

УДК 621.371.3

**ОСЛАБЛЕНИЕ И ИЗМЕНЕНИЕ ФАЗЫ  
МИЛЛИМЕТРОВЫХ И САНТИМЕТРОВЫХ  
РАДИОВОЛН В СРЕДЕ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ СУХИХ И  
ОБВОДНЕННЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ**

*E. H. Виняйкин, M. B. Зиничева, A. P. Наумов*

Рассмотрены ослабляющие и преломляющие свойства обводненных пылевых частиц с песчаными и суглинистыми ядрами в диапазоне длин волн  $\lambda \approx 0,1\text{--}10$  см. Количественные характеристики ослабления радиоволны, полученные для различных моделей однородных частиц с эффективной диэлектрической проницаемостью, сопоставлены с точным решением электродинамической задачи для двухслойных частиц ("Шар в оболочке"). Определены изменения фазы радиоволны, обусловленные наличием в среде пылевых образований.

**1. ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ**

Сантиметровые (СМ) и миллиметровые (ММ) радиоволны при распространении в атмосфере испытывают молекулярное поглощение и ослабляются гидрометеорами. Исследованию этих процессов посвящена обширная литература. В гораздо меньшей степени изучены характеристики распространения СМ и ММ радиоволны в атмосфере, содержащей твердые (сухие или увлажненные) пылевые частицы. Однако, в связи с появлением линий связи указанных диапазонов в регионах, подверженных пылевым бурям, а также в связи с повышением чувствительности используемой на практике приемной аппаратуры, существенно возрастает актуальность исследований этих характеристик. Физические параметры частиц, взвешенных в воздухе во время пылевых бурь, рассматривались в [1–4]. Однако, запыленность атмосферы возникает не только в пустынных районах — она образуется также в результате извержения вулканов [5] и воздействия искусственных факторов [6, 7].

В [1–4, 7] выполнены расчеты ослабления радиоволны СМ и длинноволновой части ( $\lambda \gtrsim 8$  мм) ММ диапазонов для моделей среды, состоящей из сферических (иногда эллипсоидальных) сухих и увлажненных (с относительной долей увлажнения  $v \lesssim 20\%$ ) частиц с плотностью взвешенной пыли  $0,01\text{--}50\text{ г}/\text{м}^3$ . В [2–4, 7] оценивалось влияние эллипсоидальных частиц на дополнительное изменение фазы и на изменение поляризации радиоволны. Результаты [1–4, 7] получены в приближении малых частиц

(рэлеевское приближение). Известно [8], что коэффициент ослабления малых частиц определяется поглощением электромагнитной энергии и не зависит от плотности распределения  $f(a)$  частиц по размерам\*.

В коротковолновой части ММ диапазона рэлеевское приближение уже нарушается для частиц, которые содержатся в пылевых буях и имеют размеры  $a > \bar{a}$ , где  $\bar{a}$  — средний радиус пылинок. Поэтому вопрос о влиянии вида распределения частиц пыли по размерам  $f(a)da$  на радиохарактеристики атмосферы на волнах  $\lambda \lesssim 3$  мм требует особого рассмотрения.

Отметим также, что анализ зависимости радиохарактеристик от степени увлажнения пылинок ранее проводился лишь для некоторых фиксированных значений  $v$ , при которых значения диэлектрической проницаемости определялись экспериментальным путем в лабораторных условиях.

В данной работе рассмотрены ослабляющие и преломляющие свойства обводненных пылевых частиц с песчаными и суглинистыми ядрами в диапазоне длин волн  $\lambda \simeq 0,1\text{--}10$  см. Рассмотрение выполнено на основе обобщенной для двухслойных частиц теории Ми (задача "Шар в оболочке") [9, 10]. Характеристикой обводненности служит доля объема  $v$  водной оболочки  $G_B$  в общем объеме двухслойной частицы  $G$ :  $v = G_B/G = 1 - (a_c/a)^3$ , где  $a_c$  — радиус ядра частицы,  $a$  — ее полный радиус. Величина  $v$  являлась параметром данной задачи, и рассматривались изменения  $v$  в пределах от 0 до 1. Для малых частиц введена эффективная диэлектрическая проницаемость, которая позволяет свести задачу расчета характеристик ослабления и изменения фазы радиоволн двухслойными частицами к задаче для однородных частиц. Получены приближенные соотношения для радиохарактеристик частиц с эффективной диэлектрической проницаемостью. Определены изменения фазы радиоволн, обусловленные наличием в среде пылевых образований.

## 2. МОДЕЛИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ЗАПЫЛЕННОЙ ОБЛАСТИ

При расчетах радиохарактеристик по трассам, проходящим через области пылевых бурь, необходимо знать пространственные размеры этих областей, а также макро- и микрофизические параметры пылевых образований — плотность пыли, ее химический состав, форму пылинок, распределение частиц пыли по размерам, степень увлажнения. Эти характеристики вместе с радиофизическими алгоритмами составляют единую радиометеорологическую модель явления.

\*Кажущаяся зависимость коэффициента ослабления радиоволны в пылевой среде от  $f(a)$ , полученная в [4], обусловлена тем, что в указанной работе расчеты выполнены для различных видов  $f(a)$  при фиксированной оптической видимости, которая, однако, сама является функционалом  $f(a)$ .

Данные о характерных размерах пылевых бурь в литературе пока отсутствуют. Плотность пылевых образований нужно измерять либо можно оценивать по формуле, аналогичной той, которая связывает водность туманов с метеорологической дальностью видимости  $S_M$  (см. [11]). В [3] для плотности пыли  $\rho_p$  приведено соотношение:

$$\rho_p = K S_M^{-1.07}. \quad (1)$$

Для Судана  $K = 2,3 \cdot 10^{-5}$ , при этом плотность  $\rho_p$  выражена в  $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$ , а  $S_M$  — в км. По данным [12] песчаные бури с видимостью 10 м и менее существуют в 0,015% времени года. Ослабление, вносимое такими бурями, сравнимо с ослаблением в дожде для соответствующих регионов. При наиболее часто реализующихся буриах метеорологическая дальность видимости превышает 500 м. Концентрация частиц пыли резко падает с высотой [13], но в приземных слоях она может достигать значительных величин [1–4].

