

Особенности прямого и обратного рассеяния микроволнового излучения в снеге

В.А. Голунов

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Российская Федерация, 141190 Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1
E-mail: golsnow@mail.ru

Экспериментально обнаружены сильные вариации коэффициента пропускания когерентной интенсивности теплового микроволнового излучения в образцах свежесневыпавшего и мелкозернистого снега. Наблюдаемые вариации оказались коррелированными на частотах 22.2, 30, 37.5, 60 и 94 ГГц. Установлено, что одной из причин вариаций является сильное рассеяние когерентной интенсивности вперед на крупномасштабных в сравнении с длиной волны неоднородностях плотности снега.

Strong variations in the transmittance of the coherent intensity of thermal microwave radiation from samples of fresh and fine-grained snow are experimentally detected. The observed variations were correlated at frequencies of 22.2, 30, 37.5, 60, and 94 GHz. It has been established that one of the reasons for the variations is strong forward coherent intensity scattering on large-scale snow density inhomogeneities compared to the wavelength.

Решение задач дистанционного зондирования снежного покрова актуально в связи с его важной ролью в формировании климата Земли. Базой первичных данных для восстановления параметров снежного покрова являются измеренные значения его радиояркостной температуры, которая в микроволновом диапазоне существенно определяется эффектами объемного рассеяния. Именно вследствие этого для восстановления толщины и водного эквивалента снежного покрова в настоящее время используются, как правило, два частотных канала: 18...19 ГГц и 37.5 ГГц.

Интенсивность рассеяния в однородном (однослойном) снеге зависит, в общем случае, от его влажности, соотношения длины волны λ и размера кристаллов d , а также от толщины покрова и объемной плотности снега ρ . Яркостная температура теплового излучения сухого снежного покрова вследствие объемного рассеяния уменьшается, и тем сильнее, чем больше толщина покрова h и отношение параметра d/λ . Максимальный эффект объемного рассеяния возможен только в случае сухого (не тающего) снежного покрова, что обусловлено слабыми тепловыми потерями в кристаллах льда (мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости льда в диапазоне длин волн 0.3...2 см составляет $10^{-2}...10^{-3}$ [1]).

Несмотря на огромное количество выполненных исследований, посвященных восстановлению высоты и водного эквивалента снега, решение этой научно-прикладной задачи пока не имеет завершеного решения. Одна из основных причин заключается в недостаточно глубоком исследовании закономерностей рассеяния и излучения в плотных случайных дискретных средах как в теоретическом, так и экспериментальном планах. Разработанные к настоящему времени теоретические методы позволяют описывать распространение электромагнитных волн в плотных случайных дискретных средах лишь в длинноволновом ($d/\lambda \gg 1$) и коротковолновом ($d/\lambda \ll 1$) случаях. В длинноволновом случае эффект объемного рассеяния (т.е. снижение яркостной температуры) в сухом снеге оказывается настолько слабым, что почти не имеет практического значения для дистанционного зондирования.

Ввиду крайне ограниченных возможностей применения к описанию рассеяния микроволнового излучения в снеге строгих теоретических методов, широко применяются различные модели излучения, основанные на эмпирических данных [2-5]. Развитие этих моделей возможно за счет накопления экспериментально вскрытых закономерностей теплового излучения снежного покрова.

Цель данной работы – на основе экспериментальных данных выявить особенности влияния интенсивности прямого и обратного рассеяния на излучательные свойства сухого снежного покрова.

Экспериментальное исследование выполнено на частотах 22.5, 37.5, 60 и 94ГГц. С помощью измерительного стенда, описанного в [6,7], измерялись три основные величины, характеризующие прохождение падающего излучения через рассеивающий слой: коэффициент пропускания когерентной интенсивности и полные коэффициенты отражения и пропускания. Экспериментальные данные анализировались с помощью полуэмпирической модели FIRE [2], которая, в отличие от широко применяемых моделей MMLS [3] и HUT [4], позволяет оценивать коэффициенты прямого и обратного рассеяния.

