

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 535.36;621.396.11

РАССЕЯНИЕ ТЕПЛООВОГО МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ ПЛОТНОСТИ
СВЕЖЕВЫПАВШЕГО И МЕЛКОЗЕРНИСТОГО СНЕГА

© 2019 г. 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

Поступила в редакцию 26.12.2018 г.

После доработки 14.01.2019 г.

Принята к публикации 25.01.2019 г.

Экспериментально обнаружены сильные вариации коэффициента пропускания когерентной интенсивности теплового микроволнового излучения в образцах свежеснежного и мелкозернистого снега, коррелированные 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.

DOI: 10.1134/S0033849419090092

ВВЕДЕНИЕ

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. Нелинейные зависимости радиояркостной температуры сухого снега от его толщины, размеров частиц льда, а также слоистость покрова диктуют необходимость разработки алгоритмов восстановления его параметров с использованием данных зондирования на нескольких частотах. Для восстановления толщины и водного эквивалента снежного покрова в настоящее время используются, как правило, два частотных канала: 18...19 и 37.5 ГГц.

Ввиду крайне ограниченных возможностей применения к описанию рассеяния микроволнового излучения в снеге строгих теоретических методов, широко применяются различные модели излучения, основанные на эмпирических данных [1–7]. Подавляющее количество опубликованных работ связано с интерпретацией результатов измерений радиояркостной температуры слоистого покрова, полученных при зондировании как с бортовых носителей, так и с наземных комплексов. Основная цель этих измерений – оценка применимости разработанных моделей излучения с привлечением эмпирических частотных зависимостей коэффициентов поглощения и рассеяния к расчету радиояркостной температу-

ры слоистого снежного покрова (см., например, [8–11]).

Развитие этих моделей возможно за счет накопления экспериментально обнаруженных спектральных закономерностей теплового излучения снежного покрова и снежоподобных сред. Требуемые частотные зависимости можно получить только при исследовании излучательных характеристик однослойного снега при различных параметрах его структуры. Очевидно, что это можно осуществить только с помощью наземных комплексов и с разделением слоистого снега на отдельные слои. К сожалению, работ, посвященных подобным исследованиям, крайне мало. Закономерно, что вследствие ограниченного объема эмпирических данных, полученных для однослойного снега с различными структурами, разработанные модели, как показано, например, в [6], не могут достаточно точно воспроизводить радиояркостные температуры реального снежного покрова.

Цель данной работы – исследовать влияние неоднородностей плотности сухого свежеснежного и мелкозернистого снега на рассеяние микроволнового излучения. Эти два вида снега являются наиболее распространенными компонентами снежного покрова, особенно на стадии его формирования. Свежеснежный снег, образуя верхний слой снежного покрова, определяет граничные условия для распространения электромагнитных волн. В связи с этим характеристики ослабления, рассеяния и поглощения электромагнитных волн в свежеснежном снеге, как пра-

Таблица 1. Технические параметры радиометров

Центральная частота, ГГц	Ширина полосы частот, ГГц	Чувствительность при постоянной времени 1 с, К
22.2	0.8	0.5
30	6	0.025
37.5	1.6	0.2
60	4	0.05
90	4	0.1

вило, востребованы при решении различных задач активного и пассивного зондирования земной поверхности.

Вследствие различных метеоусловий выпадения осадков свежеснежный снег может иметь значения плотности в широком интервале: 0.01...0.39 г/см³ [14]. Благодаря такому широкому интервалу плотности и разнообразию размеров и форм снежинок свежеснежный снег отличается от зернистого снега существенно расширенным набором возможных пространственных распределений (упаковок) рассеивающих частиц.

При переходе вследствие метаморфизма свежеснежного снега в стадию мелкозернистого снега количество вариантов возможных упаковок частиц сокращается, но по-прежнему заметно шире, чем в случае средне- и крупнозернистого снега. Это обусловлено тем, что нижняя граница плотности снега определяется размером частиц: чем крупнее частицы, тем выше нижняя граница плотности [12].

Из-за малых в сравнении с длиной волны размеров частиц свежеснежный и мелкозернистый снег являются наиболее слабо рассеивающими и, соответственно, радиопрозрачными в микроволновом диапазоне. Для изучения эффектов многократного рассеяния требуется, как правило, вырезать из снежного покрова несколько слоев снега с одинаковыми структурами и сложить их в стопу. Таким образом было, например, экспериментально обнаружено рассеяние микроволнового излучения на кластерах частиц свежеснежного и мелкозернистого снега [13–15] (до этого рассеяние на кластерах зернистого снега было предсказано теоретически [16]). При экспериментальном исследовании в ряде случаев были замечены сильные вариации ослабления когерентной интенсивности, не связанные с рассеянием на кластерах. Далее рассмотрим источники этих вариаций.

1. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

При распространении в рассеивающей среде падающая волна, как известно, ослабляется за счет поглощения и рассеяния в переднюю и заднюю полусферы. Следовательно, особую ценность представляют эксперименты, в которых измеряются, как минимум, три основные величины, характеризующие рассеивающие свойства слоя исследуемой среды: полные коэффициенты отражения R , пропускания t и коэффициент пропускания когерентной интенсивности (падающей плоской волны) t_c . Для реализации таких измерений на частотах 22.2, 37.5, 60 и 94 ГГц, как и в предыдущих работах [13–15], были использованы стендовая установка и методика, описанные в [17, 18].

Коэффициент пропускания когерентной интенсивности измеряли с помощью радиометров и теплового излучения черного тела с угловым размером 11°. Этот метод обеспечивает более надежные результаты измерений в сравнении с измерениями, в которых использовали монохроматические генераторы (см., например, [19]), поскольку в нем реализуется одновременно частотное (за счет широкой полосы радиометров) и пространственное (за счет углового размера теплового источника) усреднение когерентного поля. Технические параметры радиометров приведены в таблице 1.

Результаты измерений указанных выше основных величин в сочетании с применением модельных соотношений позволяют детально выявить особенности рассеяния микроволнового излучения в прямом и обратном направлениях.

Образцы самосформировавшихся структур снега аккуратно изымали из выбранного слоя снежного покрова и укладывали друг на друга в стопу до достижения требуемой толщины. Основания изъятых образцов были больше основания металлических цилиндрических контейнеров для снега, которые использовали при измерениях. Контейнеры заполняли снегом путем «винчивания» цилиндров в толщу сформированной стопы. Лишний снег затем удаляли, а в основания цилиндров вставляли пенопластовые пластины толщиной 0.005 м. Использовали набор цилиндров длиной 0.02...1 м при диаметре 0.2 м. Для стабилизации термодинамической температуры образцов снега в процессе измерений, проводимых в охлажденном помещении, устанавливали теплоизоляционное покрытие на внешние поверхности измерительных цилиндров.

При измерениях использовали четыре черных тела с различной температурой: первое находилось в термодинамическом равновесии с лабораторным помещением, второе — с исследуемым снегом, третье и четвертое — с жидким азотом [18]. Одно из черных тел, охлаждаемых жидким азотом, служило источником подсветки при из-

