

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХЧАСТОТНОГО МЕТОДА ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ТВЕРДЫХ АЭРОЗОЛЕЙ

О. А. Войтович, А. М. Линкова, Г. И. Хлопов

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: khlopov@ire.kharkov.ua

Проведено исследование двухчастотного метода дистанционного измерения размеров частиц твердых аэрозолей. Приведены результаты численного моделирования процесса дистанционного зондирования с использованием строгого решения задачи дифракции электромагнитной волны на диэлектрической сфере, что позволяет оценить рамки применимости метода и влияние полидисперсности рассеивающей среды. Ил. 11. Табл. 2. Библиогр.: 11 назв.

Ключевые слова: дифракция, эффективная поверхность рассеяния, дифференциальная эффективная поверхность рассеяния.

Как показали исследования, проведенные в горных районах Китая и США в последние годы, увеличение количества промышленных выбросов в виде твердых аэрозолей приводит к увеличению интенсивности гроз и уменьшению общего количества осадков, что негативно сказывается на запасах пресной воды. Это одна из проблем современной климатологии, в связи с чем исследование влияния аэрозолей на выпадение осадков представляет значительный интерес. При этом разработка методов измерения размеров аэрозолей является важным этапом на пути решения проблемы в целом.

В настоящее время существует большое количество различных приборов для измерения параметров аэрозолей путем исследования проб воздуха, которые обеспечивают достаточно высокую точность в широком диапазоне размеров частиц. Однако для измерения параметров частиц в больших объемах и на больших расстояниях целесообразно использовать дистанционные методы зондирования с применением радара.

В работах [1, 2] было предложено применение двухчастотного радара для определения размеров монодисперсного потока частиц в дождях. Однако рамки применимости метода и, что более важно, влияние полидисперсного характера среды на точность измерения размеров частиц ранее не рассматривались. Поэтому в настоящей работе сделана попытка восполнить указанные проблемы путем численного моделирования двухчастотного зондирования твердых аэрозолей на основе строгого решения задачи о дифракции электромагнитных волн на диэлектрической сфере.

1. Параметры твердых аэрозолей. Рассмотрим основные свойства твердых аэрозолей, включая их характерные размеры, функцию распределения и диэлектрические свойства. При этом различают аэрозоли естественного и антропогенного происхождения. В первом случае (песок, пыль и др.) главными причинами образования аэрозолей являются природные явления

(пылевые бури и др.), а во втором – промышленные выбросы, особенно выбросы термоэлектрических станций, последствия пожаров, взрывов и др. Основные параметры твердых аэрозолей [3, 4] приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры твердых аэрозолей

Параметр	Естественная природа	Антропогенная природа
Размеры, мкм	0,1 ÷ 300	0,01 ÷ 50
Количество частиц в м ³	10 ⁷ ÷ 10 ⁹	–
Объемная плотность, г/м ³	1·10 ⁻⁵ ÷ 60	(1 ÷ 5)·10 ⁻²
Видимость, м	> 4	> 20
Состав	Диоксид кремния SiO ₂ – 62 %; окислы металлов Al ₂ O ₃ , Fe ₂ O ₃ – 38 %	Углеродные соединения (> 90 %)

Оптическая видимость в облаке твердых аэрозолей V_S , км определяется массой взвешенных частиц в единице объема M_L (удельная масса) согласно эмпирическому соотношению

$$V_S = \left(\frac{C}{M_L} \right)^{\frac{1}{\nu}},$$

где типичные значения констант

соответствуют $C = 0,163$, $\nu = 1,07$ [3]. При этом на практике используются следующие оценки уровня запыленности атмосферы в зависимости от удельной массы аэрозоля M_L :

- «чистая» атмосфера: ≤ 10 мкг/м³;
- «средняя» запыленность: ≈ 120 мкг/м³;
- «сильная» запыленность: $\approx 40 \div 60$ г/м³ (видимость $\approx 4 \div 5$ м).

Реальное облако аэрозолей состоит из частиц разных размеров, причем, как показывают многочисленные измерения, распределение час-

тиц по размерам может быть аппроксимировано логарифмически нормальным законом [5]:

$$F(r) = \frac{1}{rg\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln \frac{r}{s}}{g} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где s и g – параметры распределения, которые связаны с модой r_m и шириной распределения Δr на уровне $1/e$ следующим образом:

$$s = r_m \exp \left(\frac{1}{2} \operatorname{arcsch}^2 \frac{\Delta r}{2r_m} \right);$$

$$g = \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{arcsch} \frac{\Delta r}{2r_m}. \quad (2)$$

Свойства комплексной диэлектрической проницаемости частиц $\hat{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon''$ играют важную роль при рассеянии электромагнитных волн аэрозолями. Как показывают данные экспериментальных исследований типичных составляющих пыли и песка в диапазоне СВЧ [3, 4], действительная часть диэлектрической проницаемости меняется в пределах $\operatorname{Re} \hat{\epsilon} = 2,5 \div 10$, а мнимая – $\operatorname{Im} \hat{\epsilon} = (2,5 \div 100) \cdot 10^{-2}$.