Модель основана на представлениях переноса излучения и следующих положениях:

- падающая плоская волна внутри слоя ослабляется экспоненциально:

$$t_k = \exp(-k_e h), \quad (1)$$

где $k_e = k_a + k_s = k_a + a + b$ - коэффициент экстинкции, k_a , a и b - соответственно коэффициент поглощения, коэффициенты рассеяния в верхнюю и нижнюю полусферы;

- длина экстинкции $l = 1/k_e \gg d$, где d - характерный размер частиц;

- интенсивности диффузных излучений, возникающих при рассеянии плоской волны, ослабляются тоже экспоненциально, но с коэффициентом ослабления

$$\alpha = \sqrt{k_a(k_a + 2b)}; \quad (2)$$

- коэффициенты k_e , k_a , a , b , α и b не зависят от толщины слоя;

- плоская волна при рассеянии на каждом слое толщиной dz порождает диффузные потоки с интенсивностями $dI_1 \sim adz$ и $dI_2 \sim b dz$, которые распространяются соответственно в переднем и заднем полупространствах, ослабляются экспоненциально и выходят из слоя;

- из-за рассеяния прямого потока dI_1 на других слоях dz возникают вторичные диффузные потоки, распространяющиеся в обратном направлении с интенсивностью $dI_{12} \sim dI_1 b dz$.

Таким образом, модель учитывает однократно рассеянные и частично двукратно рассеянные потоки.

В результате сложения соответствующих потоков получим следующие соотношения для полных коэффициентов отражения R и пропускания t :

$$R(h) = R_{coh}(h) + R_{nc}(h) = (1-A)B \left[1 - e^{-(k_e + \alpha)h} \right] + (Ab / 2\alpha) \left[1 - e^{-2ah} \right], \quad (3)$$

$$t(h) = e^{-k_e h} + A(e^{-\alpha h} - e^{-k_e h}) \quad (4)$$

В приближении отсутствия отражения границами слоя соотношения (3) и (4) функционально не противоречат результатам численного решения уравнения переноса

излучения и, что важно, позволяют на основе экспериментальных данных получать приемлемые оценки величин a и b [2]. Кроме того, несмотря на то, что эти соотношения аналитически существенно отличаются от соответствующих соотношений двухпотоковой теории Кубелки-Мунка, применительно к снегу обе модели приводят к совпадающим количественным результатам [8] при практически одних и тех же значениях коэффициентов поглощения k_a и обратного рассеяния b .

Заметим, что производная полного коэффициента пропускания (4) при $h = 0$:

$$t'(h=0) = -(k+b) \quad (5)$$

Тогда при $h \rightarrow 0$ из (4) и (5) следует

$$t(h) = \exp[-(k+b)h] \quad (6)$$

Это означает, что если полный коэффициент пропускания рассеивающего слоя является экспоненциальной функцией, то он однозначно определяется соотношением (6). Кроме того, нетрудно убедиться, что соотношения (4) и (6) тождественны друг другу, если:

$$\alpha = k + b \quad (7)$$

В этом случае $A=1$, а соотношение (3) преобразуется к виду:

$$R(h) = \frac{b}{2(k+b)} [1 - e^{-2(k+b)h}], \quad (8)$$

что, в свою очередь, можно представить в следующем виде:

$$R(h) = R_0 [1 - e^{-2(k+b)h}], \quad (9)$$

где

$$R_0 = \frac{b}{2(k+b)} \quad (10)$$

- коэффициент отражения полубесконечного слоя.

Границы применимости (6) и (9) определяются условием выполнения равенства

$$\alpha = \sqrt{k_a(k_a + 2b)} \approx k_a + b \quad (11)$$

Это условие следующее:

$$(k_a + b)^2 \gg b^2 \text{ или } k_a > 2b \quad (12)$$

При выполнении условия (12) из (10) следует

$$R_0 < 0.15 \quad (13)$$

Обработка экспериментальных данных показала, что на интенсивность рассеяния микроволнового излучения в свежеснежившем и мелкозернистом снеге достаточно сильное влияние могут оказывать не только кластеры частиц льда [9,10], но и более крупномасштабные неоднородности. При рассеянии когерентной интенсивности на крупномасштабных неоднородностях рассеяние вперед доминирует над обратным рассеянием. Это следует из теории [11] и подтверждается полученными экспериментальными данными. Так, например, на рисунке показаны графики экспериментальных и аппроксимационных зависимостей полных коэффициентов отражения, пропускания и коэффициента пропускания когерентной интенсивности от толщины слоя снега с ненарушенной (т.е. самосформировавшейся) и нарушенной структурами свежеснежившего снега с звездообразными снежинками. Нарушение структуры производилось перемешиванием снега тростью. Измерения выполнены на частоте 22.2 ГГц. На рисунке показаны также значения объемной плотности снега ρ , усредненные по объему снега для каждого образца при соответствующей ему толщине. Аппроксимационные значения модельных величин приведены в таблице.

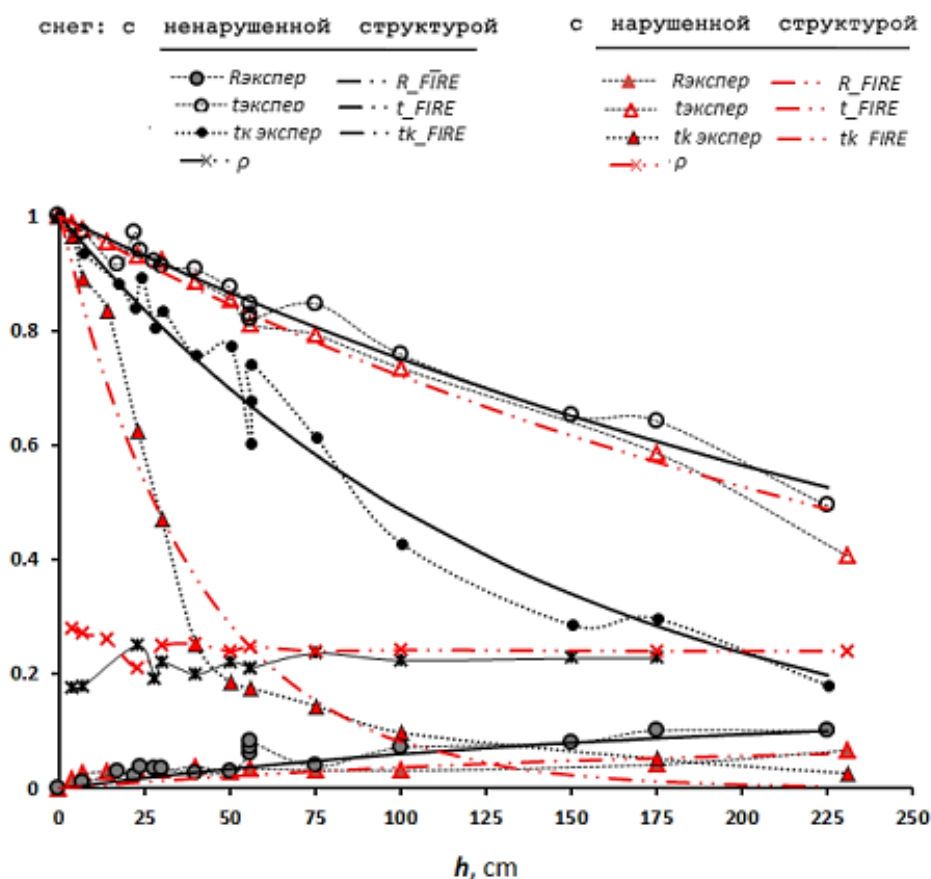


Рис. Измеренные и модельные зависимости полных коэффициентов отражения R , пропускания t и коэффициента пропускания когерентной интенсивности t_k от слоя свежеснежившего снега с ненарушенной и нарушенной структурами. Частота излучения 22.2 ГГц, объемная плотность снега ρ .

