

Научно-исследовательский радиофизический институт
Министерства образования Российской Федерации

П р е п р и н т N 457

**РАССЕЯНИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ТЕПЛОВОГО
МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОБЛАЧНОЙ
АТМОСФЕРЫ**

А.В. Троицкий

А.М. Ошарин

Нижний Новгород 2000

Т р о и ц к и й А.В., О ш а р и н А.М. РАССЕЯНИЕ
И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ТЕПЛООВОГО МИКРОВОЛНОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ОБЛАЧНОЙ АТМОСФЕРЫ//

Препринт N 457 - Нижний Новгород : НИРФИ. 2000. 37 с.

УДК 621.371.24

Приведены результаты экспериментальных исследований поляризации теплового микроволнового излучения облачной атмосферы, свидетельствующие о наличии значительных поляризационных контрастов в излучении зимне-весенних облаков. Средняя величина поляризационного контраста составила ~ 3 К. Максимально наблюдаемые поляризационные контрасты достигали величины ~ 9 К. Дана интерпретация наблюдательных данных на основе векторного уравнения переноса микроволнового излучения в кристаллических облаках, решение которого получено в рэлеевском приближении методом дискретных ординат Гаусса с учетом всех кратностей рассеяния.

ВВЕДЕНИЕ

Общепринятым считается, что тепловое микроволновое излучение атмосферы, в том числе и при наличии облачности без осадков, является неполяризованным[1-3]. На этом предположении основана интерпретация всех микроволновых измерений как собственного излучения атмосферы, так и излучения космических источников, прошедшего через нее. Теоретические и экспериментальные исследования свидетельствуют, что микроволновое излучение жидкокапельных облаков, где средний размер частиц составляет величину $\sim 10\mu\text{м}$, действительно не поляризовано. Поляризация же микроволнового излучения облаков связывается только с наличием крупных капель дождя и их возможной несферичностью. При этом возможное влияние кристаллической фазы на перенос микроволнового излучения в облаках считается несущественным и не рассматривается. Такое положение обосновывается прежде всего тем фактом, что ослабление в кристаллических облаках примерно на три порядка меньше, чем в жидкокапельных(например на длине волны 3 мм это отношение составляет $\sim 6 \cdot 10^{-4}$ [2]), а интегральная водность кри-

сталлической фазы еще на порядок меньше жидкокапельной[4]. Эти факты, однако, не позволяют еще утверждать, что влияние кристаллической фазы облаков на перенос микроволнового излучения является несущественным. Необходимо отметить, что в микроволновом диапазоне, где параметр дифракции одиночной кристаллической частицы близок к единице, рассеяние может играть значительную роль, особенно в коротковолновой части миллиметрового диапазона, когда размеры кристаллов становятся соизмеримы с длиной волны излучения.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований поляризации микроволнового излучения облачной атмосферы, свидетельствующие, вопреки устоявшемуся мнению, о наличии значительной поляризации излучения зимне-весенних облаков. Дана интерпретация наблюдательных данных на основе модели переноса излучения в облаках, содержащих кристаллические частицы.

1 АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследование собственного микроволнового излучения облачной атмосферы проводились с помощью модуляционного радиометра на длине волны $\lambda=3$ мм, который принимал радиоизлучение атмосферы параллельно на двух ортогональных поляризациях – вертикальной и горизонтальной и измерял соответствующую разность яркостных температур. Прием осуществлялся на коническую рупорную антенну с диаграммой направленности на уровне половинной мощности 4° . Флуктуационная чувствительность радиометра по обоим каналам составила величину 0,2 К при времени интегрирования сигнала 1 сек. Развязка между поляризационными каналами была не хуже 15 дБ. Полные коэффициенты передачи обоих каналов от антенны до регистрирующего устройства – ПЭВМ – выравнивались с точностью не хуже 0,5% и контролировались по двум источникам неполяризованного излучения – ясной атмосфере и черному телу, находящемуся в дальней зоне антенны $D=0,8$ м перпендикулярно электрической оси рупора при температуре окружающего воздуха T_0 . По этим же источникам осуществлялась и калибровка обоих каналов радио-

метра $T_{\text{я}}^{\alpha}$ ($\alpha = v, h$) и их разности или поляризационного контраста $\Delta T_{\text{я}} = T_{\text{я}}^v - T_{\text{я}}^h$ в масштабах яркостных температур. Яркостная температура ясной атмосферы рассчитывалась по данным аэрологического зондирования. Измерения яркостной температуры облачной атмосферы проводились на фиксированных зенитных углах $\theta = 40^{\circ}$, 60° и 70° . Регистрировалось излучение атмосферы при прохождении облачности через диаграмму направленности антенны. В качестве опорного уровня нулевого поляризационного контраста $\Delta T_{\text{я}} = 0$ бралось радиоизлучение ясной атмосферы или излучение черного тела в дальней зоне. Так как измерение поляризационного контраста имеет свою специфику, остановимся на этом несколько подробнее.

Антенная температура $T_{\text{А}}^{\alpha}$ на входе радиометра связана с измеряемой яркостной температурой $T_{\text{я}}^{\alpha}$ известным соотношением[5]

$$T_{\text{А}}^{\alpha} = \eta^{\alpha}(1 - \beta^{\alpha})T_{\text{я}}^{\alpha} + \eta^{\alpha}\beta^{\alpha}T_{\text{ф}}^{\alpha} + \eta^{\alpha}(1 - \beta^{\alpha})T_{\text{о}}, \quad (1)$$

где β^{α} – коэффициент рассеяния антенны, η^{α} – КПД антенны, $T_{\text{ф}}^{\alpha}$ – яркостная температура фона на соответствующих

поляризациях, T_0 - температура окружающего воздуха. Регистрируя последовательно антенную температуру черного тела в дальней зоне $T_{А, \text{ЧГ}}^\alpha$ ясной атмосферы $T_{А, \text{АТМ}}^\alpha$ и исследуемой облачной атмосферы T_A^α на вертикальной и горизонтальной поляризациях не меняя при этом геометрии измерений и учитывая линейную зависимость между антенной температурой на входе радиометра T_A^α и амплитудой регистрируемого выходного сигнала $U^\alpha = a^\alpha T_A^\alpha + b^\alpha$ или $T_A^\alpha = m^\alpha U^\alpha + l^\alpha$, получаем следующие соотношения:

$$\frac{T_{А, \text{ЧГ}}^\alpha - T_{А, \text{АТМ}}^\alpha}{T_{А, \text{АТМ}}^\alpha - T_A^\alpha} = \frac{T_{Я, \text{ЧГ}}^\alpha - T_{Я, \text{АТМ}}^\alpha}{T_{Я, \text{АТМ}}^\alpha - T_{Я}^\alpha} = \frac{U_{\text{ЧГ}}^\alpha - U_{\text{АТМ}}^\alpha}{U_{\text{АТМ}}^\alpha - U^\alpha} \quad (2)$$