При описании распределения частиц пыли по размерам  $f(a)da$  обычно используются следующие распределения:

- экспоненциальное, которое обозначаем через  $f_1(a)da$ ;
- нормальное —  $f_2(a)da$ ;
- логарифмически-нормальное —  $f_3(a)da$ ;
- эмпирическое, из работы [1], являющееся средним распределением, полученным по четырем образцам пыли в буриях вблизи Хартума, —  $f_4(a)\Delta a$ ;
- степенное —  $f_5(a)da$ ;
- монодисперсное —  $f_6(a)da$ .

В данной работе использовались все перечисленные распределения. При этом параметры распределений  $f_i(a)da$  ( $i = 1-3, 5, 6$ ) выбирались таким образом, чтобы среднее значение радиуса каждого из них совпадало с  $\bar{a} = 0,0014$  см эмпирического распределения  $f_4(a)da$  (подробнее см. в [14]). Рассматривались ядра частиц двух видов:

- песчаные с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 4 + i \cdot 0,05$ ;
- суглинистые с  $\epsilon = 5 + i \cdot 0,25$  [15].

### 3. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ. АЛГОРИТМЫ РАСЧЕТОВ

Коэффициент ослабления  $\gamma$  и изменение фазы  $d\Phi dl$  радиоволны в среде, содержащей двухслойные сферические частицы, вычисляются по формулам:

$$\gamma (\text{дБ/км}) = 10^6 \log_{10} e \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} n_p(a) Q(a, \lambda) da,$$

\*Распределение  $f_4(a)\Delta a$  содержит 7 градаций размеров, из которых минимальный  $a_{\min} = 0,000015$  см характеризуется относительной долей плотности, равной 0,104, а максимальный  $a_{\max} = 0,01$  см — долей, равной 0,23.

$$\frac{d\Phi}{dl} \text{ (рад/км)} = \frac{3\rho_{\text{п}}^{-4}}{40\pi\rho_{\text{вещ}}} \frac{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} P(a, \lambda) f(a) da}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^3 f(a) da}, \quad (2)$$

где эффективные сечения ослабления  $Q(a, \lambda)$  и изменения фазы на единицу длины пути  $P(a, \lambda)$  частицами с радиусами  $a$  на волне  $\lambda$  имеют вид:

$$Q = (\lambda^2/2\pi) \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(a_n + b_n), \quad (3)$$

$$P(a, \lambda) = -(\lambda^2/4\pi) \operatorname{Im} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(a_n + b_n).$$

Коэффициенты  $a_n, b_n$  в случае двухслойных частиц имеют более сложный вид по сравнению с теми же коэффициентами для однородного шара. Для двухслойной частицы [9, 10]:

$$a_n = \frac{\Psi_n(\rho)[\Psi'_n(\zeta) - A_n \chi'_n(\zeta)] - \sqrt{\epsilon_W} \Psi'_n(\rho)[\Psi_n(\zeta) - A_n \chi_n(\zeta)]}{\xi_n(\rho)[\Psi'_n(\zeta) - A_n \chi'_n(\zeta)] - \sqrt{\epsilon_W} \xi'_n(\rho)[\Psi_n(\zeta) - A_n \chi_n(\zeta)]}, \quad (4)$$

$$b_n = \frac{\sqrt{\epsilon_W} \Psi_n(\rho)[\Psi'_n(\zeta) - B_n \chi'_n(\zeta)] - \Psi'_n(\rho)[\Psi_n(\zeta) - B_n \chi_n(\zeta)]}{\sqrt{\epsilon_W} \xi_n(\rho)[\Psi'_n(\zeta) - B_n \chi'_n(\zeta)] - \xi'_n(\rho)[\Psi_n(\zeta) - B_n \chi_n(\zeta)]},$$

здесь  $\zeta = \sqrt{\epsilon_W} \rho$ .

$$A_n = \frac{\sqrt{\epsilon_W} \Psi_n(\sqrt{\epsilon_W} \rho_c) \Psi'_n(\sqrt{\epsilon} \rho_c) - \sqrt{\epsilon} \Psi'_n(\sqrt{\epsilon_W} \rho_c) \Psi_n(\sqrt{\epsilon} \rho_c)}{\sqrt{\epsilon_W} \chi_n(\sqrt{\epsilon_W} \rho_c) \Psi'_n(\sqrt{\epsilon} \rho_c) - \sqrt{\epsilon} \chi'_n(\sqrt{\epsilon_W} \rho_c) \Psi_n(\sqrt{\epsilon} \rho_c)}, \quad (5)$$

$$B_n = \frac{\sqrt{\epsilon_W} \Psi_n(\sqrt{\epsilon} \rho_c) \Psi'_n(\sqrt{\epsilon_W} \rho_c) - \sqrt{\epsilon} \Psi_n(\sqrt{\epsilon_W} \rho_c) \Psi'_n(\sqrt{\epsilon} \rho_c)}{\sqrt{\epsilon_W} \chi'_n(\sqrt{\epsilon_W} \rho_c) \Psi_n(\sqrt{\epsilon} \rho_c) - \sqrt{\epsilon} \Psi'_n(\sqrt{\epsilon} \rho_c) \chi_n(\sqrt{\epsilon_W} \rho_c)}.$$

В (2)-(5)  $\Psi_n, \chi_n, \xi_n$  — функции Риккати-Бесселя (см. [10]), штрихами обозначены производные соответствующих функций по их аргументам, параметры дифракции полной частицы  $\rho = 2\pi a/\lambda$  и ядра частицы  $\rho_c = 2\pi a_c/\lambda$ , диэлектрическая проницаемость ядра  $\epsilon = \epsilon_1 + i \cdot \epsilon_2$ , диэлектрическая проницаемость жидкой оболочки  $\epsilon_W = \epsilon_{W1} + i \cdot \epsilon_{W2}$ , число частиц в единице объема в радиусами в интервале  $a \div a + da$  есть  $n_{\text{п}}(a)da = Nf(a)da$ . Полное число частиц в единице объема:

$$N = \frac{\rho_{\text{п}}}{(4/3)\pi\rho_{\text{eff}} 10^6 \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^3 f(a) da}, \quad (6)$$

$f(a)da$  — нормированная функция распределения частиц пыли по размерам, плотность пылевых образований  $\rho_{\text{п}}$  выражена в  $\text{г}/\text{м}^3$ , а эффективная

плотность вещества частицы  $\rho_{\text{eff}} = \rho_c(1 - v) + v$  — в г/см<sup>3</sup>, плотность вещества ядра пылинок принималась равной  $\rho_c = 2,5$  г/см<sup>3</sup>.