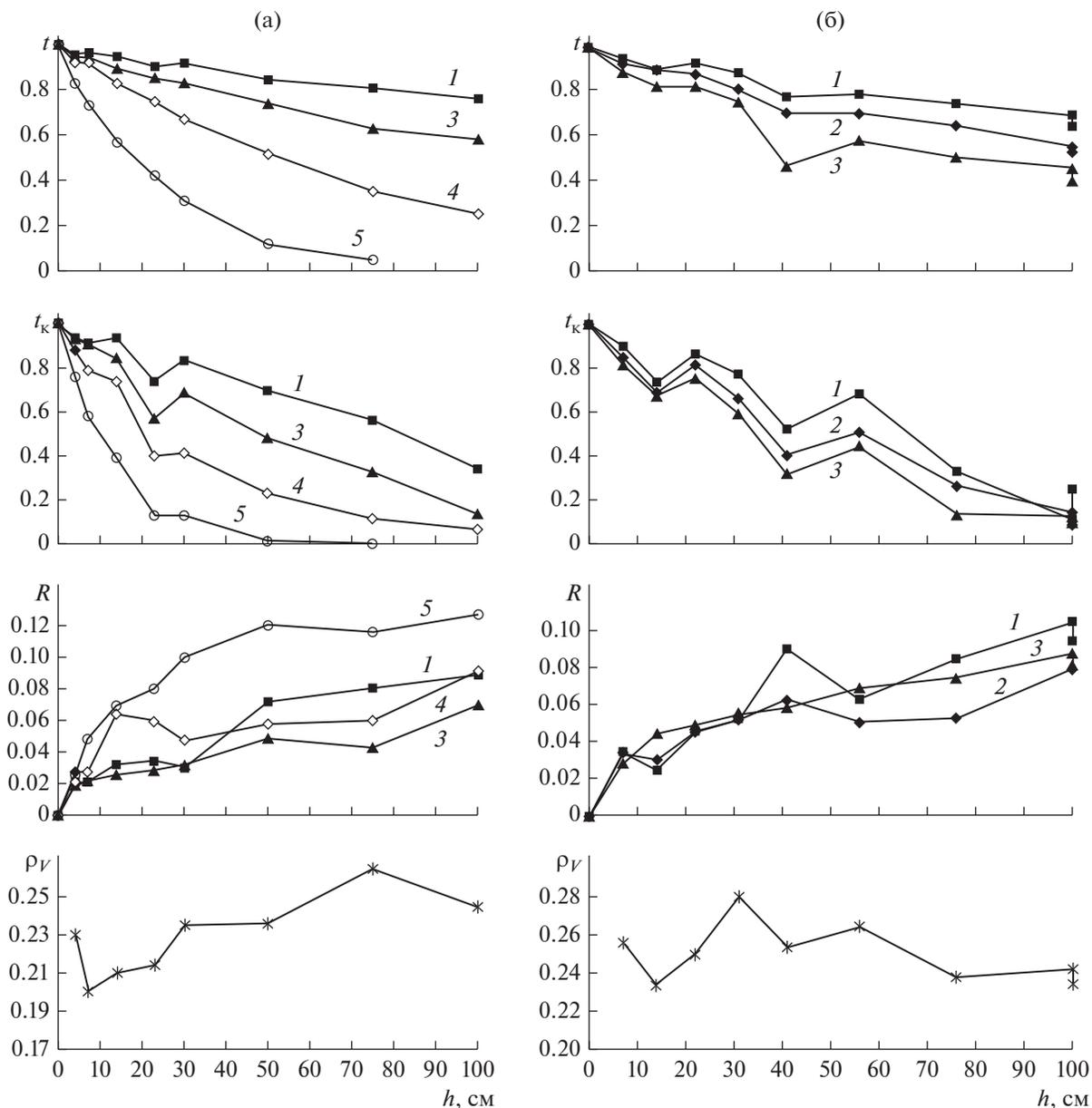


Рис. 1. Экспериментальные зависимости полных коэффициентов пропускания t , отражения R , пропускания когерентной интенсивности t_k на частотах 22.2 (1), 30 (2), 37.5 (3), 60 (4) и 94 ГГц (5) и объемной плотности ρ_V от толщины образцов сухого свежевыпавшего (а) и мелкозернистого (б) снега.

мерениях коэффициента отражения, а другое – при измерениях коэффициентов пропускания.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 1а, 1б представлены зависимости полных коэффициентов отражения, пропускания и коэффициента пропускания когерентной интенсивности на частотах 22.2, 37.5, 60 и 94 ГГц от толщины образцов сухого свежевыпавшего (а) и мелкозернистого (б) снега, а также графики средних значений объемной плотности исследованных

образцов. Объемная плотность снега рассчитывалась по формуле

$$\rho_V = m/\rho_L V,$$

где m – масса снега в контейнере, V – объем контейнера, ρ_L – плотность льда.

Данные получены для свежевыпавшего снега со звездообразными снежинками при термодинамической температуре -3°C (см. рис. 1а) и для мелкозернистого снега с размерами частиц до 1 мм при температуре -7°C (см. рис. 1б).

Из анализа графиков следует, что, во-первых, значения рассматриваемых коэффициентов варьируют, во-вторых, особенно сильно варьируют значения коэффициентов пропускания когерентной интенсивности, в-третьих, вариации полных коэффициентов пропускания t и t_k достаточно заметно коррелированы на всех частотах. Наблюдаемые вариации могут быть обусловлены следующими факторами:

1) примесями снега из соседнего слоя покрова с отличающейся структурой,

2) неоднородным уплотнением снега по толщине при загрузке его в измерительные цилиндры,

3) случайно распределенными по объему более мелкими неоднородностями объемной плотности, возникшими как в исходном снежном покрове при его формировании, так и вследствие нарушений его структуры при загрузке.

Каждый из перечисленных факторов оказывает различное влияние на рассматриваемые коэффициенты. Примеси снега с более крупными частицами в соответствии с теорией Ми усиливают рассеяние, вследствие чего увеличивается коэффициент отражения, но уменьшаются коэффициенты пропускания. Эти два признака позволяют надежно обнаруживать на фоне свежеснежного и мелкозернистого снега примеси более крупного снега. Менее однозначно интерпретируется влияние на рассеяние объемной плотности свежеснежного снега. Это связано с кластерами частиц льда в снеге. Их влияние на рассеяние определяется как частотой излучения, так и объемной плотностью. В результате экспериментального исследования, выполненного в частотном диапазоне 22.2...94 ГГц, показано [13–15], что в свежеснежном и мелкозернистом снеге кластеры заметно влияют на рассеяние излучения с частотой 22.2 ГГц, но при уплотнении снега их влияние ослабляется. На более высоких частотах рассеяние определяется в основном характерным размером частиц и слабо зависит от плотности при $\rho_v = 0.2...0.4$ [20].

Влияние на рассеяние в снеге более крупных, чем кластеры, неоднородностей до настоящего времени практически не было исследовано. В связи с этим нами был выполнен эксперимент, в котором исследовался один и тот же свежеснежный снег, но в одном случае образцы снега были с минимальными нарушениями самосформировавшейся структуры, а в другом случае – с намеренно разрушенной структурой. Разрушение структуры осуществлялось путем перемешивания тростью исходного снега. Этот снег загружали в цилиндры через сетку с ячейками 4×4 мм. В результате такой процедуры объемная плотность снега увеличилась, но незначительно, чему способствовала частично сохранившаяся после перемешивания лучевая структура снежинок.