Из (2) имеем

$$T_{Я}^\alpha = T_{Я, \text{АТМ}}^\alpha - \frac{T_{Я, \text{ЧГ}}^\alpha - T_{Я, \text{АТМ}}^\alpha}{U_{\text{ЧГ}}^\alpha - U_{\text{АТМ}}^\alpha} (U_{\text{АТМ}}^\alpha - U^\alpha), \quad (3)$$

где $\frac{T_{Я, \text{ЧГ}}^\alpha - T_{Я, \text{АТМ}}^\alpha}{U_{\text{ЧГ}}^\alpha - U_{\text{АТМ}}^\alpha} = K^\alpha$ - коэффициенты передачи каналов ра-

диометра, которые, как указывалось выше, одинаковы, т.е.

$K^v = K^h = K$. Из (3) имеем выражение для измеряемого поляризационного контраста

$$\Delta T_{\text{я}} = T_{\text{я}}^v - T_{\text{я}}^h = K [(U^v - U^h) - (U_{\text{АТМ}}^v - U_{\text{АТМ}}^h)] \quad (4)$$

Абсолютная точность измерений яркостной температуры на обеих поляризациях составляет величину ~ 2 К. Точность же измерения поляризационного контраста $\Delta T_{\text{я}} = T_{\text{я}}^v - T_{\text{я}}^h$, который и измерялся в данной работе, оценивается как 0,4 К. Это значение обусловлено, в основном, флуктуационной ошибкой, т.к. систематическая ошибка калибровки при разностных измерениях практически полностью устраняется. При обработке и интерпретации измерений применялась компьютерная фильтрация сигнала с постоянной времени 20 сек.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования поляризации теплового микроволнового излучения облачной атмосферы проводились на длине волны

$\lambda=3$ мм в период январь-июль 1999 г. в Нижнем Новгороде. В этих измерениях была обнаружена значительная поляризация излучения зимне-весенних облаков практически всех типов, наблюдаемых в это время года в этих широтах[6]. Типичный пример записи радиоизлучения зимней атмосферы на вертикальной (кривая v) и горизонтальной (кривая h) поляризациях, а также их разность (кривая 3) приведен на рис. 1-2. Начало и конец каждой временной реализации соответствует неполяризованному излучению ясной атмосферы, т.е. нулевому уровню поляризационного контраста, относительно которого он и определялся. Для зимне-весенней атмосферы поляризационный контраст радиоизлучения как отдельных облаков, так и облачных систем на $\theta=70^\circ$ величиной $|\Delta T_{\text{я}}| \leq 1$ К, наблюдается практически всегда (более 80% случаев) при температуре приземного воздуха $T_0 \leq +7$ °С. При этом за весь цикл наблюдений приземная температура T_0 изменялась от -16° до $+29^\circ$ С. Средняя величина поляризационного контраста на $\theta=70^\circ$ составляет величину $|\Delta T_{\text{я}}| \approx 3$ К и носит нерегулярный характер. Наблюдается поляризационный контраст обоих знаков. С уменьшением зенитного уг