В основу программной реализации алгоритма (2)–(6) была положена программа Борена–Хафмена для расчета коэффициентов  $a_n, b_n$  в оптическом диапазоне волн [10], написанная на стандартном Фортране. Особенности вычислений в радиодиапазоне связаны с небольшими значениями параметра дифракции  $\rho$  и с тем обстоятельством, что значимой является и мнимая часть диэлектрической проницаемости частиц. Адаптация программы [10] к радиодиапазону осуществлялась введением дополнительных множителей на различных этапах расчетов для предотвращения преждевременного зануления или переполнения результатов, разумеется, с последующей компенсацией этих множителей и использованием рэлеевского приближения для очень малых частиц (см. ниже). Указанные процедуры связаны как с отмеченными выше обстоятельствами, так и с тем, что разрядность чисел, с которыми оперирует ПЭВМ (а именно для этого класса ЭВМ создавалась программа расчетов) меньше соответствующего диапазона чисел более мощных ЭВМ.

Использованный программный алгоритм Борена–Хафмена характеризуется иногда как алгоритм со средними возможностями, который можно использовать при небольших значениях параметра  $\rho$  и малом поглощении [16]. Однако сравнение результатов расчета эффективных сечений ослабления в ММ–СМ диапазонах волн в предельном случае для однородных (сухих) пылевых частиц, которые были получены по этому алгоритму, с результатами аналогичных расчетов по алгоритмам [17, 18] и с данными, приведенными в таблице 4.12 монографии [16], показало хорошее их совпадение, что свидетельствует о достижении необходимых точностей расчетов по использованной в данной работе программе в рассматриваемом интервале изменений параметра  $\rho$  и при принятых значениях диэлектрической проницаемости.

Методические аспекты расчетов радиохарактеристик для обводненных частиц изложены нами в [14]. Здесь отметим, что для пылевых частиц естественного происхождения параметр  $\rho$  в СМ–ММ диапазонах волн изменяется в пределах  $\sim 0,6 \cdot 10^{-6} – 0,8$ . Из обычных физических соображений можно ожидать, что при очень малых значениях параметра дифракции справедлива концепция эффективной диэлектрической проницаемости частиц и в этом случае целесообразно использовать рэлеевское приближение. Поэтому основные вычислительные проблемы данной задачи сводились к расчетам радиохарактеристик при значениях параметра  $\rho$ , близких к верхнему пределу указанного интервала. Однако, отладка математической программы расчетов выполнялась нами в более широком интервале параметра дифракции, когда верхний предел величины  $\rho$  достигал значений  $\sim 25$ . В литературе продолжают обсуждаться асимптотические приближения  $Q$  для больших частиц при значении параметра

$\rho = 10 - 1000$  [19, 20]. Результаты при  $\rho > 100$  представляют интерес для оптического диапазона волн.

Рэлеевское приближение обеспечивает более высокую стабильность расчетов по сравнению с расчетами по общим формулам при малых значениях  $\rho$ . Однако, в случае двухслойных частиц существует тонкость сведения точной задачи к задаче для малых частиц. Дело в том, что для однородных частиц такое сведение обеспечивается просто разложением в ряд коэффициентов  $a_n, b_n$  и использованием затем ограниченного числа (одного–трех) членов разложения. Для двухслойной частицы предварительно нужно свести задачу расчета  $Q(a, \lambda)$  и  $P(a, \lambda)$  к аналогичной задаче для однородной частицы, а затем уже использовать разложение в ряд коэффициентов Ми.

#### 4. ЭФФЕКТИВНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ МАЛЫХ ЧАСТИЦ

Решение электродинамической задачи по определению сечений ослабления  $Q(a, \lambda)$  и изменения фазы  $P(a, \lambda)$  для двухслойной малой частицы можно свести к задаче для однородного шара, если ввести эффективную величину диэлектрической проницаемости. Ввести эффективную диэлектрическую проницаемость сферы можно, по крайней мере, двумя способами:

- из условия равенства поляризумостей однородной частицы с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = \epsilon_{\text{eff}}$  и рассматриваемой двухслойной частицы;

- путем простого усреднения по объему частицы значения ее диэлектрической проницаемости.

**Первый способ.** Поляризумости  $p$  однородной частицы с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = \epsilon_{\text{eff}}$  ( $p = p_1$ ) и двухслойной сферической частицы ( $p = p_2$ ) выражаются формулами [8]:

$$p_1 = a^3 \frac{\epsilon_{\text{eff}} - 1}{\epsilon_{\text{eff}} + 2}, \quad (7)$$

$$p_2 = a^3 \frac{(\epsilon_W - 1)(\epsilon + 2\epsilon_W) + (1 - v)(2\epsilon_W + 1)(\epsilon - \epsilon_W)}{(\epsilon_W + 2)(\epsilon + 2\epsilon_W) + 2(1 - v)(\epsilon_W - 1)(\epsilon - \epsilon_W)}. \quad (8)$$

Приравнивая правые части (7), (8) и выделяя в них действительные и мнимые части, получим выражения для действительной  $\epsilon_{\text{eff}1}$  и мнимой  $\epsilon_{\text{eff}2}$  частей эффективной диэлектрической проницаемости:

$$\epsilon_{\text{eff}1} = \frac{1 + R - 2R^2 - 2I^2}{(1 - R)^2 + I^2}, \quad \epsilon_{\text{eff}2} = \frac{3I}{(1 - R)^2 + I^2}, \quad (9)$$