Экспериментальные данные на частотах 22.2, 37.5, 60 и 94 ГГц, полученные для этих двух видов снега, показаны на рис. 2а и 2б соответственно. Видно, что, как и в предыдущем случае (см. рис. 1а, 1б), коэффициенты пропускания и отражения варьируют. Кроме того, из анализа представленных данных следует, что разрушение структуры при незначительном уплотнении снега существенно повлияло только на коэффициент пропускания когерентной интенсивности. Для интерпретации этого явления далее воспользуемся модельными представлениями.

3. МОДЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ СНЕГА FIRE

К настоящему времени для расчета радиояростной температуры снега широко используются модели излучения MMLS [1] и HUT [2]. Модель MMLS разработана для слоистого снежного покрова, но в случае однослойного снега сводится к двухпотоковой теории Кубелки–Мунка. Модель HUT основана на предположении существенного доминирования прямого рассеяния над обратным.

Менее широко применяется модель FIRE [21]. Основные соотношения этой модели аналитически существенно отличаются от соответствующих соотношений теории Кубелки–Мунка, но применительно к снегу обе модели приводят к совпадающим количественным результатам [13] при практически одних и тех же значениях коэффициентов поглощения k_a и обратного рассеяния b . В отличие от теории Кубелки–Мунка модель FIRE учитывает распространение когерентной интенсивности и позволяет получать оценку соотношения интенсивностей прямого a и обратного рассеяния b . Благодаря этой особенности модели FIRE в [13] выполнен анализ основного соотношения модели HUT. Показано, что при одних и тех же значениях коэффициентов поглощения и обратного рассеяния модель HUT идентично описывает полный коэффициент пропускания $t(h)$ при $(b/k_a) < 0.5$, но полный коэффициент отражения $R(h)$ при этом имеет сильно завышенные значения.

Рассмотрим особенности модели FIRE в предположении отсутствия влияния границ раздела на излучение рассеивающего слоя толщиной h . 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;