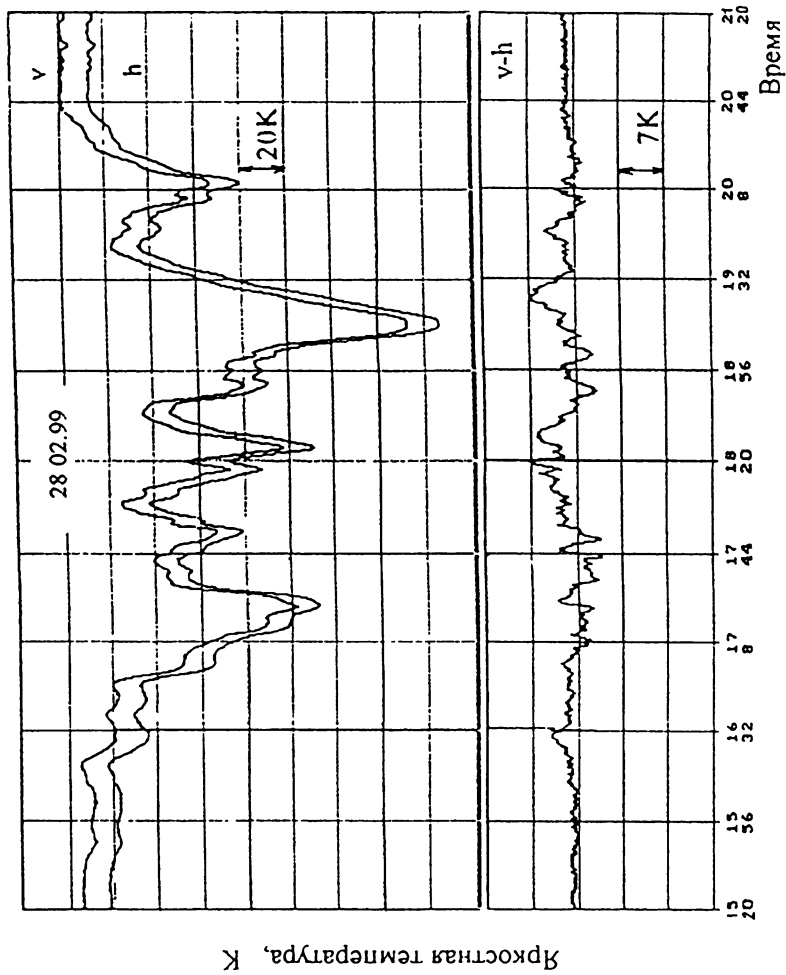


Рис. 1

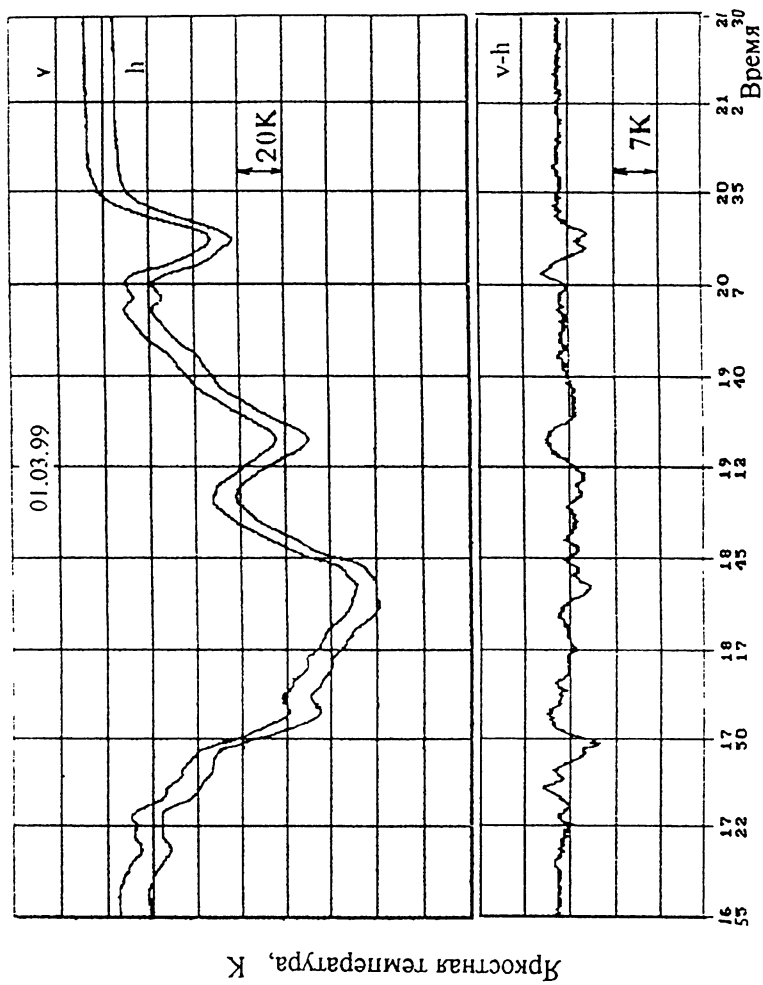


Рис. 2

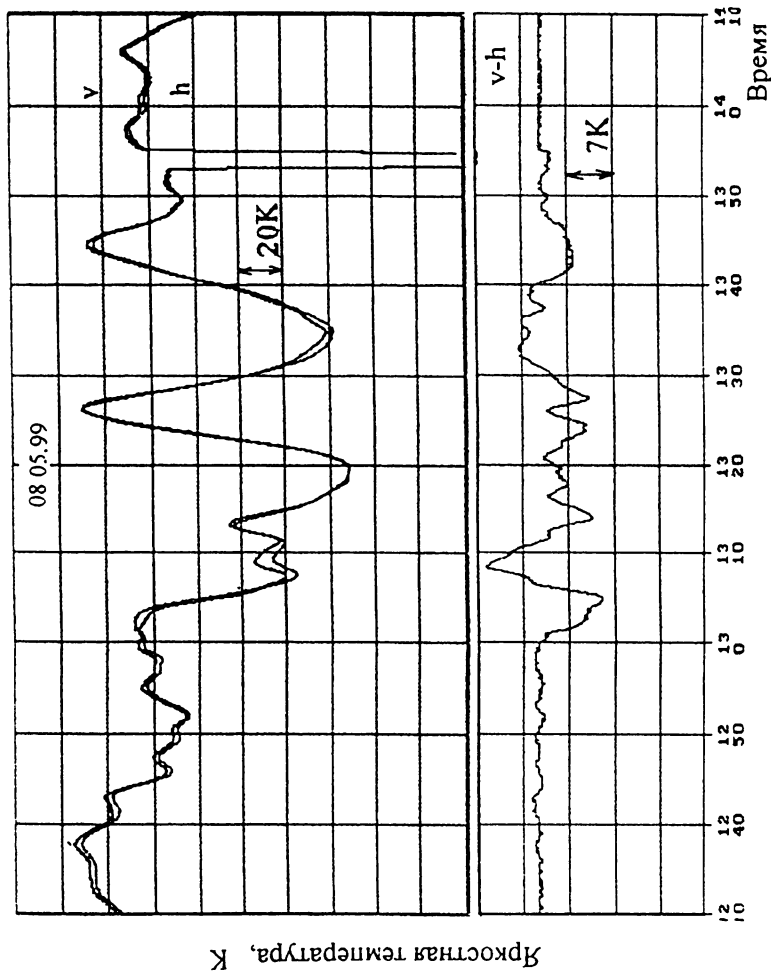


Рис. 3

ла наблюдения с 70° до 40° величина поляризационного контраста уменьшается примерно в два раза. Максимально наблюдаемые поляризационные контрасты достигали величины $|\Delta T_{\text{я}}| \approx 9$ К. На рис.3 приведен пример такого случая. В летних облаках поляризационный эффект наблюдался в единичных случаях при развитой конвективной облачности большой вертикальной протяженности и по модулю не превосходил 2 К. Результаты измерений показывают, что поляризационный контраст не коррелировал с интегральной водностью переохлажденной воды в облаках, которая определялась из радиометрических измерений абсолютных значений яркостной температуры $T_{\text{я}}^\alpha$ на длине волны $\lambda=3$ мм, зависящей, в основном, от интегральной водности. Кроме этого, некоторые, даже мощные по водности, облака вообще не дают поляризационного эффекта (см. рис.3). Это свидетельствует, с одной стороны, о том, что радиоизлучение жидкокапельных облаков действительно не поляризовано, а, с другой, что поляризация микроволнового излучения, скорее всего, обусловлена кристаллическими ледяными частицами облаков смешанной фазы. Заметим, что средняя интегральная водность в зим-

не-весенней серии экспериментов составила величину $\sim 0,1 \div 0,2 \text{ кг/м}^2$. При средней толщине облачности $\sim 1 \div 2 \text{ км}$ это соответствует значению удельной водности $\sim 0,1 \text{ г/м}^3$.