где  $R = \operatorname{Re}(p_1 a^{-3})$  — реальная и  $I = \operatorname{Im}(p_1 a^{-3})$  — мнимая части поляризуемости частицы единичного радиуса, при этом

$$R = \frac{AC + BD}{C^2 + D^2}, \quad I = \frac{BC - AD}{C^2 + D^2}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} A &= 3(\epsilon_{W_1}\epsilon_1 - \epsilon_{W_2}\epsilon_2 - \epsilon_{W_1}) + \\ &\quad + v(2\epsilon_{W_1}^2 - 2\epsilon_{W_1}\epsilon_1 + 2\epsilon_{W_2}\epsilon_2 - 2\epsilon_{W_2}^2 - \epsilon_1 + \epsilon_{W_1}), \\ B &= 3(\epsilon_{W_1}\epsilon_2 + \epsilon_{W_2}\epsilon_1 - \epsilon_{W_2}) + \\ &\quad + v(4\epsilon_{W_1}\epsilon_{W_2} - 2\epsilon_{W_1}\epsilon_2 - 2\epsilon_{W_2}\epsilon_1 - \epsilon_2 + \epsilon_{W_2}), \\ C &= 3(\epsilon_{W_1}\epsilon_1 + 2\epsilon_{W_1} - \epsilon_{W_2}\epsilon_2) + \\ &\quad + 2v(\epsilon_{W_1}^2 - \epsilon_{W_1}\epsilon_1 + \epsilon_{W_2}\epsilon_2 - \epsilon_{W_2}^2 + \epsilon_1 - \epsilon_{W_1}), \\ D &= 3(\epsilon_{W_1}\epsilon_2 + 2\epsilon_{W_2} + \epsilon_1\epsilon_{W_2}) + \\ &\quad + 2v(2\epsilon_{W_1}\epsilon_{W_2} - \epsilon_{W_1}\epsilon_2 - \epsilon_{W_2}\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_{W_2}). \end{aligned}$$

По теории Дебая в предположении существования одного времени релаксации  $\tau_W$ :

$$\begin{aligned} \epsilon_{W_1} &= \epsilon_{W,o} + \frac{\epsilon_{W,s}(T) - \epsilon_{W,o}}{1 + (\omega\tau_W)^2}, \\ \epsilon_{W_2} &= \omega\tau_W \frac{\epsilon_{W,s}(T) - \epsilon_{W,o}}{1 + (\omega\tau_W)^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

В (11)  $\omega$  — циклическая частота электромагнитной волны,  $T$  — абсолютная температура водной оболочки частицы. Температурная зависимость статистической  $\epsilon_{W,s}$  и значения оптической  $\epsilon_{W,o}$  диэлектрических проницаемостей воды продолжают обсуждаться в литературе. Мы использовали температурную зависимость  $\epsilon_{W,s}$  в виде [21]:

$$\epsilon_{W,s} = 88,2 - 0,4088(T - 273,15) + 0,00081(T - 273,15)^2 \quad (12)$$

и значение  $\epsilon_{W,o} = 5,5$ . Параметр релаксации  $\tau_W = \frac{\epsilon_{W,s}(T) + 2}{\epsilon_{W,o} + 2} \tau_{W,o}$ . Температурная зависимость  $\tau_{W,o}$  принималась, согласно [22], в виде:

$$\tau_{W,o} = 10^{-12} \exp[9,8(273,15/T - 0,955)], \text{ с.} \quad (13)$$

В литературе используются и другие аппроксимации  $\tau_{W,o}(T)$  [21, 23]. Выводы о предпочтительности той или иной зависимости  $\epsilon_{W,s}(T)$  и  $\tau_{W,o}(T)$  могут быть сделаны на основе новых экспериментальных результатов. Здесь мы лишь отметим, что отличия диэлектрической проницаемости

воды от значений, которые получаются по теории Дебая, наблюдаются на волнах  $\lambda < 0,1$  см [24].

**Второй способ.** В [25, 26] использовалось понятие среднего по объему частицы значения диэлектрической проницаемости  $\bar{\epsilon}$

$$\bar{\epsilon} = (1 - v)\epsilon + v\epsilon_w. \quad (14)$$

Из (14) следует:

$$\bar{\epsilon}_1 = (1 - v)\epsilon_1 + v\epsilon_{w1}, \quad \bar{\epsilon}_2 = (1 - v)\epsilon_2 + v\epsilon_{w2}. \quad (15)$$

При атмосферных температурах на волнах  $\lambda = 0,3$ –1 см при  $0 < v < 1$   $\bar{\epsilon}_1 > \epsilon_{eff1}$  и  $\bar{\epsilon}_2 > \epsilon_{eff2}$ . На волне  $\lambda = 0,3$  см разница в значениях  $\bar{\epsilon}_1$  и  $\epsilon_{eff1}$  уже мала. На рис. 1 приведены зависимости эффективной диэлектрической проницаемости двухслойной обводненной частицы с песчаным ядром от длины волны для трех значений  $v$ .

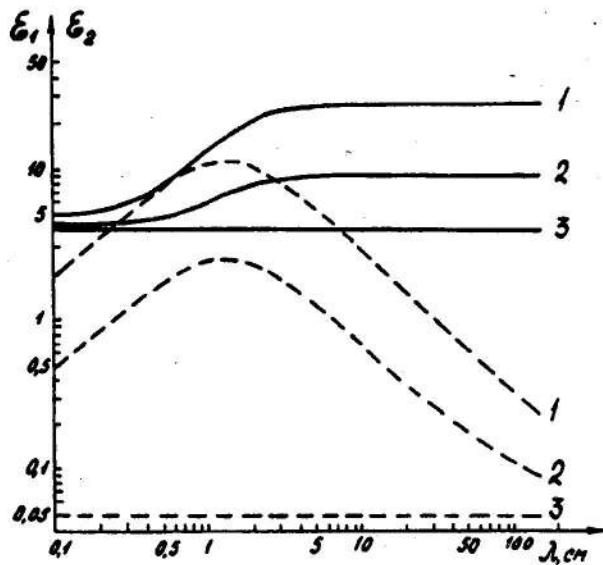


Рис. 1. Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости двухслойной обводненной частицы с песчаным ядром от длины волны,  $T = 300$  К. Сплошные кривые — действительные части  $\epsilon_{eff}$ , пунктирные кривые — мнимые части  $\epsilon_{eff}$ ; 1 —  $v = 0,4$ ; 2 —  $v = 0,1$ ; 3 —  $v = 0$ .