Также характерна зависимость диэлектрической постоянной от влагосодержания [3], причем мнимая часть комплексной проницаемости более чувствительна к изменениям влажности. Например, в естественном состоянии песок имеет влажность порядка 4 %, которой соответствует значение комплексной диэлектрической постоянной $\epsilon = 4,6 - j0,38$, а после осушения (влажность близка к нулю) проницаемость равна $\epsilon = 3,6 - j0,18$.

О частотной зависимости диэлектрической проницаемости частиц твердых аэрозолей можно судить по данным, приведенным в табл. 2 [3, 4]. Как видно, указанная зависимость более значительна для мнимой части диэлектрической постоянной и проявляется в основном в диапазоне волн короче 3 см.

Таблица 2

Диэлектрические параметры

f , ГГц	Влажность, %	Материал	$\operatorname{Re} \hat{\epsilon}$	$\operatorname{Im} \hat{\epsilon}$
3	2,2	Суглинок	3,5	0,14
10	2	Глина	5,7	0,4
14	5	Песок	3,9	0,6
24	5	Песок	3,8	0,65
37	5	Суглинок	2,9	0,35

2. Двухчастотный метод зондирования.

Как известно [6, 7], использование радаров с каллиброванным энергетическим потенциалом позволяет измерять удельную эффективную по-

верхность рассеяния (ЭПР), используя традиционное уравнение радиолокации, которое в случае объемных рассеивателей (аэрозоли, осадки) записывается в виде

$$\bar{P}_r = P_t \frac{G_A^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 \gamma} \int dV \frac{\sigma_s(r, \vartheta, \varphi)}{R^4} f^4(\vartheta, \varphi) W^2(R), \quad (3)$$

где \bar{P}_r – мощность отраженного сигнала на входе приемника, Вт; P_t – мощность передатчика, Вт; G_A – коэффициент усиления антенны; λ – рабочая длина волны, м; $dV = R^2 dR \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$ – элемент объема при интегрировании в сферической системе координат; σ_s – удельная ЭПР исследуемого объема, $\text{м}^2/\text{м}^3$; R – расстояние до рассеивающего объема, м; γ – затухание на трассе, м^{-1} ; $f(\vartheta, \varphi)$ – нормированная диаграмма направленности (ДН) по мощности; $W(R)$ – весовая функция, описывающая элемент разрешения по дальности.

При использовании радиолокационных сигналов в виде последовательности прямоугольных импульсов и аппроксимируя ДН антенны с помощью функции Гаусса, удельное значение ЭПР облака рассеивателей можно записать в форме

$$\sigma_s = \frac{\bar{P}_r}{P_t G_A^2 \lambda^2 \Delta R \Delta \theta_A \Delta \varphi_A \gamma} \frac{4^5 \pi^2 \ln 2 R^2}{}, \quad (4)$$

где $\Delta \theta_A$ и $\Delta \varphi_A$ – ширина ДН по азимуту и углу места по уровню -3 дБ; ΔR – разрешающая способность радара по дальности.

С другой стороны, в приближении некогерентного рассеяния, ЭПР рассеивающего объема равняется сумме отражений от отдельных частиц [6, 7]:

$$\sigma_s = N_T \sum_{n=1}^{N_T} \sigma_0(r_n) F(r_n), \quad (5)$$

где N_T – общее число частиц в единице объема; $\sigma_0(r_n)$ – ЭПР n -й частицы радиусом r_n . В общем случае выражение (5) зависит от многих параметров и не может быть использовано для решения обратной задачи по восстановлению размеров частиц на основе характеристик рассеяния в строгом смысле. Однако при использовании ряда упрощающих предположений соотношение (5) может служить основой для приближенного решения.

Рассмотрим величину дифференциальной ЭПР в виде отношения удельных ЭПР на двух длинах волн λ_1 и λ_2 :

$$\sigma_D(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{\sigma_s(\lambda_1)}{\sigma_s(\lambda_2)} = \frac{\sum_{n=1}^{N_T} \sigma_0(r_n, \lambda_1) F(r_n)}{\sum_{n=1}^{N_T} \sigma_0(r_n, \lambda_2) F(r_n)}. \quad (6)$$

Физически введение подобной характеристики оправдано тем, что зависимость ЭПР частиц от их размеров имеет разный характер для различных длин волн. Наиболее просто это поясняется для рассеивающего объема, заполненного частицами с «узким» законом распределения $\frac{\Delta r}{r_m} \ll 1$. При этом «ширина» распределения существенно меньше моды распределения и размеры частиц сконцентрированы вблизи «эффективного» радиуса $r_n = r_{ef}$. Тогда ЭПР объемного рассеивателя равна $\sigma_s \cong N_T \sigma_0(r_{ef})$, а выражение для дифференциальной ЭПР не зависит от распределения частиц по размерам

$$\sigma_D(r_{ef}) = \frac{\sigma_0(\lambda_1, r_{ef})}{\sigma_0(\lambda_2, r_{ef})}. \quad (7)$$

В качестве примера на рис. 1 приведена рассчитанная зависимость удельной ЭПР сферы $\sigma_0(r, \lambda)$ из диэлектрика ($\epsilon = 2,5 - j0$) от размеров частицы для разных длин волн ($\lambda_1 = 5,23$ мкм, $\lambda_2 = 13,1$ мкм). Как видно, в выделенной области скорость роста кривых существенно отличается, а их отношение (дифференциальная ЭПР) монотонно зависит от радиуса частиц, что в принципе позволяет найти обратную функцию $r_{ef} = r_{ef}(\sigma_D)$.