Поляризацию радиоизлучения вследствие эффектов рассеяния, могут давать как сферические частицы[7], так и ориентированные ледяные кристаллы плоской (дендриты, шестигранные пластинки и т.д.) или продолговатой (столбики, иглы и т.д.) формы. Ориентация плоских кристаллов в горизонтальной плоскости может происходить под действием гравитации и конвективных движений воздуха[4,8]. Продолговатые формы могут также приобретать ориентацию вдоль направления электрического поля, которое в облачной атмосфере имеет как вертикальную, так и горизонтальную составляющие, сравнимые по величине[4]. Косвенным подтверждением сказанного служит тот экспериментальный факт, что максимальные значения поляризационных контрастов наблюдались, обычно, в конвективных облачных системах, где напряженность электрического поля достигает величины в несколько десятков кВ/м[8], тогда как для ясной атмосферы эта цифра гораздо меньше и составляет $\sim 130 \text{ В/м}$. Электрическое поле большой величины способствует не только ориентации ледя-

ных кристаллов, но и существенному ускорению процессов их образования и роста[9]. Значительная поляризация радиоизлучения, наблюдаемая в конвективных облачных системах, локализована, как правило, непосредственно перед зоной осадков или сразу после нее. Как показано в работе[10] и подтверждается в данном эксперименте, примерно в этих же областях сосредоточено большое количество переохлажденной мелкокапельной воды. В самих же зонах осадков в виде снега поляризация радиоизлучения наблюдалась минимальной и не превышала 1,5 К, хотя размеры кристаллов в снегопаде достигали нескольких миллиметров. Отсюда следует вывод, что в снегопадах ориентация кристаллов практически отсутствует.

Несколько слов о размерах зон поляризованного радиоизлучения. Выполненные исследования показывают, что характерный временной период наблюдаемых поляризационных контрастов составляет величину $\sim 5 \div 6$ мин. Если предположить, что ориентация кристаллов в этих зонах сохраняется в течение хотя бы 10 мин, т.е. выполняется гипотеза замороженной турбулентности Тейлора, то с учетом средней скорости переноса облаков ~ 20 км/час получим характерный линейный размер зон равный нескольким

сотням метров. Заметим, что это значение совпадает с горизонтальными размерами зон неоднородностей электрического поля[8], а также с горизонтальным масштабом конвективно-динамической моды в спектре турбулентности пограничного слоя атмосферы[11,12].

3. ТЕОРИЯ

Рассмотрим векторное уравнение переноса излучения в плоско-параллельном слое, содержащем частицы сложной формы[7]:

$$\cos\theta \frac{dI(\theta, \phi, z)}{dz} = -\hat{k}_{\text{отл}}(\theta, \phi)I(\theta, \phi, z) + \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\pi} d\theta' \sin\theta' \hat{P}(\theta, \phi, \theta', \phi') I(\theta', \phi', z) + J(\theta, \phi, z) \quad (5)$$

Здесь $0 \leq \theta \leq \pi$ -зенитный, $0 \leq \phi \leq 2\pi$ - азимутальный углы, задающие направление распространения излучения в сре-

де, $I(\theta, \phi, z) = \begin{pmatrix} I_v \\ I_h \\ U \\ V \end{pmatrix}$ -четырекомпонентный вектор модифици-

рованных параметров Стокса, $\hat{k}_{\text{отл}}$ -матрица ослабления излучения, обусловленного частицами и атмосферой,

$\hat{P}(\theta, \phi; \theta', \phi')$ - фазовая матрица, описывающая вклад однократного рассеяния на частицах элементарного объема рассеивающей среды из направления (θ', ϕ') в направление (θ, ϕ) , $J(\theta, \phi, z)$ - вектор источника собственного теплового электромагнитного излучения частиц и окружающей среды. Для несферических частиц матрица ослабления в общем случае недиагональная и все четыре составляющих вектора Стокса отличны от нуля. Выражения для перечисленных составляющих уравнения переноса (5) приведены в Приложении. Граничные условия задачи можно записать следующим образом. На верхней границе облака $(0 \leq \theta \leq \pi/2)$:

$$I_{\alpha}(\pi - \theta, \phi, z = z_2) = I_{\text{АТМ}}(\pi - \theta, z = z_2) + I_{\text{СОЛ}}(\pi - \theta, \phi, z = z_2), \quad \alpha = v, h \quad (6)$$

где $I_{\text{АТМ}}(\pi - \theta, z = z_2)$ и $I_{\text{СОЛ}}(\pi - \theta, \phi, z = z_2) = I_0 \delta(\cos \theta - \cos \theta_0) \delta(\phi - \phi_0)$, соответственно, угловое распределение нисходящего излучения атмосферы и Солнца. Ни излучение атмосферы, ни излучение Солнца в микроволновом диапазоне не являются поляризованными. Заметим также, что излучение атмо-

сферы, в отличие от солнечного, не зависит от азимутального угла ϕ . На нижней границе облака

$$I_{\alpha}(\theta, z=z_1) = r_{\alpha} I_{\alpha}(\pi-\theta, z=z_1) e^{-2k_{\text{АТМ}} H \sec \theta} + \tilde{I}_{\alpha}(\theta, z=z_1), \quad \alpha = v, h, \quad (7)$$

где второе слагаемое описывает восходящее излучение поверхности и подоблачного слоя атмосферы, падающее на нижнюю границу облака:

$$\tilde{I}_{\alpha}(\theta, z=z_1) = \frac{k_{\text{Б}}}{\lambda^2} \left\{ (1-r_{\alpha}) T_{\text{ПЗ}} e^{-k_{\text{АТМ}} H \sec \theta} + T_{\text{ЭФ}} (1 - e^{-k_{\text{АТМ}} H \sec \theta}) + r_{\alpha} T_{\text{ЭФ}} (1 - e^{-k_{\text{АТМ}} H \sec \theta}) e^{-k_{\text{АТМ}} H \sec \theta} \right\}, \quad (8)$$

r_{α} - отражательная способность подложки на соответствующей поляризации, $k_{\text{АТМ}}$ - средний коэффициент поглощения атмосферных газов в подоблачном слое, $T_{\text{ПЗ}}$ - температура поверхности земли, $T_{\text{ЭФ}}$ - эффективная температура подоблачного слоя атмосферы, H - толщина подоблачного слоя, равная высоте нижней границы облака. Третья и четвертая компоненты вектора интенсивности излучения в (6) и (7) равны нулю. Все написанное выше представляет собой достаточно общую постановку задачи моделирования излучения облака, содержащего случайным