Сравнение расчетов эффективных сечений ослабления частиц для моделей (9), (15) диэлектрической проницаемости со строгим решением  $Q$  по (3)–(5) показало, что введение эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{eff}$  по поляризуемости предпочтительнее (точнее), чем введение

средней по объему проницаемости  $\bar{\epsilon}$ . Так, на волнах  $\lambda = 0,2\text{--}0,1\text{ см}$  соответствующие расхождения в  $Q$  для песчаных частиц с радиусом  $a = 0,01\text{ см}$  ( $T = 300\text{ K}$ ) составляют  $\sim 1\text{--}5\%$  при  $\epsilon_{\text{eff}}$  и  $\sim 25\text{--}20\%$  при  $\bar{\epsilon}$ .

### 5. ПРИБЛИЖЕНИЯ МАЛЫХ ДВУХСЛОЙНЫХ ЧАСТИЦ

Для малых частиц с эффективной диэлектрической проницаемостью можно уже использовать обычные разложения сечений ослабления и изменения фазы в ряд:<sup>\*</sup>

$$Q \cong Q_M = (\lambda^2/2\pi)\rho^3(c_1 + c_2\rho^2 + c_3\rho^3), \quad (16)$$

$$P \cong P_M = \pi a^2 \rho(d_1 + d_2\rho^2 + d_3\rho^3),$$

где

$$c_1 = \frac{6\epsilon_{\text{eff}2}}{(\epsilon_{\text{eff}1} + 2)^2 + \epsilon_{\text{eff}2}^2},$$

$$c_2 = (\epsilon_{\text{eff}2}/15) \left\{ \frac{18(7\epsilon_{\text{eff}1}^2 + 4\epsilon_{\text{eff}1} - 20 + 7\epsilon_{\text{eff}2}^2)}{[(\epsilon_{\text{eff}1} + 2)^2 + \epsilon_{\text{eff}2}^2]^2} + \right. \\ \left. + \frac{25}{(2\epsilon_{\text{eff}1} + 3)^2 + 4\epsilon_{\text{eff}2}^2} + 1 \right\},$$

$$c_3 = \frac{4}{3} \frac{(\epsilon_{\text{eff}1} - 1)^2(\epsilon_{\text{eff}1} + 2)^2 + \epsilon_{\text{eff}2}^2[2(\epsilon_{\text{eff}1} - 1)(\epsilon_{\text{eff}1} + 2) - 9] + \epsilon_{\text{eff}2}^4}{[(\epsilon_{\text{eff}1} + 2)^2 + \epsilon_{\text{eff}2}^2]^2},$$

$$d_1 = 2 \frac{(\epsilon_{\text{eff}1} - 1)(\epsilon_{\text{eff}1} + 2) + \epsilon_{\text{eff}2}^2}{(\epsilon_{\text{eff}1} + 2)^2 + \epsilon_{\text{eff}2}^2},$$

$$d_2 = \frac{1}{15} \left\{ 18 \frac{d_4}{[(\epsilon_{\text{eff}1} + 2)^2 + \epsilon_{\text{eff}2}^2]^2} + \right. \\ \left. + 5 \frac{(\epsilon_{\text{eff}1} - 1)(2\epsilon_{\text{eff}1} + 3) + 2\epsilon_{\text{eff}2}}{(2\epsilon_{\text{eff}1} + 3)^2 + 4\epsilon_{\text{eff}2}^2} + (\epsilon_{\text{eff}1} - 1) \right\},$$

$$d_3 = 8\epsilon_{\text{eff}2} \frac{(\epsilon_{\text{eff}1} - 1)(\epsilon_{\text{eff}1} + 2) + \epsilon_{\text{eff}2}^2}{[(\epsilon_{\text{eff}1} + 2)^2 + \epsilon_{\text{eff}2}^2]^2},$$

$$d_4 = (\epsilon_{\text{eff}1} - 1)(\epsilon_{\text{eff}1} - 2)(\epsilon_{\text{eff}1} + 2)^2 + \epsilon_{\text{eff}2}^2(2\epsilon_{\text{eff}1}^2 + \epsilon_{\text{eff}1} - 18 + \epsilon_{\text{eff}2}^2).$$

\* В монографии [11] и в ряде последующих публикаций, в которых использовались материалы [11], формула для  $c_2$  приводится с ошибкой: вместо коэффициента 18 записан коэффициент 3. Указанная неточность исправлена в [14].

Из вышеприведенных формул сразу получаются соотношения для  $Q$  и  $P$  в рэлеевском приближении, когда в соответствующих разложениях учитываются лишь первые члены:

$$Q \cong Q_R = (\lambda^2/2\pi)c_1\rho^3, \quad P \cong P_R = \pi a^2 d_1 \rho. \quad (17)$$

Аналогичные соотношения для сечений ослабления однородных частиц, в которых используются значения  $\epsilon$  вместо  $\epsilon_{\text{eff}}$ , уже неоднократно приводились в литературе, в то время как аппроксимационные выражения для  $P$  нам не встречались. Ниже использовались следующие критерии условий расчетов по различным формулам эффективных сечений ослабления и изменения фазы частицами:

при  $\rho \leq 0,06$  использовались одночленные приближения (17),

при  $0,06 < \rho \leq 0,1$  использовались трехчленные приближения (16)

и при  $\rho > 0,1$  расчеты выполнялись по полным формулам (2) обобщенной (задача "Шар в оболочке") теории Ми.