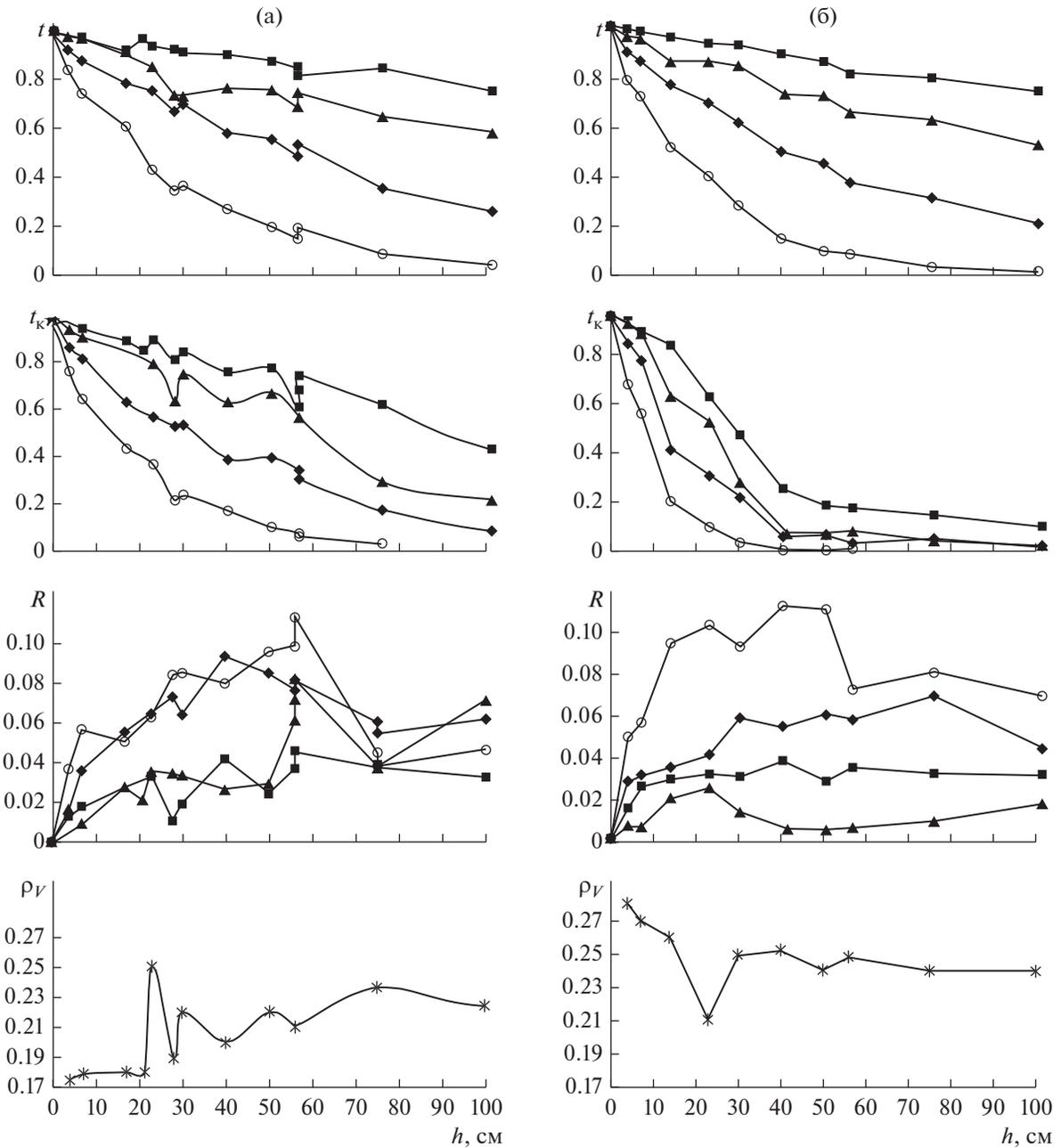


Рис. 2. Экспериментальные зависимости полных коэффициентов пропускания t , отражения R , пропускания когерентной интенсивности t_k на частотах 22.2 (1), 37.5 (2), 60 (3) и 94 ГГц (4) и объемной плотности ρ_V от толщины образцов сухого свежеснегавшего снега с ненарушенной (а) и разрушенной (б) структурами. Соответствие между символами и частотами то же, что на рис.1.

– 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.

Полный коэффициент отражения определяется суммированием по толщине слоя интенсивностей dI_2 и dI_{12} с учетом их ослабления и ослабления интенсивности “возбуждающей” их плоской волны, а интегральный коэффициент пропускания определяется аналогичным суммированием интенсивностей dI_1 и ослабленной интенсивности когерентного излучения, выходящего из слоя.

Пусть нормированная интенсивность падающей волны равна 1. Вычислим суммарную интенсивность диффузных излучений dI_2 , возникающих при обратном рассеянии плоской волны

$$R_{\text{coh}}(h) = \int_0^h dz \exp(-\alpha z) b \exp(-k_e z) = \quad (3)$$

$$= B[1 - \exp(-(k_e + \alpha)h)],$$

где $B = b/(k_e + \alpha)$.

Затем вычислим суммарную интенсивность диффузных излучений dI_1 , возникающих при рассеянии плоской волны в направлении вперед:

$$t_{\text{ncoh}}(h) = \int_0^h dz \exp[-\alpha(h-z)] a \exp(-k_e z) = \quad (4)$$

$$= A[\exp(-\alpha h) - \exp(-k_e h)],$$

где

$$A = a/(k_e - \alpha). \quad (5)$$

Тогда суммарную интенсивность вторичных излучений dI_{12} , обусловленных обратным рассеянием диффузных излучений (4), определим по формуле

$$R_{\text{ncoh}}(h) = \int_0^h dz \exp(-\alpha h) b t_{\text{ncoh}}(z) = \quad (6)$$

$$= (Ab/2\alpha)[1 - \exp(-2\alpha h)] - AR_{\text{coh}}(h).$$

Полный коэффициент отражения слоя $R(h)$ определяется суммированием (3) и (6):

$$R(h) = R_{\text{coh}}(h) + R_{\text{ncoh}}(h) = \quad (7)$$

$$= (1 - A)B[1 - \exp(-(k_e + \alpha)h)] + (Ab/2\alpha)[1 - \exp(-2\alpha h)],$$

а полный коэффициент пропускания $t(h)$ – суммированием (2) и (4):

$$t(h) = \exp(-k_e h) + A[\exp(-\alpha h) - \exp(-k_e h)]. \quad (8)$$

В приближении, когда отсутствует отражение границами слоя, соотношения (7) и (8) функционально не противоречат результатам численного решения уравнения переноса излучения и, что важно, позволяют на основе экспериментальных

данных получать приемлемые оценки величин a и b [21].