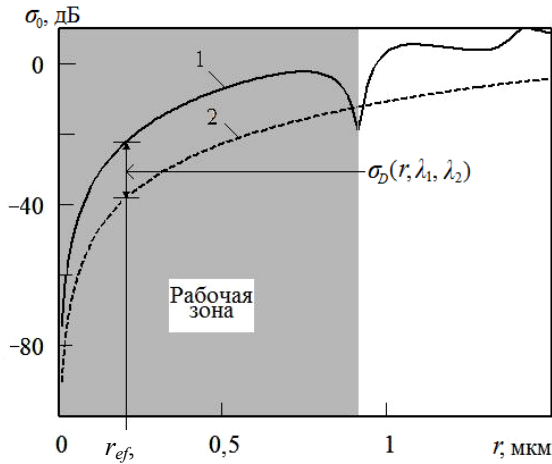


Рис. 1. ЭПР частиц аэрозоля на разных длинах волн: 1 – $\lambda = 5,23$ мкм; 2 – $\lambda = 13,1$ мкм

В результате это позволяет оценить объемную плотность количества частиц аэрозолей в единице объема N_T и их удельную массу M_L :

$$N_T = \frac{\sigma_s}{\sigma_0}; \quad M_L = N_T \frac{4}{3} \pi r_{ef}^3 \rho_w, \quad (8)$$

где ρ_w – объемная плотность материала частиц.

3. ЭПР частиц аэрозоля. Для обращения уравнения (6) применение широко используемого

выражения для ЭПР частиц в приближении Рэля [6, 7]

$$\sigma_0 = 64\pi^5 \frac{r^6}{\lambda^4} \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 \quad (9)$$

не представляется возможным, так как приводит к тривиальному соотношению для дифференциальной ЭПР, которое не зависит от размеров частиц $\sigma_D = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^4$. Поэтому для решения обратной

задачи необходимо использовать результаты строгого решения задачи о дифракции электромагнитных волн на частицах аэрозоля, что, например, возможно в предположении о сферической форме частиц [8].

В этом случае выражение для ЭПР диэлектрической сферы, нормированной на геометрическое сечение πr^2 , записывается в виде [8]

$$\sigma_0 = \frac{1}{\rho^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n+1) (a_n - b_n) \right|^2, \quad (10)$$

где $\rho = 2\pi r / \lambda$ – дифракционный параметр; a_n и b_n – комплексные коэффициенты разложения рассеянного поля (так называемые коэффициенты Ми [8]), которые зависят от длины волны и комплексной диэлектрической проницаемости:

$$a_n = \frac{(A_n(\dot{m}, \rho) / \dot{m} + n / \rho) \psi_n(\rho) - \psi_{n-1}(\rho)}{(A_n(\dot{m}, \rho) / \dot{m} + n / \rho) \zeta_n(\rho) - \zeta_{n-1}(\rho)}; \quad (11)$$

$$b_n = \frac{(A_n(\dot{m}, \rho) \dot{m} + n / \rho) \psi_n(\rho) - \psi_{n-1}(\rho)}{(A_n(\dot{m}, \rho) \dot{m} + n / \rho) \zeta_n(\rho) - \zeta_{n-1}(\rho)}. \quad (12)$$

В приведенных выражениях ψ_n и ζ_n функции Риккати – Бесселя 1-го и 3-го рода; $A_n(\dot{m}, \rho)$ – логарифмическая производная от функции Риккати – Бесселя 1-го рода, которая имеет вид

$$A_n(\dot{m}, \rho) = \frac{\psi'_n(\dot{m}, \rho)}{\psi_n(\dot{m}, \rho)} = -\frac{n}{\dot{m}, \rho} + \frac{J_{n-1/2}(\dot{m}, \rho)}{J_{n+1/2}(\dot{m}, \rho)}, \quad (13)$$

где $J_{n-1/2}$, $J_{n+1/2}$ – функции Бесселя 1-го рода с полуцелым индексом.

Как видно из (11)–(13), подобное представление a_n и b_n требует вычисления функций $A_n(\dot{m}, \rho)$, $\psi_n(\rho)$ и $\zeta_n(\rho)$, причем только одна из них $A_n(\dot{m}, \rho)$ имеет комплексный аргумент. Таким образом, коэффициенты Ми зависят только от дифракционного параметра ρ и комплексной диэлектрической проницаемости ϵ .

Нами разработана программа расчета ЭПР сферических частиц из диэлектрика с потерями на основе алгоритма [9], которая обеспечивает вычисления в широком диапазоне изменения

параметров задачи. В частности, на рис. 2 приведены результаты сравнения нормированной ЭПР диэлектрической сферы, рассчитанной с помощью разработанной программы (гладкая кривая) и данных работ [10, 11] (точки). Из рис. 2 видно, что разработанная программа обеспечивает хорошее совпадение с данными других авторов, а также не требует больших временных затрат для вычислений.

