

УДК 621.371.332.4

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОМ ЛЕДОВОМ СЛОЕ С ШЕРОХОВАТЫМИ ГРАНИЦАМИ

А. И. Тимченко

Рассматривается распространение волны в случайно-неоднородном поглощающем и рассеивающем слое, границы раздела которого характеризуются широким спектром шероховатостей. Получено аналитическое выражение для углового распределения интенсивности рассеянной волны. Исследуется роль различных механизмов объемного и поверхностного рассеяния. Рассчитаны значения сечения обратного рассеяния для толстого однолетнего и многолетнего морских льдов. Проведено сопоставление численных расчетов с результатами эксперимента.

При интерпретации радиолокационных изображений ледовых покровов необходимо решать задачу о распространении волн в случайно-неоднородных ограниченных средах [1]. Для слоев, толщина которых велика по сравнению с длиной волны, традиционным методом описания распространения волн является теория переноса излучения [2-4]. Сформулированные в рамках этой теории интегродифференциальные уравнения в большинстве работ решаются численно. Так, в [1] получены сечения обратного рассеяния для слоя с рэлеевскими рассеивателями в объеме и крупномасштабными шероховатостями границ. Однако использование машинного счета хотя и дает возможность получить точные результаты, но не позволяет провести сопоставление вклада различных механизмов рассеяния.

В [5] задача дифракции волн в неоднородной среде решалась аналитически. Используя метод итерации, авторы получили в первом приближении сечение обратного рассеяния для полупространства с плоской границей и анизотропными объемными рассеивателями. В реальных условиях ледовый покров представляет собой слой, содержащий различного рода рассеивающие центры; границы этого слоя имеют шероховатости, пространственный спектр которых может варьироваться в широких пределах. В настоящее время в литературе нет сведений об одновременных контактных и радиолокационных измерениях параметров ледового покрова, в результате чего невозможно адекватное сопоставление того или иного механизма рассеяния с соответствующими значениями сечений обратного рассеяния. Поэтому весьма актуальным оказывается выяснение роли различных рассеивающих факторов в формировании индикатрисы дифрагированного излучения, что возможно на основе анализа аналитического решения задачи рассеяния.

В данной работе в рамках теории переноса излучения рассмотрена система интегро-дифференциальных уравнений, описывающая распространение волн в объеме, совместно с граничными условиями. В первом разделе получено аналитическое выражение для углового распределения рассеянного излучения в общем случае произвольных рассеивающих центров и широкого спектра шероховатостей поверхности. Во втором разделе приведены выражения для индикатрисы рассеянной в слое волны в некоторых частных случаях: шероховатых поверхностей с полуматовой микроструктурой; плоских, зеркально отражающих границ с рассеивающими центрами в объеме. Рассчитанные значения сечения обратного рассеяния сравниваются с экспериментальными данными.

1. Рассмотрим слой вещества, характеризующийся объемным рассеянием и поглощением. Границы раздела слоя расположены при $z=0$ и $z=-a$. В верхнем полупространстве находится источник. Диэлектрическая проницаемость нижнего полупространства $\varepsilon = \infty$, так что излучение полностью отражается от нижней границы. Следуя теории переноса, распространение волн в слое опишем системой интегродифференциальных уравнений [5]:

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{d(I_1)_l}{dz} &= -k_a(I_1)_l - k_{ll}(I_1)_l + \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin \theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' (R_{11})_{lk}(I_1)_k + \\ &+ \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin \theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' (R_{12})_{lk}(I_2)_k, \\ -\cos \theta \frac{d(I_2)_l}{dz} &= -k_a(I_2)_l - k_{ll}(I_2)_l + \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin \theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' (R_{21})_{lk}(I_1)_k + \\ &+ \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin \theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' (R_{22})_{lk}(I_2)_k. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $(I_n)_l$ — четырехмерный вектор-параметр Стокса, внутренние индексы 1 и 2 указывают направление излучения к верхней и нижней границам соответственно, $(R_{nm})_{lk}$ — фазовая матрица рассеяния:

$$\begin{aligned} (R_{11})_{lk} &= R_{lk}(\theta, \varphi; \theta', \varphi'), & (R_{12})_{lk} &= R_{lk}(\theta, \varphi; \pi - \theta', \varphi'), \\ (R_{21})_{lk} &= R_{lk}(\pi - \theta, \varphi; \theta', \varphi'), & (R_{22})_{lk} &= R_{lk}(\pi - \theta, \varphi; \pi - \theta', \varphi'), \end{aligned}$$

θ, φ — вертикальный и азимутальный углы, определяющие направление распространения, $k_a, k_{li} = k_{il}(\theta)$ — коэффициенты поглощения и рассеяния.