Отметим, что поскольку производная полного коэффициента пропускания (8) при $h = 0$ имеет вид

$$t'(h = 0) = -(k + b), \quad (9)$$

то при $h \rightarrow 0$ из (8) и (9) следует

$$t(h) = \exp[-(k + b)h]. \quad (10)$$

Это означает, что если полный коэффициент пропускания рассеивающего слоя является экспоненциальной функцией, то он однозначно определяется соотношением (10). Кроме того, нетрудно убедиться, что соотношения (8) и (10) тождественны друг другу, если

$$\alpha = k + b. \quad (11)$$

В этом случае $A = 1$, а соотношение (7) преобразуется к виду

$$R(h) = \frac{b}{2(k + b)}[1 - \exp[-2(k + b)h]], \quad (12)$$

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

$$R(h) = R_0[1 - \exp[-2(k + b)h]], \quad (13)$$

где

$$R_0 = b/[2(k + b)] \quad (14)$$

– коэффициент отражения полубесконечного слоя.

Границы применимости (10) и (13) при выполнении равенства

$$\alpha = \sqrt{k_a(k_a + 2b)} \approx k_a + b \quad (15)$$

определяются условием

$$(k_a + b)^2 \geq b^2 \quad \text{или} \quad k_a > 2b. \quad (16)$$

При выполнении условия (16) из (14) следует

$$R_0 < 0.15. \quad (17)$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Рассмотрим вариации значений коэффициентов α , k_e , a и b в случае снега, первичные данные для которого показаны на рис. 2. Для вычисления их значений на частотах 22.2, 37.5 и 60 ГГц используем соотношения модели FIRE (1), (13)–(15) в приближении (16), из которых следует:

$$\alpha(h) = \ln[t(h)]/h,$$

$$b(h) = \frac{2R(h)\alpha(h)}{1 - t^2(h)},$$

$$a(h) = k_e(h) - \alpha(h).$$

Заметим, что исследованные образцы снега имели с двух сторон поверхности раздела снег–воздух, при этом объемная плотность снега не превышала 0.3. Эти обстоятельства позволяют считать допустимым применение модели FIRE в приближении отсутствия границ.

Результаты вычислений показаны на рис. 3 для частот 22.2, 37.5 и 60 ГГц. Значения исследуемых коэффициентов на частоте 94 ГГц значительно выше, чем на более низких частотах, поэтому на рис. 3 не показаны.

Анализ данных, представленных на рис. 3, показывает, что вследствие нарушения структуры снега и его незначительного уплотнения только значения коэффициентов экстинкции и рассеяния вперед a сильно увеличились (более чем в два раза) на всех частотах, в то время как коэффициенты обратного рассеяния либо практически не изменились (на частоте 60 ГГц), либо даже уменьшились (на частотах 22.2 и 37.5 ГГц). При этом коэффициент ослабления α некогерентного излучения, как видно, незначительно возрос на частотах 37.5 и 60 ГГц и практически не изменился на частоте 22.5 ГГц.

Главный вывод, который следует из данных на рис. 3, заключается в том, что возникшее вследствие нарушения структуры снега сильное возрастание интенсивности рассеяния вперед, практически не повлияло на коэффициенты обратного рассеяния b и ослабления некогерентного излучения α .

5. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Коэффициент ослабления α некогерентного излучения, как следует из определения (2), зависит от двух величин: коэффициента поглощения k_a и коэффициента обратного рассеяния b . При уплотнении снега, как известно [22], коэффициент поглощения возрастает. Это приводит, в свою очередь, к возрастанию α . Однако изменение коэффициента b при уплотнении свежеснежного снега проявляется различным образом в зависимости от частоты излучения. Излучение на частотах 22.2 и 37.5 ГГц рассеивается не только на частицах льда, но и на их кластерах [13–15]. При уплотнении снега влияние кластеров ослабляется [14], а рассеяние на частицах льда слабо зависит от объемной плотности в интервале $\rho_v = 0.2...0.4$ [20]. Следовательно, коэффициент b на частотах 22.2 и 37.5 ГГц при уплотнении снега должен уменьшаться, а на частоте 60 ГГц оставаться практически постоянным. Этот вывод согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 3).

Коэффициент ослабления α , определяемый коэффициентами k_a и b , тоже оказывается зави-

симым от частоты излучения. Возрастание поглощения на частотах 22.2 и 37.5 ГГц при уплотнении снега частично компенсируется отмеченным выше ослаблением интенсивности обратного рассеяния. В результате на этих частотах коэффициент α изменяется крайне слабо. На частоте 60 ГГц доминирующим фактором при уплотнении снега является возрастание коэффициента поглощения, вследствие чего коэффициент ослабления тоже увеличивается. Эти выводы также согласуются с экспериментальными данными (см. рис. 3).

Далее исследуем причины, по которым в свежеснежном снеге на частотах 22.2...37.5 ГГц возникает сильное рассеяние вперед, которое практически не влияет на обратное рассеяние.