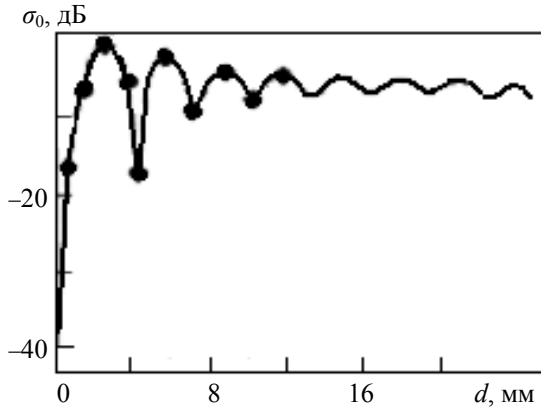


Рис. 2. Пример расчета ЭПР диэлектрической сферы ($\epsilon = 5,75 - j4,9$; $\lambda = 8,2$ мм)

4. Численное моделирование двухчастотного зондирования аэрозолей. На первом этапе проводилось численное моделирование характеристик рассеяния монодисперсной среды частиц твердых аэрозолей с потерями. На рис. 3 приведена зависимость нормированной ЭПР одиночной диэлектрической частицы от параметра $\rho_m = \rho \sqrt{|\epsilon|}$ для разных значений действительной части диэлектрической проницаемости $Re \epsilon$ и при отсутствии потерь в диэлектрике $Im \epsilon = 0$.

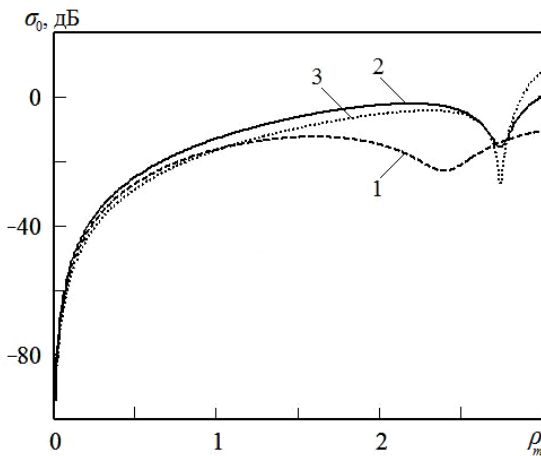


Рис. 3. Зависимость нормированной ЭПР диэлектрической частицы от параметра ρ_m при отсутствии потерь ($Im \epsilon = 0$): 1 – $Re \epsilon = 1,5$; 2 – $Re \epsilon = 5$; 3 – $Re \epsilon = 10$

Из рис. 3 следует, что для достаточно больших значений вещественной части диэлектрической проницаемости $Re \epsilon \geq 5$ характер зависимости практически не меняется (поле слабо проникает внутрь частицы). При этом (рис. 4) начиная со значений $Re \epsilon \geq 4$ положение первого минимума ρ_{m1} зависимости ЭПР от параметра ρ_m (рис. 3) не зависит от вещественной части диэлектрической проницаемости $Re \epsilon$.

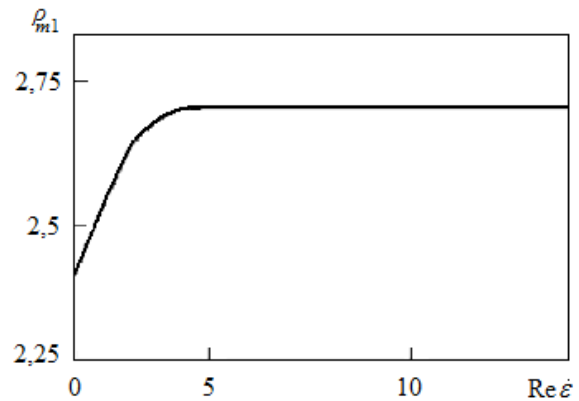


Рис. 4. Положение первого минимума зависимости ЭПР от $Re \epsilon$

Также представляет интерес поведение нормированной ЭПР (рис. 5) от параметра дифракции для различных значений мнимой части показателя преломления: 1 – $Im \epsilon = 0$; 2 – $Im \epsilon = 1$; 3 – $Im \epsilon = 3$. При увеличении мнимой части диэлектрической проницаемости $Im \epsilon$ происходит сглаживание резонансных пиков зависимости ЭПР в связи с уменьшением добротности внутренних резонансов диэлектрической сферы. При этом эффект сглаживания зависит от значения вещественной проницаемости. Например, для $Re \epsilon \approx 5$ сглаживание наступает при $Im \epsilon \geq 1$ (рис. 5, а), а для $Re \epsilon \approx 10$ – при $Im \epsilon \geq 3$ (рис. 5, б). Более того, при дальнейшем увеличении потерь в диэлектрике ЭПР практически не зависит от мнимой части проницаемости, что важно для анализа ЭПР в зависимости от параметров частиц аэрозоля.