Таблица. Аппроксимационные значения модельных величин.

| структура | $k_a, \text{см}^{-1}$ | $b, \text{см}^{-1}$ | $\alpha, \text{см}^{-1}$ | $k_e, \text{см}^{-1}$ | a/b | R_0 |
|--------------|-----------------------|---------------------|--------------------------|-----------------------|-------|-------|
| ненарушенная | 0.002 | 0.0008 | 0.0028 | 0.0072 | 5.45 | 0.14 |
| нарушенная | 0.0026 | 0.0005 | 0.0031 | 0.025 | 42.5 | 0.08 |

Наблюдаемые вариации коэффициентов пропускания от образца к образцу одного и того же снега коррелированным образом проявляются на частотах 22.2, 31 и 37.5 ГГц и связаны с особенностями рассеяния, а не с ошибками измерений. Грубо оцененная абсолютная погрешность измерений исследуемых коэффициентов составляет не более 0.04.

Из анализа данных, показанных на рисунке и приведенных в таблице, следует, что нарушение структуры снега слабо изменило полный коэффициент пропускания, но привело к существенному увеличению коэффициента экстинкции, в основном, за счет усиления рассеяния вперед. Последнее означает, что в снеге с нарушенной структурой образовались крупномасштабные неоднородности плотности. Как следует из соотношений модели FIRE (6) и (9) в приближении (12), при любом значении коэффициента рассеяния вперед a коэффициент $A=1$, поэтому полные коэффициенты отражения и пропускания не зависят от коэффициента a , если, конечно, не нарушается механизм обратного рассеяния. Например, в рассматриваемом случае наблюдается заметное уменьшение коэффициента обратного рассеяния в снеге с нарушенной структурой. Это также связано с образованием крупномасштабных неоднородностей плотности снега, но почти не связано с рассеянием на этих неоднородностях. Причина в том, что обратное рассеяние на частоте 22.2 ГГц обусловлено кластерами мелких частиц льда, образующих структуру снега [9,10]. Размеры кластеров соизмеримы с длиной волны. При уплотнении снега влияние кластеров ослабляется. В рассматриваемом случае нарушение структуры снега привело к двойному механизму уплотнения кластеров: с одной стороны, увеличилось среднее значение объемной плотности снега в образцах, с другой стороны, кластеры оказались внутри крупномасштабных неоднородностей, плотность которых заведомо выше среднего значения.

Отсюда следует важный вывод, что, поскольку коэффициент экстинкции k_e линейным образом зависит от коэффициента рассеяния вперед, то одним и тем же значениям полных коэффициентов отражения R и пропускания t свежевыпавшего и мелкозернистого снега может соответствовать множество значений коэффициента экстинкции. В таком случае не корректно опираться на результаты измерения коэффициента экстинкции, как, например, это осуществлено при разработке модели HUT [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-05-00427).

Литература

1. Голунов В.А., Коротков В.А., Сухонин Е.В. Эффекты рассеяния при излучении миллиметровых волн атмосферой и снежным покровом. // Итоги науки и техники, сер. Радиотехника, т.41. М., ВИНТИ, 1990. С.68-136.
2. Голунов В. А., Коротков В. А., Соколов А. В. // Электромагнитные волны и электронные системы. 1997. Т. 2. № 1. С. 39.
3. Wiesman A., Mätzler C. // Remote Sens. of Environment. 1999. Vol. 70. P. 307-316.
4. Pulliainen J.T., Grandell J., Hallikainen M.T. // IEEE Trans. 1999. V. GE-37. №. 3. P.1378.
5. Picard G., Brucker L., Roy A., Dupont F., Fily M., Royer A., Harlow C. // Geosci. Model Dev. 2013. V. 6. Issue 4. P. 1061.
6. Golunov V. A., Varabanenkov Yu.N. // Proc. Progress in Electromagnetics Research Symp. Moscow, Russia, August 19-23. Cambridge: Electromagnetic Academy, 2012. P.1416.
7. Голунов В. А. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. № 10. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/oct18/15/text.pdf>
8. Голунов В.А., Кузьмин А.В., Скулачев Д.П., Хохлов Г.И. // Радиотехника и электроника. 2017. Т.62. №9. С. 857-865.

9. Голунов В. А., Хохлов Г. И. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №9. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/sep17/6/text.pdf>.
10. Голунов В.А., Маречек С.В., Хохлов Г.И. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. №6. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jun18/2/text.pdf>.
11. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2 – Случайные поля. М.: Наука, 1978.