮度温度；虚线是盐溶液杂质一致垂直取向时海冰的辐射亮度温度。可以看出，杂质的一致垂直取向使得有效的平均介电常数张量具有较大的 ϵ_x 成分，增强了后向散射，而遮蔽了热辐射，降低了辐射亮度温度。

在海冰的表面常有积雪层存在。这样，积雪层和冰层两个区域有两个各自的辐射传输方程和 4 个耦合的边界条件^[9]。对于一年冰，只要忽略散射，则可以将一年冰近似地看成均匀的介质，这样只须求解积雪层的一个辐射传输方程。在雪层和冰层的界面 $z = -d_1$ 处的边界条件须写为

$$\begin{aligned} \bar{I}(\theta, z = -d_1) &= \bar{R}(\theta) \cdot \bar{I}(\pi - \theta, z = -d_1) + \bar{i}(\theta) \cdot C\bar{T}_2 \\ &+ \bar{i}_{23}(\theta_2) \cdot \bar{i}(\theta) \cdot C\bar{T}_3 e^{-2\alpha_{23}d_2 \sec\theta_2} \end{aligned} \quad (7)$$

其中 T_2, T_3 分别为冰层和海水的温度； $\bar{i}_{23}(\theta_2)$ 为界面 $z = -d_2$ 处的透射率， θ_2 和 θ 满足 Snell 关系。而 \bar{R} 和 \bar{i} 分别是多层介质在 $z = -d_1$ 处的反射率和透射率， $\bar{i} = 1 - \bar{R}$ 。 \bar{R} 的对角元素可写为

$$R_\alpha(\theta) = \left| \frac{\Gamma_{12\alpha}(\theta) + \Gamma_{12\alpha}(\theta)\Gamma_{23\alpha}(\theta_2)e^{i2k_{1z}d_2 \sec\theta_2}}{1 + \Gamma_{12\alpha}(\theta)\Gamma_{23\alpha}(\theta_2)e^{i2k_{1z}d_2 \sec\theta_2}} \right|^2 \quad (8)$$

其中 $\alpha = v, h$ ； $\Gamma_{12\alpha}, \Gamma_{23\alpha}$ 分别为界面 $z = -d_1, -d_2$ 处 α 极化 (v, h) 的反射系数。我们在图 8 中给出了用 5.4 GHz 微波辐射计在长春南湖测得的积雪覆盖湖冰层的辐射亮度温度的例子。积雪层看成是由冰粒子 (占空比 25%) 和空气背景组成的随机介质。湖冰为均匀介质，介电常数为 $(5 + i)\epsilon_0$ ；湖冰的介电常数由 Debye 公式计算。数值计算结果 (图中实线) 与实验数据进行了比较，二者趋势一致。数值上的差异很可能是由于我们未能记录下充分的现场参数实测数据所致，因此，在小角度观察时，可能有些误差。

四、结 论

本文陈述了由长春地理所研制的多频段微波辐射计遥感海冰辐射亮度温度的一些实验结果。提出了海冰的物理模型为一层介电强起伏的各向异性的随机介质，利用我们近来发展的强起伏随机介质的辐射传输理论及其数值计算方法，计算了各频段的海冰辐射亮度温度。得到了辐射亮度温度与海冰层厚度、含盐量、温度、空气泡占空比和盐溶液杂质的空间分布等，以及与频率、视角、极化等参数之间的对应函数关系。数值计算与海冰的遥感实验测量取得了很好的一致。通过辐射亮度温度和各参数之间定量函数关系的分析以及和实验数据的比较，提供了海冰热辐射遥感的一个完善的模式和数值模拟方法。