В рассматриваемом свежеснежном снеге размер частиц льда был порядка 0.1 мм при размере снежинок 3...5 мм. Учитывая, что рассматриваемое экспериментальное исследование выполнено на длинах волн 5, 8 и 13.5 мм, можно предположить, что излучение рассеивается на указанных выше частицах льда в соответствии с законом Рэлея, т.е. при равных долях энергии в переднем и обратном полупространствах. Из-за влияния кластеров рассеяние усиливается, при этом увеличивается доля энергии, рассеянной в переднее полупространство. Однако при уплотнении снега влияние кластеров ослабляется, а коэффициент рассеяния вперед, как следует из данных, представленных на рис. 3б, увеличивается. Очевидно, что это может быть связано только с более крупными неоднородностями, чем кластеры [23].

Как следует из соотношений модели FIRE (5) и (11) в приближении (16), коэффициент A будет равен 1 при любом значении коэффициента рассеяния вперед a . Это означает, что полные коэффициенты отражения и пропускания не зависят от коэффициента рассеяния вперед. Это следствие модели FIRE согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 3).

Кроме того, отметим, что коэффициент экстинкции k_e линейным образом зависит от коэффициента рассеяния вперед. Следовательно, что очень важно, одним и тем же значениям полных коэффициентов отражения R и пропускания t может соответствовать множество значений коэффициента экстинкции. Это означает, что при определении частотной зависимости коэффициента обратного рассеяния в случае свежеснежного и мелкозернистого снега не совсем корректно опираться на результаты измерения коэффициента экстинкции, как, например, это осуществлено при разработке модели HUT [2].