Запишем граничные условия:

— при $z=0$

$$\begin{aligned} \cos \theta (I_2)_{l0} &= \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin \theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' (D_1)_{lk}(I_1)_{k0} + \\ &+ \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin \theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' (H_1)_{lk} A_k, \end{aligned} \quad (2)$$

— при $z=a$

$$\cos \theta (I_1)_{la} = \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin \theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' (D_2)_{lk}(I_2)_{ka},$$

D, H — четырехмерные матрицы рассеяния и прохождения через шероховатые поверхности; индексы 1 и 2 указывают на принадлежность к верхней и нижней границам. В том случае, когда возможно описание неровностей в рамках метода Кирхгофа, вид матриц приведен в [1].

Чтобы решить систему интегродифференциальных уравнений (1), сведем ее к интегральной. Затем, используя условие на верхней границе, выразим произвольные постоянные через известную функцию ис-

точника A_k и значения компонент излучения $(I_3)_k = (I_1)_{k0}$. При этом, в окончательном виде задача распространения излучения в слое будет описываться системой уравнений типа интегральных уравнений Фредгольма второго рода.

Обозначим в этих уравнениях интегральные операторы, описывающие объемное рассеяние в среде, следующим образом:

$$P_{sp} = (-1)^{s+1} \int_0^z dz' \int_0^{\pi/2} d\theta' \frac{\sin \theta'}{\cos \theta} \exp [(-1)^{s+1} k(z-z')/\cos \theta] \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\varphi' (R_{sp})_{ik}, \quad s, p = 1, 2, \quad (3)$$

где $k = k_\alpha + k_{ii}$. Аналогично интегральные операторы поверхностного рассеяния введем с помощью соотношения

$$P_s = \int_0^{\pi/2} d\theta' \frac{\sin \theta'}{\cos \theta} \int_0^{2\pi} d\varphi' (D_s)_{ik}, \\ s = 0, 1, 2, \quad (D_0)_{ik} = H_{ik}. \quad (4)$$

Теперь систему можно записать в операторном виде:

$$(I_1)_i = (P_{11})_{ik} (I_1)_k + (P_{12})_{ik} (I_2)_k + B_1 (I_3)_k, \\ (I_2)_i = -(P_{21})_{ik} (I_1)_k - (P_{22})_{ik} (I_2)_k + B_2 (D_1)_{ik} (I_3)_k + B_2 (H)_{ik} A_k, \\ B_{1a} (I_3)_i = -[(P_{11})_{ik} + (D_2)_{in} (P_{21})_{nk}]_{z=a} (I_1)_k - [(P_{12})_{ik} + \\ + (D_2)_{in} (P_{22})_{nk}]_{z=a} (I_2)_k + (D_2)_{in} B_{2a} (D_1)_{nk} (I_3)_k + (D_2)_{in} B_{2a} (H)_{nk} A_k, \quad (5)$$

где $B_i = \exp [(-1)^i k z / \cos \theta]$, $B_{ia} = \exp [(-1)^i k a / \cos \theta]$. В [5] первые два уравнения описывают распространение излучения в среде, третье получено из граничного условия на нижней поверхности раздела.

Введем блочную матрицу $-(S_{sp})_{ik}$. Здесь внутренние индексы обозначают элементы матрицы более низкого порядка, т. е. соответствуют блочным интегральным операторам при компонентах излучения I_p , A_k . Наружные индексы относятся к компонентам четырехмерной матрицы рассеяния, которые действуют на четырехмерные стоксовы векторы, учитывающие поляризационные характеристики излучения [6]. В дальнейшем для простоты наружные индексы мы будем опускать. Система (5) примет вид

$$I_s = S_{sp} I_p, \quad s, p = 1 \dots 4, \quad I_4 = A. \quad (6)$$

Решение (6) может быть получено с помощью метода итерации.

В экспериментальных исследованиях рассеяния измеряемым параметром является излучение, вышедшее из слоя и распространяющееся в верхнем полупространстве. Угловая функция распределения этого излучения $-I_0$ может быть получена по формуле

$$I_0 = V_1 I_3, \quad (7)$$

где V_1 — поверхностная матрица рассеяния для волн, проходящих из слоя в верхнюю полуплоскость, I_3 — компоненты рассеянных в слое волн при $z=0$ с положительным по отношению к оси z направлением распространения.

Для определения I_3 рассмотрим сначала первые два уравнения системы (6), описывающие распространение волн в объеме. С помощью метода последовательных приближений получим

$$I_s = \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} S_{s\rho_1} S_{\rho_1\rho_2} \dots S_{\rho_m i} \right\} I_i, \quad s = 1, 2, \quad i = 3, 4, \quad \rho_1, \rho_2 \dots = 1, 2. \quad (8)$$

Подставляя (8) в третье уравнение системы (6), приходим к интегральному уравнению фредгольмовского типа:

$$I_3 = \left\{ S_{33} + \sum_{m=1}^{\infty} S_{3\rho_1} S_{\rho_1\rho_2} \dots S_{\rho_m 3} \right\} I_3 + \\ + \left\{ S_{34} + \sum_{m=1}^{\infty} S_{3\rho_1} S_{\rho_1\rho_2} \dots S_{\rho_m 4} \right\} A. \quad (9)$$

Отметим, что бесконечные суммы многократных интегралов, входящие как в интегральный оператор, так и в эффективный источник излучения, допускают некоторое физическое толкование: m -й член ряда — это энергия пучка после m процессов рассеяния в объеме за один проход толщины слоя потоком излучения. Если значение суммарного коэффициента поглощения и рассеяния k велико, то члены ряда последовательных приближений быстро убывают.