参 考 文 献

- [1] 金亚秋, 中国科学(A), (5), 535, 1990.
- [2] 曾 亮, 金亚秋, 物理学进展, (10), 57, 1990.
- [3] F. T. Ulaby, R. K. Moore, and A. K. Fung, "Microwave Remote Sensing", Vol. 3, Artech House, 1986.
- [4] A. Stogryn and G. J. Desargant, IEEE Trans. Ant. & Propag., AP-33, 523, 1985.
- [5] M. R. Vant, et al., J. Appl. Phys., 49, 1264, 1978.
- [6] M. R. Vant, et al., J. Appl. Phys., 45, 4712, 1974.
- [7] F. Vallese and J. A. Kong, J. Appl. Phys., 52, 4921, 1981.
- [8] R. N. Colwell Ed. in-Chief, "Manual of Remote Sensing", Vol. 1, American Society of Photogrammetry, 1983.
- [9] Y. Q. Jin and R. G. Isaacs, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 37, 461, 1987.

附录 A 海冰中盐溶液的相对介电常数 ϵ_b 由海冰含盐量 S_i (‰) 和温度 T (°C) 确定

$$\epsilon'_b = 4.9 + \frac{\epsilon_{b0} - 4.9}{1 + (2\pi f\tau_b)^2},$$

$$\epsilon''_b = (2\pi f\tau_b) \frac{\epsilon_{b0} - 4.9}{1 + (2\pi f\tau_b)^2} + \frac{\sigma_b}{2\pi f\epsilon_0},$$

其中 $\epsilon_{b0} = a_1\epsilon_{b0}^0$, $\tau_b = b_1\tau_b^0$, $\sigma_b = c_1\sigma_b^0$,

$$\epsilon_{b0}^0 = 88.045 - 0.4147T + 6.295 \times 10^{-4}T^2 + 1.075 \times 10^{-5}T^3,$$

$$\tau_b^0 = \frac{1}{2\pi} (1.1109 \times 10^{-10} - 3.824 \times 10^{-12}T + 6.938 \times 10^{-14}T^2 - 5.096 \times 10^{-16}T^3),$$

$$\sigma_b^0 = N_b(10.39 - 2.378N_b + 0.683N_b^2 - 0.135N_b^3 + 1.01 \times 10^{-2}N_b^4),$$

$$a_1 = 1.0 - 0.255N_b + 5.15 \times 10^{-2}N_b^2 - 6.89 \times 10^{-3}N_b^3,$$

$$b_1 = 1.0 + 0.146 \times 10^{-2}TN_b - 4.89 \times 10^{-2}N_b - 2.97 \times 10^{-2}N_b^2 + 5.64 \times 10^{-3}N_b^3,$$

$$c_1 = 1.0 - 1.96 \times 10^{-2}\Delta + 8.08 \times 10^{-5}\Delta^2 - N_b\Delta[3.2 \times 10^{-5} + 3.92 \times 10^{-5}\Delta + N_b(1.72 \times 10^{-5} - 6.58 \times 10^{-6}\Delta)],$$

$$N_b = 0.9141S_b[1.707 \times 10^{-2} + 1.205 \times 10^{-5}S_b + 4.058 \times 10^{-9}S_b^2],$$

$$\Delta = 25 - T,$$

$$S_b = 1.725 - 18.756T - 0.3964T^2 \quad -8.2 \leq T \leq -2^\circ\text{C},$$

$$S_b = 57.041 - 9.929T - 0.16204T^2 - 0.002396T^3$$

$$-22.9 \leq T \leq -8.2^\circ\text{C},$$

$$S_b = 242.94 + 1.5299T + 0.0429T^2 \quad -36.8 \leq T \leq -22.9^\circ\text{C},$$

$$S_b = 508.18 + 14.535T + 0.2018T^2 \quad -43.2 \leq T \leq -36.8^\circ\text{C},$$

$$f_b = 10^{-3}S_i \left(-\frac{52.56}{T} - 2.28 \right) \quad -0.5 \geq T \geq -2.06^\circ\text{C},$$

$$f_b = 10^{-3}S_i \left(-\frac{45.917}{T} + 0.93 \right) \quad -2.06 \geq T \geq -8.2^\circ\text{C},$$

$$f_b = 10^{-3}S_i \left(-\frac{43.795}{T} + 1.189 \right) \quad -8.2 \geq T \geq -22.9^\circ\text{C}.$$

$$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-2} \text{ (F/m)}$$

频率 f (Hz)