Описанные особенности поведения характеристик рассеяния диэлектрической сферы характерны также и для дифференциальной ЭПР. При этом для анализа влияния разноразмерных длин волн на характеристики дифференциальной ЭПР удобно ввести параметр $\alpha = \lambda_1 / \lambda_2$, равный отношению используемых длин волн. Тогда выражение для дифференциальной ЭПР запишется в виде

$$\sigma_D = \frac{\sigma_0(\lambda_1, r_{ef})}{\sigma_0(\lambda_2, r_{ef})} = \frac{\sigma_0(\rho_1)}{\sigma_0(\alpha \rho_1)}, \quad (14)$$

где $\rho_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} r$.

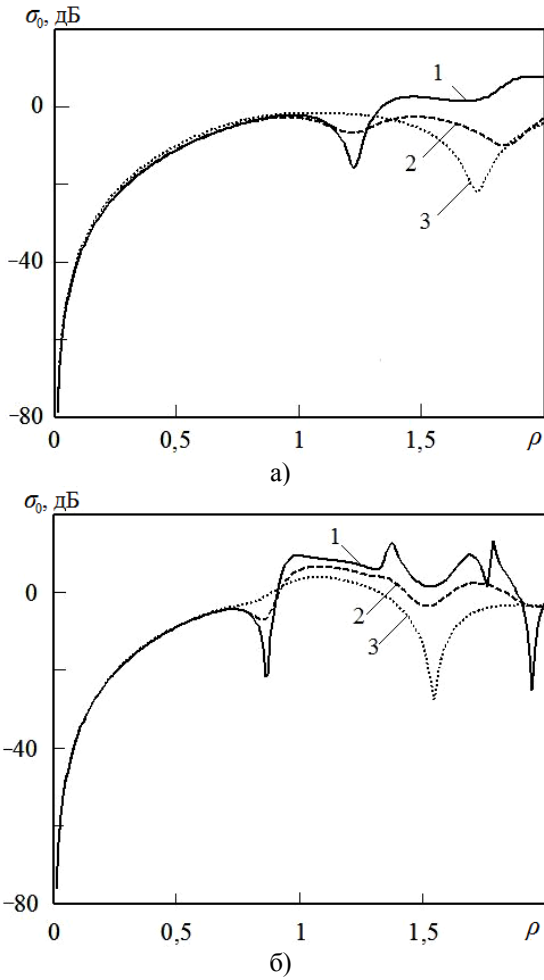


Рис. 5. Зависимость ЭПР сферы от параметра ρ для разных потерь в диэлектрике: а) – $\text{Re } \epsilon = 5$; б) – $\text{Re } \epsilon = 10$

На рис. 6 представлены результаты вычислений соотношения (14) для различного разнеса частот α и $\epsilon = 10 - j0$, при этом выделенная область соответствует участку однозначного измерения размеров частиц.

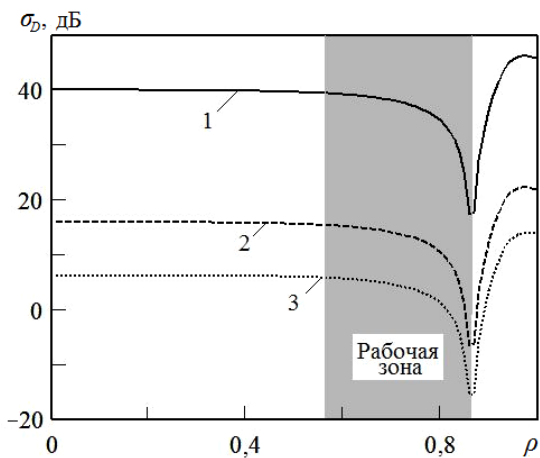


Рис. 6. Зависимость дифференциальной ЭПР для различного разнеса частот: 1 – $\alpha = 0,1$; 2 – $\alpha = 0,4$; 3 – $\alpha = 0,7$

Как видно, характер поведения кривых практически не зависит от параметра α , однако выбор малых значений $\alpha \leq 0,1$ приводит к ухудшению отношения сигнал – шум для длинноволнового канала радара пропорционально r^6/λ_2^4 . Поэтому дальнейшие вычисления проводились для значения параметра $\alpha = 0,4$.

Зависимость дифференциальной ЭПР от параметра ρ_m для различных значений действительной части диэлектрической проницаемости представлена на рис. 7.

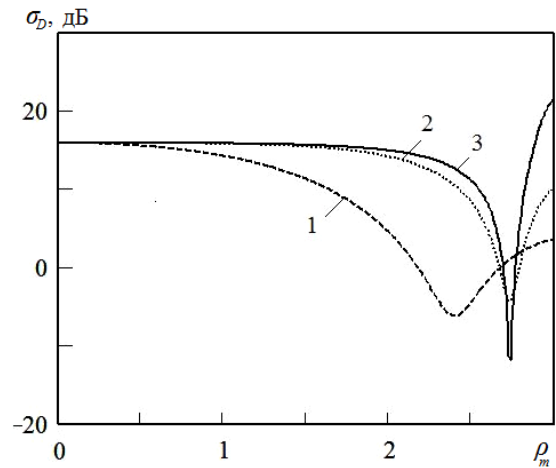


Рис. 7. Зависимость дифференциальной ЭПР от параметра ρ_m ($\alpha = 0,4$): 1 – $\text{Re } \epsilon = 1,5$; 2 – $\text{Re } \epsilon = 5$; 3 – $\text{Re } \epsilon = 10$

Как и в предыдущем случае (рис. 3), для значений действительной части диэлектрической проницаемости $\text{Re } \epsilon \geq 5$ характер дифференциальной ЭПР практически не меняется.