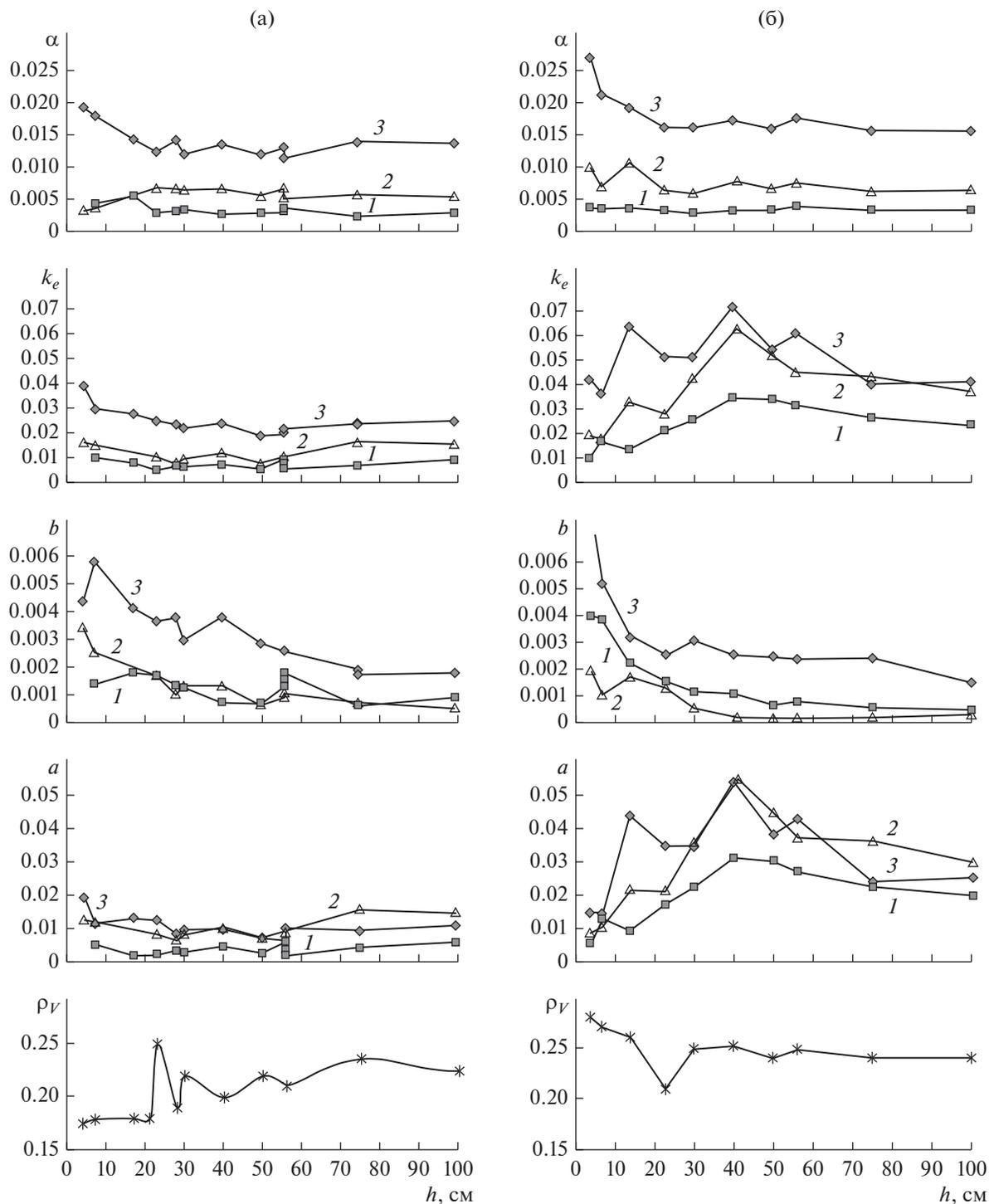


Рис. 3. Коэффициенты ослабления некогерентного излучения α , экстинкции k_e , обратного рассеяния b , рассеяния вперед a на частотах 22.2 (1), 37.5 (2) и 60 ГГц (3) и средняя объемная плотность ρ_v как функции толщины образцов свежевыпавшего снега с ненарушенной (а) и разрушенной (б) структурами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе выполнено экспериментальное исследование характеристик ослабления и рассеяния излучения на частотах 22.2, 37.5, 60 и

94 ГГц в сухом свежевыпавшем и мелкозернистом снеге. Получены следующие результаты:

- 1) обнаружены вариации коэффициента экстинкции, обусловленные рассеянием микровол-

нового излучения на неоднородностях плотности снега с размерами, превышающими длину волны;

2) вследствие рассеяния на таких неоднородностях коэффициент экстинкции может увеличиваться в 1.5 раза, а коэффициент рассеяния вперед – в 2 раза;

3) рассеяние на указанных выше неоднородностях практически не влияет на коэффициент обратного рассеяния.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-05-00427).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wiesman A., Mätzler C.* // Remote Sens. Environm. 1999. V. 70. P. 307.
2. *Pulliaainen J.T., Grandell J., Hallikainen M.T.* // IEEE Trans. 1999. V. GRS-37. № 3. P. 1378.
3. *Picard G., Brucker L., Roy A. et al.* // Geosci. Model Dev. 2013. V. 6. Iss. 4. P. 1061.
4. *Dietz A.J., Kuenzer C., Gessner U., Dech S.* // Intern. J. Remote Sensing. 2012. V. 33. P. 4094.
5. *Royer A., Roy A., Montpetit B. et al.* // Remote Sensing of Environment. 2017. V. 190. № 3. P.247.
6. *Tedesco M., Kim E.J.* // IEEE Trans. 2006. V. GRS-44. № 10. P. 2654.
7. *Pan J., Durand M., Sandells M. et al.* // IEEE Trans. 2016. V. GRS-54. Iss. 4. P. 2001.
8. *Sandells M., Essery R., Rutter N. et al.* // Cryosphere. 2017. V. 11. Issue 1. P. 229.
9. *Derksen C., Toose P., Lemmetyinen J. et al.* // Remote Sens. Environ. 2012. 117. P. 236.
10. *Kontu A., Pulliaainen J.* // IEEE Trans. 2010. V. GRS-48. № 3. P. 1031.
11. *Lakhankar T.Y., Munoz J., Romanov P. et al.* // Hydrol. Earth Syst. Sci. 2013. V. 17. P. 783.
12. *Кузьмин П.П.* Формирование снежного покрова и методы определения снеготпасов. Л.: Гидрометеоиздат, 1960.
13. *Голунов В.А., Кузьмин А.В., Скулачев Д.П., Хохлов Г.И.* // Журн. радиоэлектроники. 2016. № 9. <http://jre.cplire.ru/jre/sep16/4/text.pdf>.
14. *Голунов В.А., Хохлов Г.И.* // Журн. радиоэлектроники (электрон. журн.). 2017. № 9. <http://jre.cplire.ru/jre/sep17/6/text.pdf>.
15. *Голунов В.А., Маречек С.В., Хохлов Г.И.* // Журн. радиоэлектроники (электрон. журн.). 2018. № 6. <http://jre.cplire.ru/jre/jun18/2/text.pdf>.
16. *Chen C.-T., Tsang L., Guo J. et al.* // IEEE Trans. 2003. V. GRS-41. № 8. P. 1844.
17. *Golunov V.A., Barabanenkov Yu.N.* // Proc. Progress in Electromagnetics Research Symp. Moscow, Russia, August 19–23. Cambridge: Electromagnetic Academy, 2012. P. 1416.
18. *Голунов В.А.* // Журн. радиоэлектроники (электрон. журн.). 2018. № 10. <http://jre.cplire.ru/jre/oct18/15/text.pdf>.
19. *Hallikainen M., Ulaby F., Deventer T.* // IEEE Trans. 1987. V. GRS-25. P. 737.
20. *Голунов В.А.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 1. С. 31.
21. *Голунов В.А., Коротков В.А., Соколов А.В.* // Электромагн. волны и электрон. системы. 1997. Т. 2. № 1. С. 39.
22. *Matzler C.* // IEEE Trans. 1996. V. GRS-34. № 2. P. 573.
23. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978.