附录 B 海水的相对介电常数 ϵ_{sw} 由海水含盐量 S_{sw} (‰) 和温度 T (°C) 确定

$$\epsilon'_{sw} = 4.9 + \frac{\epsilon_{sw0} - 4.9}{1 + (2\pi f\tau_{sw})^2},$$

$$\epsilon''_{sw} = 2\pi f\tau_{sw} \frac{\epsilon_{sw0} - 4.9}{1 + (2\pi f\tau_{sw})^2} + \frac{\sigma_{sw}}{2\pi f\epsilon_0},$$

其中 $\varepsilon_{i,w0} = a\varepsilon_{i,w0}^0$, $\tau_{i,w} = b\tau_{i,w}^0$,

$$a = 1.0 + 1.613 \times 10^{-5}TS_{i,w} - 3.656 \times 10^{-3}S_{i,w} \\ + 3.21 \times 10^{-5}S_{i,w}^2 - 4.232 \times 10^{-7}S_{i,w}^3,$$

$$b = 1.0 + 2.282 \times 10^{-5}TS_{i,w} - 7.638 \times 10^{-4}S_{i,w} \\ - 7.76 \times 10^{-6}S_{i,w}^2 + 1.105 \times 10^{-8}S_{i,w}^3,$$

$$\varepsilon_{i,w0}^0 = 87.134 - 1.949 \times 10^{-1}T - 1.276 \times 10^{-2}T^2 + 2.491 \times 10^{-4}T^3,$$

$\tau_{i,w}^0$ 与附录 A 中 τ_b^0 相同,

$$\sigma_i = \sigma_0 e^{-\phi}$$

$$\sigma_0 = S_{i,w}(0.18252 - 1.4619 \times 10^{-3}S_{i,w} + 2.093 \times 10^{-5}S_{i,w}^2 \\ - 1.282 \times 10^{-7}S_{i,w}^3),$$

$$\phi = \Delta[2.033 \times 10^{-2} + 1.266 \times 10^{-4}\Delta + 2.464 \times 10^{-6}\Delta^2 \\ - S_{i,w}(1.849 \times 10^{-5} - 2.551 \times 10^{-7}\Delta + 2.551 \times 10^{-8}\Delta^2)],$$

$$\Delta = 25 - T_0.$$

Remote Sensing of Sea Ice by Multi-frequency Microwave Radiometers and Numerical Modeling of Radiative Transfer

Jin YaQiu

(Department of Electronic Engineering Fudan University, Shanghai)

Zhang Junrong Zhao Renyu

(Changchun Institute of Geography Academia Sinica, Changchun)

Abstract

Since 1987 the thermal emission from sea ice in Liao Dong and Bo Hai Bays has been measured by multi-frequency microwave radiometers designed by Changchun Institute of Geography, Academia Sinica. The relationship between dualpolarized brightness temperature and some related parameters, such as sea ice thickness, salinity, temperature, etc., has been experimentally obtained. To quantitatively understand the functional dependence of brightness temperature on those parameters and frequency, polarization, etc., we have developed a numerical modeling of radiative transfer for a layer of sea ice, which is modeled as a layer of strongly-fluctuating, anisotropic, random medium. The average dielectric permittivity of the random medium is calculated by the empirical analytic formulations. Then, the radiative transfer equation for this model is numerically solved by using the discrete-ordinate and eigenanalysis method. Numerical results are favorably compared with the experimental measurements. The functional relationship between the brightness temperature and various parameters are quantitatively discussed.

Key words Microwave thermal emission of sea ice Radiative transfer Measurements and numerical simulation