образом распределенные и статистически не связанные друг с другом частицы произвольной формы. С целью упрощения дальнейшего анализа сделаем ряд допущений относительно формы и ориентации облачных частиц, а также вида граничных условий задачи. Ограничимся рассмотрением кристаллов только двух типов - пластинчатых и игольчатых и аппроксимируем форму первых сплюснутыми сфероидами, а форму вторых - вытянутыми сфероидами с соответствующим отношением главных осей. Согласно [13, 14], на длине волны 3 мкм и максимальном размере кристаллов, не превышающем 1,5 мкм указанная аппроксимация вполне оправдана. Предположим далее, что ось симметрии пластинок и игл расположена вертикально, что отвечает простейшему случаю азимутально симметричной ориентации кристаллов в облаке. Заметим при этом, что расположение пластинок в горизонтальной плоскости отвечает типичному случаю невозмущенных облачных условий, а вертикально расположенные иглы являются примером случая, который реализуется только в условиях возмущения, когда ориентацию кристаллов определяют, например, электрические поля. В граничных условиях задачи на данном этапе не будем учитывать излучение Солнца. В

модели плоско- параллельной атмосферы сделанные до-
пущения позволяют исключить азимутальную зависимость
из исходной системы уравнений (5) и свести задачу к ре-
шению системы уравнений переноса, где только две пер-
вых компоненты вектора Стокса отличны от нуля[15]:

$$\cos\theta \frac{d v(\theta, z)}{dz} = -k_{\text{осл}, v}(\theta) I_v(\theta, z) + \int_0^{\pi} d\theta' \sin\theta' \{ [v(\theta), v(\theta')] I_v(\theta', z) + [v(\theta), h(\theta')] I_h(\theta', z) \} + J_v(\theta, z) \quad (9)$$

$$\cos\theta \frac{d h(\theta, z)}{dz} = -k_{\text{осл}, h}(\theta) I_h(\theta, z) + \int_0^{\pi} d\theta' \sin\theta' \{ [h(\theta), v(\theta')] I_v(\theta', z) + [h(\theta), h(\theta')] I_h(\theta', z) \} + J_h(\theta, z) \quad (10)$$

Здесь $k_{\text{осл}, v}(\theta)$ -равняется первому, а $k_{\text{осл}, h}(\theta)$, соответственно,
второму из диагональных элементов матрицы ослабления
 $\hat{k}(\theta, \phi)$ в условиях азимутальной симметрии,
 $[\alpha(\theta), \beta(\theta')]$ ($\alpha, \beta = v, h$)- компоненты усредненной по азиму-
тальному углу фазовой матрицы облачных частиц. Реше-
ние системы уравнений (9)-(10) может быть получено ме-
тодом дискретных ординат[7]. Разбивая континиум на-
правлений, определяющих распространение падающего и
рассеянного излучения, на конечное число направлений
 $2n$ с использованием процедуры интегрирования Гаусса,
находим:

$$\mu_i \frac{dI_{v_i}(z)}{dz} = -k_{\text{осл}, v_i} I_{v_i}(z) + \sum_{j=-n}^n a_j [(v_i, v_j) I_{v_j}(z) + (v_i, h_j) I_{h_j}(z)] + J_{v_i}(z), \quad (11)$$

$$\mu_i \frac{dI_{h_i}(z)}{dz} = -k_{\text{осл}, h_i} I_{h_i}(z) + \sum_{j=-n}^n a_j [(h_i, v_j) I_{v_j}(z) + (h_i, h_j) I_{h_j}(z)] + J_{h_i}(z), \quad (12)$$

где отрицательные значения индекса $i = -1, -2, \dots, -n$ отвечают нисходящей интенсивности, а положительные $i = 1, 2, \dots, n$, соответственно, восходящей интенсивности, $\mu_i = \cos \theta_i$ - нули полиномов Лежандра четной степени $P_{2n}(\mu)$, a_i - весовые множители Кристоффеля [16], $I_{\alpha i}(z) = I_{\alpha}(\mu_i, z)$, $k_{\text{осл}, \alpha i} = k_{\text{осл}, \alpha}(\mu_i)$, $(\alpha_i, \beta_j) = [\alpha(\mu_i), \beta(\mu_j)]$. Выбор величины n зависит от характера изменения подынтегрального выражения по зенитному углу θ . Если это изменение достаточно плавное, можно ограничиться небольшим количеством разбиений, в противном случае порядок n должен быть увеличен. Для сферических частиц в рэле-евском приближении $n=8$, как правило, оказывается достаточным [7]. Уравнения (11) и (12) образуют неоднородную систему обыкновенных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами, решение которой может быть найдено численно с использованием процедуры по-

иска системы собственных чисел и собственных векторов соответствующей однородной задачи и с учетом граничных условий. Получив значения интенсивности нисходящего излучения облака на его нижней границе $I_{\alpha}(\pi - \theta, z = z_1)$ из решения указанной системы уравнений переноса, компоненты измеряемой яркостной температуры на поверхности земли можно вычислить по формуле ($0 \leq \theta \leq \pi / 2$):

$$T_{Я}^{\alpha}(\pi - \theta, z = 0) = \frac{\lambda^2}{k_B} I_{\alpha}(\pi - \theta, z = z_1) e^{-k_{\lambda T M} H \sec \theta} + T_{эфф} (1 - e^{-k_{\lambda T M} H \sec \theta}) \quad (13)$$

Решение, полученное методом дискретных ординат, автоматически учитывает все кратности рассеяния излучения, распространяющегося в кристаллическом облаке. Последнее обстоятельство весьма немаловажно, поскольку, как это будет видно из дальнейшего, рассеяние на кристаллах льда играет существенную роль даже в рэлеевском приближении. Согласно данным наблюдений [17], максимальные размеры ледяных частиц в облаках могут достигать величин $\sim 1 \div 2$ мм, а поскольку лед на длине волны $\lambda = 3$ мм практически не поглощает, среднее альbedo кристалли-