Расчеты для однородных (сухих) частиц также выполнялись по указанным формулам. Для этого предельного случая  $v = 0$  в (4), (5) нужно положить  $a_c = a$  и заменить  $\epsilon_{W1}$  на  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_{W2}$  — на  $\epsilon_2$ .

## 6. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 2, 3 представлена зависимость фактора эффективности ослабления (нормированного сечения ослабления  $\tilde{Q} = Q/\pi a^2$ ) песчаной частицы ( $a = 0,01$  см) от относительной доли объема  $v$  ее водной оболочки в коротковолновой части миллиметрового диапазона для двух значений температур. На волне  $\lambda = 1$  мм величина  $\tilde{Q}$  монотонно возрастает при переходе от твердой частицы к частице водной (с ростом  $v$ ). Однако, уже на волнах  $\lambda \geq 2$  мм в зависимости  $\tilde{Q}(v)$  появляется максимум при некотором значении  $v = v_{\max}$ . Величина  $v_{\max}$  уменьшается как с возрастанием длины волны при фиксированной температуре ( $v_{\max} \approx 0,9$  на волне  $\lambda = 0,2$  см и  $v_{\max} \approx 0,1$  на волне  $\lambda = 10$  см при  $T = 300$  К), так и на определенной длине волны с возрастанием температуры.

Величина  $\tilde{Q}$  для частиц с суглинистым ядром превышает соответствующую величину для частиц с песчаным ядром при малых долях обводнения  $v < v_o$ . При тех же, что и выше, условиях ( $a = 0,01$  см,  $T = 300$  К),  $v_o = 0,04$  на длинах волн, приходящихся на середину ММ диапазона, и  $v_o = 0,025$  в длинноволновой части этого диапазона. При значениях  $v > v_o$  зависимость  $\tilde{Q}(\epsilon)$  меняется на противоположную. Температурная зависимость фактора эффективности ослабления частиц, обусловленная зависимостью диэлектрической проницаемости их водной оболочки  $\epsilon_W$  от  $T$ , имеет различный характер по диапазону и при различных объемах обводнения частиц (см. примеры на рис. 2, 3 и более подробно в [14]).

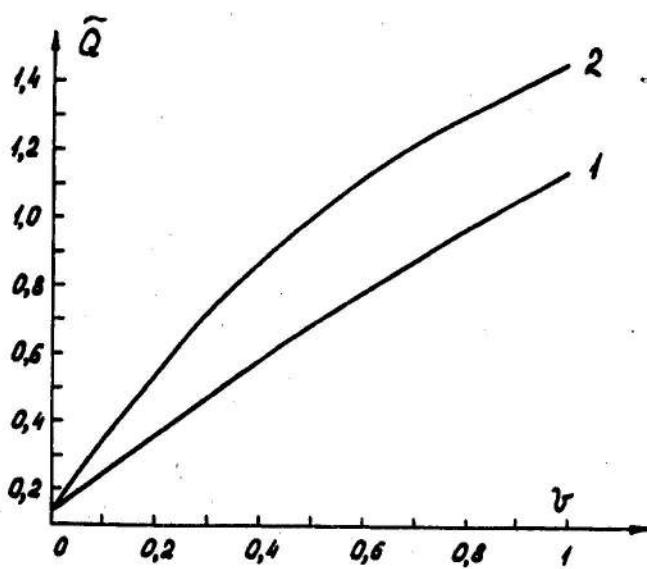


Рис. 2. Зависимость фактора эффективности ослабления песчаной частицы с радиусом  $a = 0,01$  см от доли ее объема обводнения на волне  $\lambda = 0,1$  см при температуре  $T = 300$  К (кривая 1) и  $T = 325$  К (кривая 2).

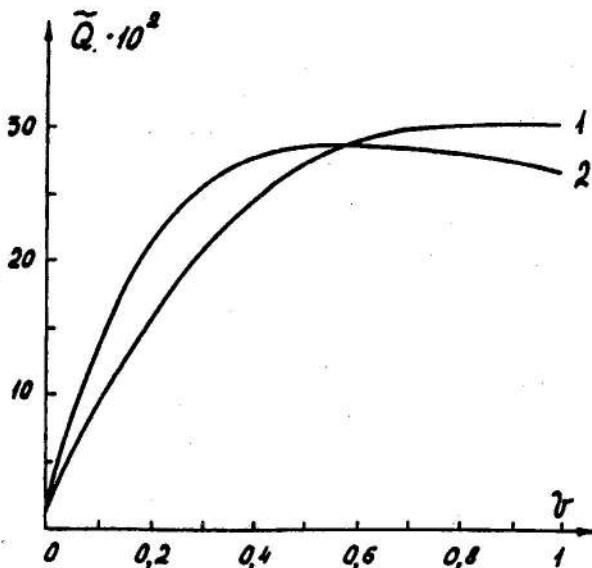


Рис. 3. Зависимость фактора эффективности ослабления песчаной частицы с радиусом  $a = 0,01$  см от доли ее объема обводнения на волне  $\lambda = 0,2$  см при температуре  $T = 300$  К (кривая 1) и  $T = 325$  К (кривая 2).

Относительная доля рассеяния двухслойной сферической частицы ( $v > 0,2$ ) с песчаным ядром ( $a = 0,01 \text{ см}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ ) изменяется в пределах от  $\sim 0,5\text{--}0,3$  до  $\sim 10^{-3}$  на длинах волн  $\lambda = 0,1\text{--}10 \text{ см}$ . Для сухой частицы такого же размера соответствующая доля рассеяния больше [14].