Однако наличие потерь в диэлектрике $\text{Im } \epsilon \neq 0$ существенно изменяет поведение дифференциальной ЭПР (рис. 8).

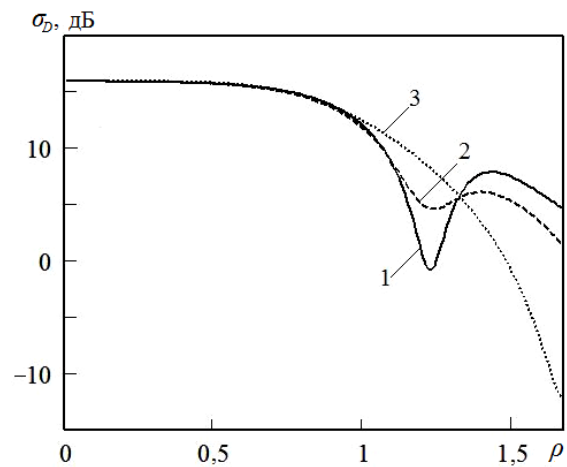


Рис. 8. Влияние потерь на дифференциальную ЭПР ($\alpha = 0,4$): 1 – $\epsilon = 5 - j0,5$; 2 – $\epsilon = 5 - j1$; 3 – $\epsilon = 5 - j5$

При этом происходит сглаживание резонансных пиков, как и в случае, который иллюстрирует рис. 5, причем, как показывает анализ, ход зависимости практически не зависит от диэлектрических потерь, когда мнимая часть диэлектрической проницаемости превышает значение $\text{Im } \dot{\epsilon} > 5$.

Проведенный анализ позволяет оценить рамки применимости рассматриваемого метода измерения размеров частиц аэрозолей $r_{\min} \leq r \leq r_{\max}$. Для значений диэлектрической проницаемости $\text{Re } \dot{\epsilon} \geq 5$ верхняя граница однозначного измерения определяется первым минимумом зависимости ЭПР от дифракционного параметра ρ_m (рис. 7) и записывается в виде

$$r_{\max} \leq 0,44 \frac{\lambda_1}{\sqrt{|\dot{\epsilon}|}}. \quad (15)$$

Нижняя граница интервала однозначного измерения соответствует пологому участку зависимости дифференциальной ЭПР от дифракционного параметра и определяется достижимой точностью измерения $\Delta\sigma_{\text{изм}}$ удельной ЭПР облака аэрозолей: на рис. 9 кривая 1 соответствует значению вещественной части диэлектрической проницаемости $\text{Re } \dot{\epsilon} = 2,5$, кривая 2 – $\text{Re } \dot{\epsilon} = 10$.

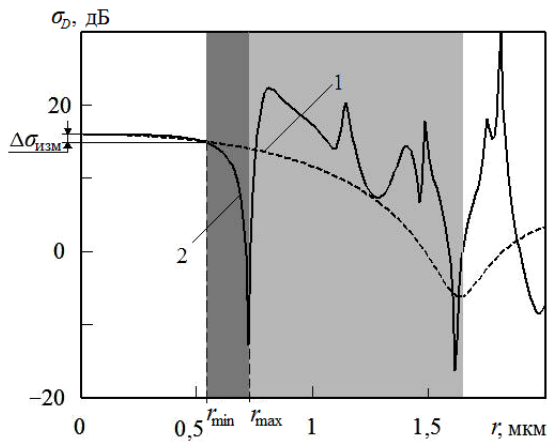


Рис. 9. Границы однозначного измерения размеров частиц

В этом случае нижняя граница является корнем трансцендентного неравенства

$$40 \lg \frac{\lambda_2}{\lambda_1} - \sigma_D(r_{\min}) \geq \Delta\sigma_{\text{эци}}, \quad (16)$$

где первое слагаемое представляет собой асимптотическое значение дифференциальной ЭПР при малых значениях радиуса частиц

$$\lim \sigma_D(r) = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^4 \text{ при } r \rightarrow 0, \text{ а значения } \sigma_D \text{ и}$$

$\Delta\sigma_{\text{изм}}$ выражены в децибелах.

В результате, как показывает анализ, большие значения модуля диэлектрической про-

ницаемости приводят к уменьшению диапазона однозначного измерения размеров частиц (рис. 9). При этом в рассмотренном примере относительная ширина зоны однозначного измерения размеров частиц аэрозоля составляет порядка 25–30%. Поэтому расширение пределов применимости описываемого метода для веществ с большими значениями коэффициента преломления представляет значительный интерес.