ческой фазы по мере увеличения характерного размера частиц очень быстро становится сравнимым с единицей. Продemonстрируем это на численном примере. Для описания распределения облачных частиц по размерам воспользуемся гамма -распределением[18]:

$$n(d_{\max}) = A d_{\max}^a e^{-B d_{\max}^b}, \quad (14)$$

где A , B , a и b - некоторые постоянные. Под величиной d_{\max} будем понимать максимальный линейный размер частиц той или иной формы. Параметры a и b задаются исходя из эмпирически получаемых кривых распределений облачных частиц по размерам, а постоянные A и B выражаются через них и через такие наглядные величины, характеризующие распределение, как удельная водность w облака (в случае кристаллической фазы эту величину обычно называют ледностью), и так называемый модальный размер d_m - величину, при которой функция (14) принимает максимальное значение[7]. На рис.4 приведена зависимость альbedo единицы объема облачной среды с типичной ледностью $w_{\text{л}} = 0,05 \text{ г / м}^3$ от величины

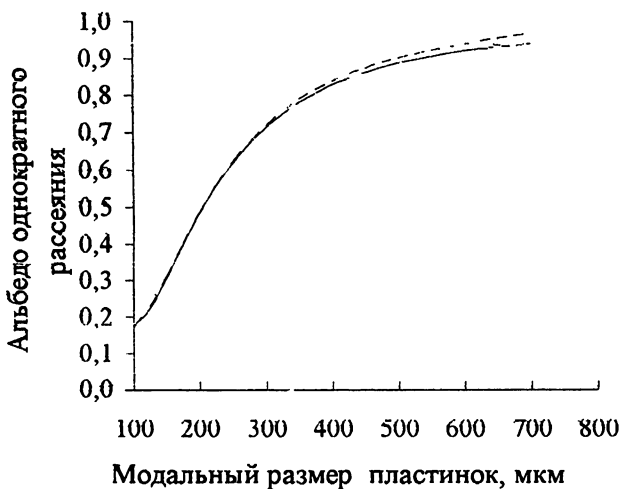


Рис.4. Зависимость альbedo единицы объема кристаллического облака с ледностью $w_{л}=0,05 \text{ г/м}^3$ от модального размера горизонтально ориентированных пластинчатых кристаллов.

модального размера горизонтально ориентированных пластинчатых кристаллов при наблюдении в зенит. Эта зависимость получена двумя способами: на основе численного метода взаимодействующих диполей[19], позволяющего описывать рассеивающие свойства частиц сложной формы в резонансной области значений их параметра размера (сплошные кривые) и с использованием аналитических формул[20] рэлеевского приближения (штриховые кривые). Отношение осей сплюснутых сфероидов задавалось исходя из соотношения [17] $d_{\min} = 2,02 d_{\max}^{0,449}$, характерного для пластинчатых кристаллов (все размеры в микрометрах). Видно, что уже для модального размера пластинок ~ 250 мкм альbedo однократного рассеяния становится больше 0,5. Последнее обстоятельство сильно ограничивает возможности аналитических подходов к решению уравнения переноса, основанных на разложении искомой интенсивности в ряд по кратности рассеяния, где именно среднее альbedo среды должно служить в качестве малого параметра задачи.

Покажем теперь, что наблюдаемые поляризационные контрасты, в принципе, можно объяснить рассеянием внешнего атмосферного и собственного излучения облака

на кристаллах умеренных размеров, не выходя за рамки реально существующих параметров облаков (значений их ледности и толщины). Ограничимся для этого рассмотрением лишь таких распределений кристаллов по размерам, которые удовлетворяют критерию рэлеевского приближения.

На рис.5 и 6 представлена угловая зависимость поляризационного контраста $\Delta T_{\text{я}} = T_{\text{я}}^{\text{v}} - T_{\text{я}}^{\text{h}}$, обусловленного кристаллическими облаками, нижняя граница которых расположена на высоте 1 км над поверхностью земли, предполагавшейся чернотельной при $T_{\text{пов}} = -15^{\circ}\text{C}$. Сплошные кривые соответствуют облаку толщиной 1 км, пунктирные - облаку толщиной 2 км. Рис.5 соответствует фракции горизонтально ориентированных пластинок с параметрами распределения по размерам $a=5$, $b=1$, $d_{\text{м}}=300$ мкм, рис.6 - вертикально ориентированным иглам с теми же значениями параметров распределения ($a=5$ обеспечивает необходимую узость спектра размеров частиц, дающих основной вклад в характеристики рассеяния и излучения). Отношение осей вытянутых сфероидов задавалось в виде $d_{\text{мин}} = 1,099 d_{\text{макс}}^{0,611}$, характерном для игл. Кривые 1а и 2а

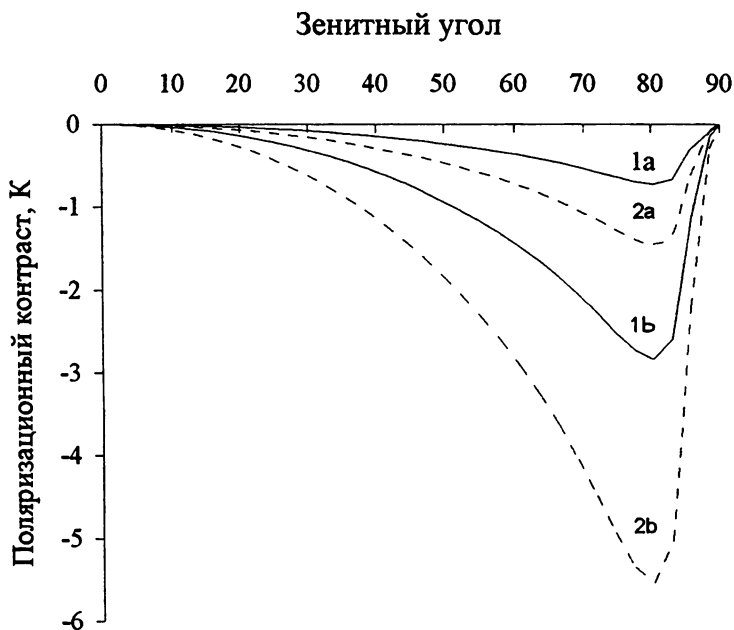


Рис.5. Угловая зависимость поляризационного контраста облаков, содержащих горизонтально-ориентированные пластинчатые кристаллы.