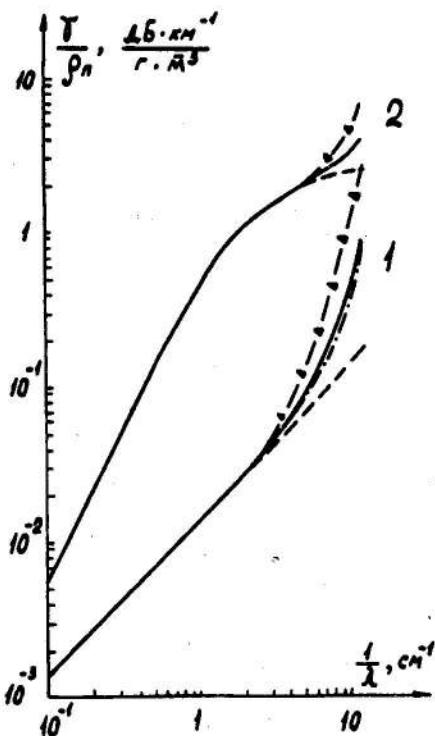


Рис. 4. Зависимость удельного коэффициента ослабления радиоволн от волнового числа для различных типов распределений песчаных частиц по размерам.

Кривые 1 —  $v = 0$ ; сплошная кривая — экспоненциальное распределение; пунктир — нормальное; штрих-пунктир — логарифмически-нормальное; треугольники — экспериментальное распределение.

Кривые 2 —  $v = 0,2$ ;  $T = 300 \text{ К}$ . Обозначения кривых те же.

На рис. 4 приведены значения удельных коэффициентов ослабления радиоволн в пылевых образованиях от волнового числа для различных типов распределения песчаных частиц по радиусам  $f_i(a)da$ ,  $i = 1, 2, \dots, 6$  (см. раздел 2). Различие в кривых  $\tilde{\gamma} = \gamma/\rho_n$  для разных  $f_i(a)da$  имеет место при  $\lambda < \lambda^* = 4 \text{ мм}$  ( $v = 0$ ) и при  $\lambda < \lambda^* = 1,5 \text{ мм}$  для  $v = 0,2$ . В то же время следует отметить, что результаты расчетов  $\tilde{\gamma}$  при плотностях распределений частиц  $f_2(a)$ ,  $f_6(a)$ , так же как и при  $f_4(a)$ ,  $f_5(a)$  оказались

близкими для каждой из указанных пар распределений ( $\tilde{\gamma}(f_2) \simeq \tilde{\gamma}(f_6)$ ;  $(\tilde{\gamma}(f_4) \simeq \tilde{\gamma}(f_5)$ ), но существенно различаются между собой в областях  $\lambda < \lambda^*$ . Отношения коэффициентов ослабления  $\tilde{\gamma}(f_{4,5})/\tilde{\gamma}(f_{2,6})$  на волне  $\lambda = 1$  мм составляет  $\sim 8,4$  при  $v = 0$  и  $\sim 1,8$  при  $v = 0,2$ . Получено, что, при использованных распределениях пылевых частиц по размерам, трехчленное приближение (16) приводит к отличию в коэффициентах ослабления в пылевых буянах по сравнению с расчетами по полным формулам (3) не более 2% до  $\lambda = 2$  мм, а одночленное приближение (17) — не более 6% до  $\lambda = 5$  мм. Коэффициент ослабления (2)–(6) в целом слабо зависит (разброс 15–20% при  $v < 0,2$ ) от химического состава ядра и температуры водной оболочки на фиксированной длине волны. Доля рассеяния в ослаблении, составляющая для сухих песчаных частиц на волне  $\lambda = 1$  мм  $\sim 80\%$  уменьшается до  $\sim 4\%$  на волне  $\lambda = 2$  мм при  $v = 0,2$ .

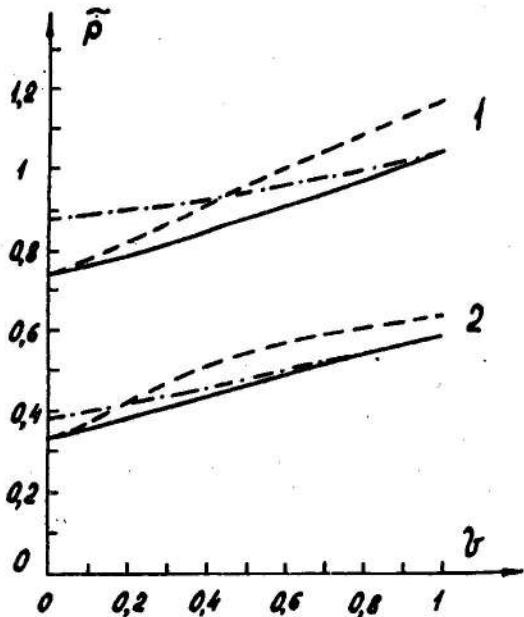


Рис. 5. Зависимость фазового фактора от объема обводнения частиц ( $a = 0,01$  см) в коротковолновой области миллиметрового диапазона: 1 —  $\lambda = 0,1$  см; 2 —  $\lambda = 0,2$  см. Сплошные кривые — песчаная частица,  $T = 300$  K; пунктир — то же, при температуре  $T = 325$  K; штрих-пунктир — суглинистая частица,  $T = 300$  K.

Рисунок 5 иллюстрирует зависимость фазового фактора ( $\tilde{P} = P/\pi a^2$ ) при различных объемах обводнения частиц от температуры оболочки и от диэлектрической проницаемости ядра. Фазовый фактор монотонно возрастает при увеличении  $v$  во всем исследованном диапазоне длин волн