5. Зондирование полидисперсной среды. Приведенный выше анализ выполнен для среды с «узким» законом распределения $\frac{\Delta r}{r_m} \ll 1$

(квазимонодисперсная среда), когда размеры частиц сконцентрированы вблизи «эффективного» размера $r_n = r_{ef}$. Однако на практике, как правило, приходится иметь дело с полидисперсными средами, когда размеры частиц распределены согласно некоторому закону. Поэтому возникает вопрос: чему соответствуют результаты измерений полидисперсной среды при использовании выражений для дифференциальной ЭПР эквивалентной монодисперсной среды с эффективным значением радиуса частиц?

В этом случае дифференциальная ЭПР (14) записывается с учетом вида закона распределения частиц по размерам $F(r)$, где учтена дисперсия диэлектрической проницаемости на разных длинах волн

$$\sigma_D = \frac{\sigma_s(\lambda_1)}{\sigma_s(\lambda_2)} = \frac{\int_0^\infty dr \sigma_0(r, \lambda_1, \dot{\epsilon}_1) F(r)}{\int_0^\infty dr \sigma_0(r, \lambda_2, \dot{\epsilon}_2) F(r)}. \quad (17)$$

В качестве примера нами рассчитана дифференциальная ЭПР облака аэрозолей в виде сферических частиц диэлектрика с параметрами $\text{Re } \dot{\epsilon} = 5$ и $\text{Im } \dot{\epsilon} = 0,4$, размеры которых распределены по логарифмически нормальному закону (1). При этом длины волн выбирались с учетом размеров рабочей области (15)–(16) $\lambda_1 = 5,23$ мкм и $\lambda_2 = 13,1$ мкм, а результаты моделирования приведены на рис. 10 для различных значений ширины функции распределения частиц по размерам $\Delta r = 0,1; 0,3$ и $0,5$ мкм.

При этом гладкие кривые соответствуют полидисперсной среде, а пунктирные – монодисперсной.

Как видно, относительная погрешность измерения моды распределения частиц по размерам $\delta_r = \frac{r_{ef} - r_m}{r_m}$ определяется относительной

шириной спектра частиц $\chi = \frac{\Delta r}{r_m}$ (коэффициентом вариации).

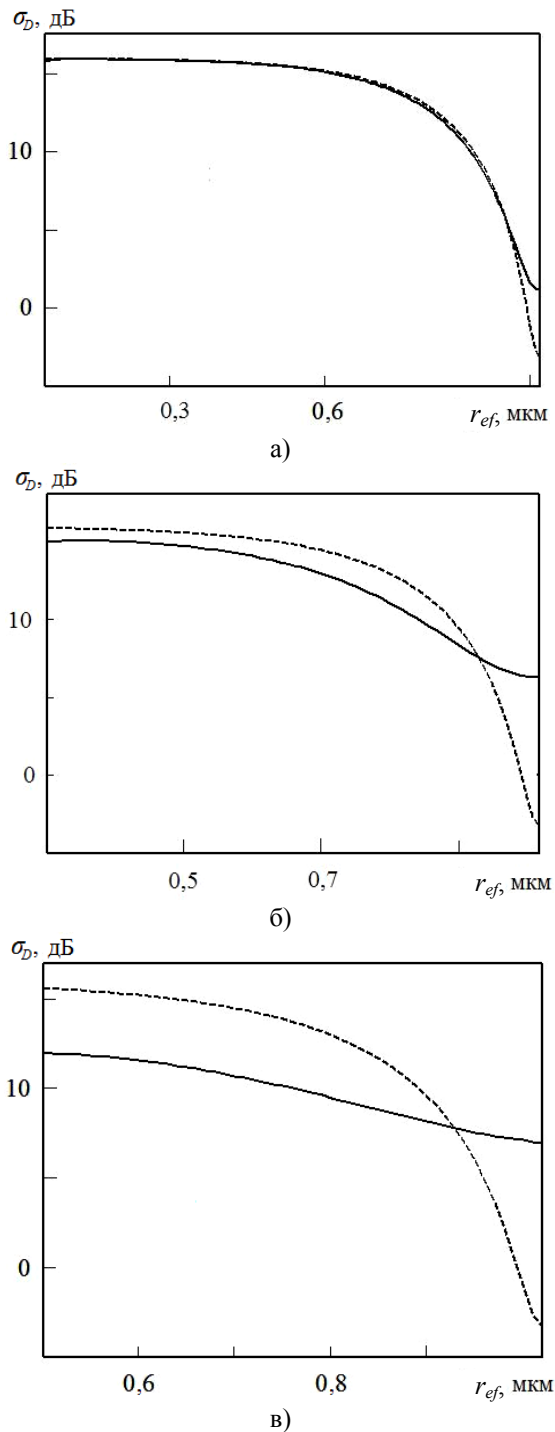


Рис. 10. Сравнение дифференциальной ЭПР для полидисперсной и монодисперсной сред: а) – $\Delta r = 0,1$; б) – $\Delta r = 0,3$; в) – $\Delta r = 0,5$

В результате, чем шире функция распределения частиц, тем больше погрешность измерения, как показано на рис. 11, где приведена зависимость максимальной нормированной ошибки измерений для разной относительной ширины спектра частиц.