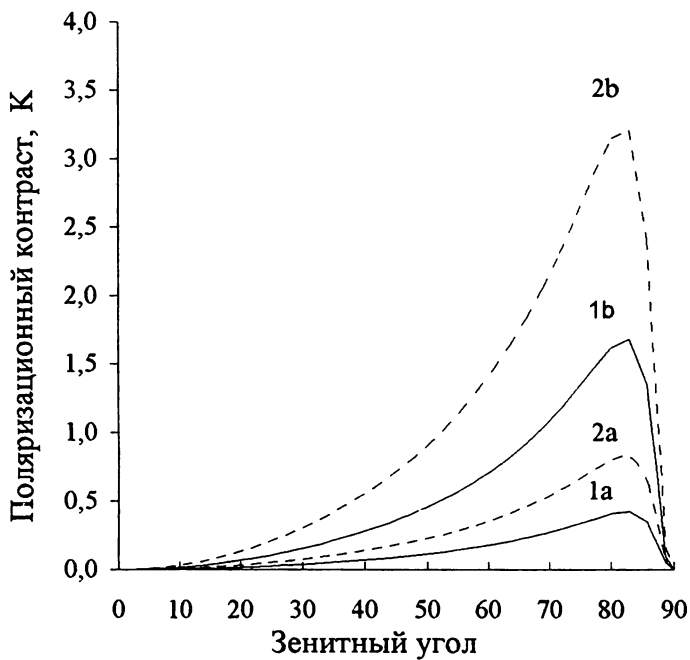


Рис.6. Угловая зависимость поляризационного контраста облаков, содержащих вертикально - ориентированные игольчатые кристаллы.

на рисунках 5 и 6 соответствуют ледности $w_{\text{л}}=0,05 \text{ г/м}^3$, кривые 1b и 2b, соответственно, ледности $w_{\text{л}}=0,2 \text{ г/м}^3$. Заметим, что если первое значение ледности, согласно[21], можно считать типичным, то значение $0,2 \text{ г/м}^3$, которое встречается лишь примерно в 12% случаев, является, скорее, аномальным. На всех кривых присутствует характерный завал, связанный с почернением облачной атмосферы на зенитных углах наблюдения, при которых полная толщина атмосферы близка к единице. Для зимних условий диапазон этих оптимальных углов лежит в интервале $75^{\circ} \div 85^{\circ}$ в зависимости от водозапаса облаков. Рост ледности кристаллической фракции внутри облака увеличивает величину поляризационного контраста на всех углах, причем, на углах наблюдения, близких к оптимальному, это увеличение наиболее значительно. Нетрудно видеть, что наблюдаемые в эксперименте поляризационные контрасты величиной $|\Delta T_{\text{я}}| \leq 3 \text{ К}$ можно объяснить в рамках рассмотренной нами модели, не прибегая к значениям ледности, выходящими за пределы ее максимально возможных значений. Поляризационные же контрасты большей величины следует отнести к редким случаям, которые могут реализоваться, по-видимому, лишь

при больших размерах кристаллов и при повышенных значениях ледности. Заметим также, что при одних и тех же характерных размерах пластинок и игл пластинчатые кристаллы обеспечивают поляризационные контрасты большей величины. Все эти выводы, разумеется, относятся лишь к той модели, которая была принята нами в расчетах. Рассмотрение облаков, содержащих кристаллы большего размера, в рамках рассмотренной схемы корректно провести невозможно. Для этого требуется исследование решения системы уравнений переноса в резонансной области значений дифракционного параметра частиц облачной среды, которое может быть проведено, например, на основе метода взаимодействующих диполей[19].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально обнаруженную поляризацию теплового микроволнового излучения облачной атмосферы с величиной поляризационного контраста $|\Delta T_{\text{я}}| \leq 3$ К можно объяснить эффектами рассеяния излучения на ориентированных в конвективных потоках и электриче-

ских полях облаков ледяных кристаллах плоской или продолговатой формы, имеющих умеренные размеры. Базисным уравнением для интерпретации экспериментальных данных служит векторное уравнение переноса микроволнового излучения в кристаллических облаках, решение которого получено в рэлеевском приближении методом дискретных ординат Гаусса с учетом всех кратностей рассеяния.

Корректная интерпретация случаев аномально больших значений поляризационных контрастов, тем не менее, требует использования процедур расчета рассеивающих характеристик ледяных кристаллов произвольной формы в резонансной области значений их параметра дифракции и может быть дана на основе, например, метода взаимодействующих диполей.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Элементы матрицы ослабления и фазовой матрицы полностью определяются величинами комплексных амплитуд рассеяния $f_{ij}(0, \phi; 0', \phi')$, образующими матрицу 2×2 . Матрица ослабления выражается через элементы матрицы

комплексных амплитуд рассеяния вперед следующим образом [20]:

$$\hat{k}_{\text{осн}}(\theta, \phi) = \frac{2\pi n_0}{k} \begin{bmatrix} 2\text{Im}\langle f_{\text{vw}} \rangle & 0 & \text{Im}\langle f_{\text{vh}} \rangle & -\text{Re}\langle f_{\text{vh}} \rangle \\ 0 & 2\text{Im}\langle f_{\text{th}} \rangle & \text{Im}\langle f_{\text{tv}} \rangle & \text{Re}\langle f_{\text{tv}} \rangle \\ 2\text{Im}\langle f_{\text{tv}} \rangle & 2\text{Im}\langle f_{\text{vh}} \rangle & \text{Im}\langle f_{\text{vw}} + f_{\text{th}} \rangle & \text{Re}\langle f_{\text{vw}} - f_{\text{th}} \rangle \\ 2\text{Re}\langle f_{\text{tv}} \rangle & -2\text{Re}\langle f_{\text{vh}} \rangle & \text{Re}\langle f_{\text{th}} - f_{\text{vw}} \rangle & \text{Im}\langle f_{\text{vw}} + f_{\text{th}} \rangle \end{bmatrix} \quad (\text{П1})$$