и параметров частиц. Зависимость удельного фазового смещения волны ( $\rho_n^{-1} d\Phi/dl$ ) ансамблем частиц от их распределения по размерам качественно носит такой же характер, как и зависимость удельного коэффициента ослабления  $\tilde{\gamma}$ , но количественные различия (в процентном отношении) выражены в существенно меньшей степени. Результаты расчетов набега фазы в рэлеевском одночленном приближении (17) на волнах  $\lambda = 1 - 2$  мм отличаются от строгих расчетов на  $\sim 10\%$ . Что касается величины  $d\Phi/dl$  для эмпирического ( $f_4(a)\Delta a$ ) распределения частиц пыли по размерам, то расчеты с использованием трехчленного приближения (16) дают весьма близкие результаты к строгим (полученным по формулам (2)-(6)) значениям.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В течение длительного времени основной моделью, используемой при описании ослабляющих свойств гидрометеоров и пылевых образований в ММ-СМ диапазонах волн, являлась совокупность однородных сферических частиц. В данной работе для физического анализа и получения количественных характеристик ослабления и изменения фазы ММ-СМ радиоволны пылевыми частицами использовалось обобщение [9] теории Ми на случай двухслойных сферических частиц. В последние годы расчеты ослабления радиоволн содержащимися в атмосфере частицами развиваются в направлениях как применения новых разрабатываемых методов к частицам произвольной формы в некотором интервале параметра дифракции (например, использование аппроксимационного метода взаимодействующих диполей для  $\rho \lesssim 1 - 2$  [18, 27]), так и дальнейшего обобщения теории Ми для многослойных сфер [28]. Получены аналитические решения о рассеянии света на сферической частице для ряда конкретных профилей плавного изменения по радиусу диэлектрических свойств частицы [29].

В ряду перечисленных моделей двухслойная модель частицы занимает вполне определенное место, поскольку представляет собой продвижение в постановке и решении по сравнению с первоначальной теорией Ми, не только прямых задач, но также продвижение и в проблеме диагностики свойств среды (обратные задачи) по характеристикам распространения радиоволн.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Goldhirs J. // IEEE Trans. Antennas and Propag. V. AP-30. N 6. P. 1121.
2. Bashir S. O., Mc Ewan N. J. // IEE Proc., 1986. V. 133. Pt. H. N 3. P. 241.

3. Ghobrial S. I., Sharief S. M. // IEEE Trans. Antennas and Propag., 1987. V. AP-35. N 4. P. 418.
4. Ahmed A. S. // IEE Proc., 1987. V. 134. Pt. H. N 1. P. 55.
5. Петрянов-Соколов И. В., Сутугин А. Г. Аэрозоли. — М.: Наука, 1989.
6. Альперович Л. С., Гохберг М. Б., Дробжев В. И. и др. // Изв. АН СССР. Физика Земли, 1985. N 11. С. 5.
7. Семенов А. А., Арсеньян Т. И. Ослабление радиоволны СВЧ в песчано-пылевой атмосфере. — М.: ИРЭ РАН, 1989. Препринт N 4.
8. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. — М.: ИИЛ, 1961.
9. Aden A. L., Kerker M. // J. Appl. Physics, 1951. V. 22. N 10. P. 1242.
10. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. — М.: Мир, 1986.
11. Kerr D.E. Propagation of short radio waves. — New York: M. I. T. Radiation Laboratory Series, 1951. V. 13.
12. Alhaider M. A. // Intern. J. Infrared and Millimeter Waves, 1987. V. 7. N 10. P. 1559.
13. Кондратьев К. Я. и др. Атмосферный аэрозоль. — М.: Гидрометеоиздат, 1983.
14. Виняйкин Е. Н., Зиничева М. Б., Наумов А. П. Ослабление миллиметровых и сантиметровых радиоволн и изменение их фазы в среде, состоящей из сухих и обводненных пылевых частиц. — Нижний Новгород: НИРФИ, 1993. Препринт N 370.
15. Кротиков В. Д., Троицкий В. С. // Успехи физических наук, 1963. Т. 81. N 4. С. 589.
16. Айвазян Г. М. Распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках. Справочник. — Л.: Гидрометеоиздат, 1991.
17. Наумов А. П., Станкевич В. С. // Изв. вузов. Радиофизика, 1983. Т. 26. N 6. С. 756.
18. Ошарин А. М. // Изв. вузов. Радиофизика (в печати).
19. Nussenzveig H. M., Wiscombe W. J. // Phys. Rev. Letters, 1980. V. 45. N 18. P. 1490.
20. Attard Ph., Box M. A., Bryant G., Mc Kellar B. H. J. // JOSA A., 1986. V. 3. N 2. P. 256.
21. Colle C., Hasted J., Ritson D. // Proc. Phys. Soc., 1948. V. 60. N 338. Pt. 2. P. 145.
22. Башаринов А. Е., Кутузова В. Г. // Труды ГГО, 1968. Вып. 222. С. 100.
23. Bertolini D., Cassettari M., Salvetti G. // J. Chem. Phys., 1982. V. 76. N 6. P. 328.
24. Chamberlain J. E., Chantry G. W., Gebble H. A., Stone N. W. B. // Nature, 1966. V. 210. N 5038. P. 790.

25. Пришивалко А. П. Обводнение частиц и элементы матрицы рассеяния света атмосферным аэрозолем. — Минск: ИФ АН Белорусской ССР, 1976. Препринт N 108.
26. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы. В кн: Современные проблемы атмосферной оптики. Том 2. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986.
27. Purcell E. M., Pennypacker C. R. // *Astroph. J.*, 1973. V. 186. N 2(1). P. 705.
28. Wu Z. S., Wang Y. P. // *Radio Sci.*, 1991. V. 26. N 6. P. 1393.
29. Бабенко В. А., Пришивалко А. П. Рассеяние света радиально-неоднородными сферическими частицами. — Минск: ИФ АН Белорусской ССР, 1975. Препринт N 86.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
30 декабря 1993 г.

**ATTENUATION AND PHASE VARIATION OF MILLIMETER AND CENTIMETER RADIO WAVES IN A MEDIUM CONSISTING OF DRY AND IRRIGUOUS DUST PARTICLES**

*E. N. Vinyajkin, M. B. Zinicheva, A. P. Naumov*

Attenuating and refracting properties of irriguous dust particles with sandy and loamy nuclei are considered at wavelengths  $\lambda \approx 0.1 - 10$  cm. Quantitative characteristics of radio wave attenuation obtained for different models of homogeneous particles with effective dielectric permittivity are compared with exact solution of the electrodynamic problem for two-layer particles ("A sphere in an envelope"). Radio wave phase variations have been defined which are induced by the presence of dust formations in the medium.