Таким образом, описанный метод обеспечивает достаточно малую погрешность измере-

ния моды распределения частиц для «узких» распределений частиц по размерам (коэффициент вариации $\leq 0,3$) и позволяет оценивать значения моды для достаточно широких распределений $\approx 60\%$. В то же время, когда закон распределения частиц по размерам известен, метод обеспечивает значительно лучшие точности.

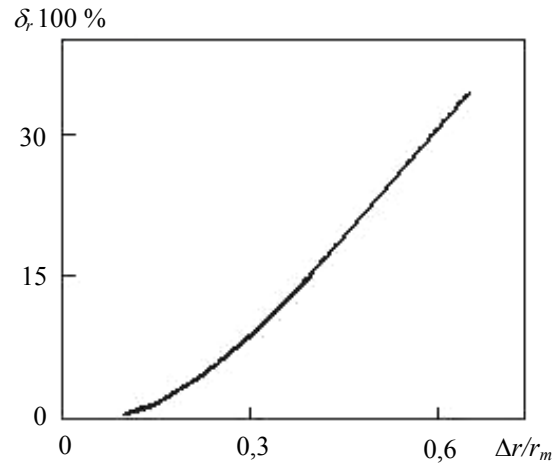


Рис. 11. Погрешность измерения моды распределения частиц

Выводы. Проведенный анализ двухчастотного метода дистанционного зондирования аэрозолей позволяет сделать следующие выводы:

- измерения дифференциальной ЭПР объемных рассеивателей в виде твердых аэрозолей позволяют оценивать эффективные размеры частиц;
- диапазон однозначного измерения размеров частиц зависит от свойств аэрозолей: высокие значения вещественной и мнимой части диэлектрической проницаемости приводят к уменьшению области измерения размеров частиц;
- двухчастотный метод зондирования аэрозолей обеспечивает удовлетворительную точность измерений для рассеивающего объема с «узким» законом распределения частиц по размерам;
- для достаточно «широкого» закона распределения частиц по размерам (коэффициент вариации 60%) относительная ошибка измерений достигает 40%.

1. Абиаев М. Т., Дадали Ю. А. О возможностях микроструктурных исследований облаков и осадков радиолокационными методами // Тр. Высокочастотного геофизического ин-та. – 1966. – № 5. – С. 71–85.
2. Дадали Ю. А. Радиолокационное измерение микроструктуры жидких осадков // Тр. Высокочастотного геофизического ин-та. – 1968. – № 11. – С. 126–146.
3. Goldhrish J. Attenuation and Backscatter from a Derived Two-dimensional Duststorm Model // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. – 2001. – 49, No. 12. – P. 1703–1711.
4. Арсеньян Е. И., Семенов А. А. Затухание ультракоротких радиоволн в песчано-пылевом аэрозоле // Зарубеж. радиоэлектрон. – 1995. – № 1. – С. 16–26.
5. Айвазян Г. М. Распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках. – Л.: Гидрометеиздат, 1991. – 480 с.

6. Довиак Р., Зрич Д. Доплеровские радиолокаторы и метеорологические наблюдения. – Л.: Гидрометеиздат, 1988. – 510 с.
7. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии. – Л.: Гидрометеиздат, 1973. – 343 с.
8. Ван-де-Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. – М.: Изд-во иностр. лит., 1961. – 536 с.
9. Wiscombe W. J. Improved Mie scattering algorithms // *Appl. Optics*. – 1980. – 19, No. 9. – P. 1505–1509.
10. Chu Chu-M. Scattering and absorption of water droplets at millimeter wavelength: Ph. D. dissertation. – Univ. Michigan, 1952.
11. Stephens J. J. Radar cross-sections for water and ice spheres // *J. of Meteorology*. – 1961. – 18, No. 3. – P. 348–359.

STUDY OF DOUBLE FREQUENCY
METHOD FOR REMOTE
SENSING OF SOLID AEROSOLS

O. A. Voitovych, A. M. Linkova, G. I. Khlopov

The analysis of double frequency method for measurement of particles dimensions is presented. Also results of numerical simulation of sounding process are represented based on rigor-

ous solution of diffraction problem. Limits of the method applicability and influence of medium polydispersity are estimated.

Key words: diffraction, radar cross section, differential radar cross section.

ДОСЛІДЖЕННЯ ДВОЧАСТОТНОГО
МЕТОДУ ДИСТАНЦІЙНОГО
ЗОНДУВАННЯ ТВЕРДИХ АЕРОЗОЛІВ

О. А. Войтович, А. М. Лінкова, Г. І. Хлопов

Проведено дослідження двочастотного методу дистанційного вимірювання розмірів твердих аерозолів. Наведено результати чисельного моделювання процесу дистанційного зондування з використанням строгого розв'язку задачі дифракції електромагнітної хвилі на діелектричній сфері, що дозволяє оцінити межі застосованості методу та вплив полідисперсності розсіювального середовища.

Ключові слова: дифракція, ефективна поверхня розсіювання, диференційна ефективна поверхня розсіювання.

Рукопись поступила 15 мая 2009 г.