Здесь $f_{ij} = f_{ij}(\theta, \phi; \theta', \phi')$, n_0 - концентрация частиц, а угловые скобки символизируют статистическое усреднение по ориентации и распределению частиц по размерам. Фазовая матрица выражается через билинейные комбинации элементов матрицы комплексных амплитуд $f_{ij}(\theta, \phi; \theta', \phi')$, описывающих рассеяние волны с поляризацией j , падающей из направления (θ', ϕ') , в направлении (θ, ϕ) и поляризацию i :

$$\hat{R}(\theta, \phi; \theta', \phi') = n_0 \begin{bmatrix} \langle |f_{\text{vw}}|^2 \rangle & \langle |f_{\text{vh}}|^2 \rangle & \text{Re}\langle f_{\text{vw}} f_{\text{vh}}^* \rangle & -\text{Im}\langle f_{\text{vw}} f_{\text{vh}}^* \rangle \\ \langle |f_{\text{tv}}|^2 \rangle & \langle |f_{\text{th}}|^2 \rangle & \text{Re}\langle f_{\text{tv}} f_{\text{th}}^* \rangle & -\text{Im}\langle f_{\text{tv}} f_{\text{th}}^* \rangle \\ 2\text{Re}\langle f_{\text{vw}} f_{\text{tv}}^* \rangle & 2\text{Re}\langle f_{\text{vh}} f_{\text{th}}^* \rangle & \text{Re}\langle f_{\text{vw}} f_{\text{th}}^* + f_{\text{vh}} f_{\text{tv}}^* \rangle & -\text{Im}\langle f_{\text{vw}} f_{\text{th}}^* f_{\text{vh}} f_{\text{tv}}^* \rangle \\ 2\text{Im}\langle f_{\text{vw}} f_{\text{tv}}^* \rangle & 2\text{Im}\langle f_{\text{vh}} f_{\text{th}}^* \rangle & \text{Re}\langle f_{\text{vw}} f_{\text{th}}^* + f_{\text{vh}} f_{\text{tv}}^* \rangle & \text{Re}\langle f_{\text{vw}} f_{\text{th}}^* f_{\text{vh}} f_{\text{tv}}^* \rangle \end{bmatrix} \quad (\text{П2})$$

Элементы вектора источника собственного теплового

излучения частиц имеют вид: $J(\theta, \phi, z) = \frac{k_B}{\lambda^2} \mathbf{k}_{\text{пор}}(\theta, \phi) T(z)$,

где $\mathbf{k}_{\text{пор}}(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} k_{\text{пор}1}(\theta, \phi) \\ k_{\text{пор}2}(\theta, \phi) \\ k_{\text{пор}3}(\theta, \phi) \\ k_{\text{пор}4}(\theta, \phi) \end{bmatrix}$ - вектор поглощения в направ-

лении рассеяния (θ, ϕ) , компоненты которого выражаются через элементы матрицы ослабления и фазовой матрицы:

$$k_{\text{пор}1} = k_{\text{осн}11} - \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\pi} d\theta' \sin\theta' [P_{11}(0', \phi'; 0, \phi) + P_{21}(0', \phi'; 0, \phi)], \quad (\text{П3})$$

$$k_{\text{пор}2} = k_{\text{осн}22} - \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\pi} d\theta' \sin\theta' [P_{12}(\theta', \phi'; \theta, \phi) + P_{22}(\theta', \phi'; \theta, \phi)], \quad (\text{П4})$$

$$k_{\text{пор}3} = 2\{k_{\text{осн}13} + k_{\text{осн}23} - \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\pi} d\theta' \sin\theta' [P_{13}(\theta', \phi'; \theta, \phi) + P_{23}(0', \phi'; \theta, \phi)]\}, \quad (\text{П5})$$

$$k_{\text{пор}4} = -2\{k_{\text{осн}14} + k_{\text{осн}24} - \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\pi} d\theta' \sin\theta' [P_{14}(\theta', \phi'; \theta, \phi) + P_{24}(\theta', \phi'; \theta, \phi)]\}. \quad (\text{П6})$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Башаринов А.Е., Гурвич А.С., Егоров С.Т. // Радиоизлучение Земли как планеты.- М.: Наука, 1974.
2. Степаненко В.Д., Щукин Г.Г., Бобылев Л.П., Матросов С.Ю. // Радиотеплолокация в метеорологии.- Л.: Гидрометеоиздат, 1987.
3. Atmospheric Remote Sensing by Microwave Radiometry// J.Wiley Sons. Inc. Edited by Michail A. Jansen, 1993.
4. Облака и облачная атмосфера (Справочник). -Л: Гидрометеоиздат, 1989.
5. Цетлин Н.М.// Методы измерения характеристик антенн СВЧ. -М.: Радио и связь, 1985.
6. Троицкий А.В., Ошарин А.М. // Тезисы Симпозиума «Атмосферная радиация», С.-Петербург, 1999.
7. Tsang L., Kong J.A., Shin R.T.// Theory of microwave remote sensing.- N.Y.:Wiley, 1985
8. Мучник В.М.//Физика грозы.- Гидрометеоиздат., 1974.
9. Growther A.G., Saunders C.P.R. // Meteor. Soc. of Japan, 1973, V. 51, No.5, P.318

10. Колдаев А.В., Мельничук Ю.В., Ошарин А.М., Троицкий А.В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1999. Т. 42. No.6. С.528
11. Троицкий А.В. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1993. Т. 36. No.5. С.459
12. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.И.// Турбулентность в пограничном слое атмосферы.- Л.: Гидрометеиздат, 1989.
13. Schneider T.L., Stephens G.L. // Journal of the Atmospheric Sciences.1995. V52. No.23. P.4357.
14. Моченева О.С., Токман М.Д. // Изв. ВУЗов - Радиофизика., 1999. Т.42, No.9. С.839.
15. Evans F.K., Stephens G.L. // Journal of the Atmospheric Sciences. 1995. V52. No.11. P.2058.
16. Справочник по специальным функциям. // ред. Абрамовиц М., Стиган И., М.: Наука, 1979.
17. Auer A.H., Veal D.L. // J. Atmos. Sci., 1970. V.27, No.6. P.422
18. Deirmendjian D. // Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions, Elsevier, N.Y., 1969.

19. Ошарин А.М. // Изв. ВУЗов -Радиофизика., 1998. Т.41, No.4. С.446
20. Tsang L., Ding K-H.// IEEE Transactions Geosci. Remote Sensing, 1991. V.29. No.2.P.242
21. Матвеев Л.Т.// Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. -Л.: Гидрометеиздат, 1984.

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Введение	3
1. Аппаратура и методика измерений	5
2. Результаты и интерпретация эксперимента	8
3. Теория	16
4 Заключение	30
5. Приложение	31
6. Литература	34