Решение (9) имеет вид

$$I_3 = \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{i=0}^n C_n^i S_{3s}^{n-i} \left[\sum_{m=1}^{\infty} S_{3\rho_1} S_{\rho_1\rho_2} \dots S_{\rho_m s} \right]^i \right\} S_{34} + \\ + \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} S_{3\rho_1} S_{\rho_1\rho_2} \dots S_{\rho_m 4} \right\} A, \\ C_n^i = \frac{n!}{i!(n-i)!} \quad (i=0, 1, 2 \dots \leq n=0, 1, 2 \dots). \quad (10)$$

Выражение для I_3 представляет собой рекуррентную формулу, описывающую многократное прохождение потоком излучения неоднородного слоя, причем при каждом проходе происходит перерассеяние в толще слоя. Заметим, что объемная и поверхностная матрицы рассеяния, приведенные в (10), записаны в общем виде и пригодны для описания любых рассеивающих центров в объеме и широкого спектра шероховатостей границ. Поэтому с помощью (10) можно оценивать вклады различных конкретных механизмов в индикатрису рассеянного излучения. Рассмотрим некоторые из них.

2. Пусть неоднородный слой ограничен плоскими поверхностями, т. е. $D_1=R$, $H_1=T$, R , T — коэффициенты отражения и прохождения Френеля. Тогда выражение для I_3 сведется к

$$I_3 = \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} (-B_{1a})^{-(n+1)} \sum_{i=0}^n C_n^i (B_{2a}R)^{n-i} \left[\sum_{m=1}^{\infty} (P_{s_1 s_2})_a P_{s_2 s_3} \dots P_{s_{m-1} s_m} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times B_{s_m} R^{s_m-1} \right]^i \left\{ B_{2a} + \sum_{m=1}^{\infty} (P_{s_1 s_2})_a P_{s_2 s_3} \dots P_{s_m 2} B_2 \right\} T A \right\}, \quad (11)$$

где $(P_{s_m s_{m-1}})_a$ — компоненты матрицы объемного рассеяния при $z = -a$.

Угловая функция распределения интенсивности, записанная в таком виде, представляет собой суммарный результат воздействия нескольких факторов. Во-первых, в I_3 входит член, описывающий мно-

гократное прохождение пучком слоя с ослаблением за счет коэффициентов поглощения и рассеяния. Этот член является острой функцией и пропорционален $\exp[-ka/\cos\theta]$. Во-вторых, крутизна угловой зависимости интенсивности определяется, в основном, перекрестными коэффициентами. В третьих, члены, полученные только за счет многократного воздействия рассеивающих центров, могут оказывать влияние на величину абсолютного значения I_3 , а не на наклон кривой $I_3=f(\theta)$.

Устремляя толщину слоя $a \rightarrow \infty$ и рассматривая первое и второе приближения в (11), можно получить выражения для функции распределения интенсивности, аналогичные приведенным в [5].

Рассмотрим случай, когда суммарный коэффициент k таков, что первичный процесс, т. е. потери энергии в проходящем пучке за счет рассеяния и поглощения, преобладает над обратным. Тогда в (10) можно пренебречь P_{ik} . В этом случае вид функции распределения I_3 будет определяться лишь шероховатостями поверхности.

Поскольку в литературе нет данных о структуре спектра шероховатостей в азимутальном направлении, определим вероятность рассеяния на границе как некую эффективную функцию, являющуюся интегральной величиной от азимутального распределения вероятностей. Теперь задача сводится к двумерной.

Для произвольного спектра статистически неровной границы выберем в качестве определения вероятности рассеяния следующее выражение [8]:

$$D(\mathbf{k}, \mathbf{x}) = \int_{\gamma_0} D(\gamma, \mathbf{k}) V_n(\mathbf{k}, \mathbf{x}) d\gamma, \quad (12)$$

$D(\gamma, \mathbf{k})$ — условная плотность распределения вероятностей наклонов γ макрорельефа, $V_n(\mathbf{k}, \mathbf{x})$ — вероятность рассеяния на малых, локально-плоских участках микроповерхности, \mathbf{k}, \mathbf{x} — волновые векторы рассеянной и падающей волн. Функция $V_n(\mathbf{k}, \mathbf{x})$ может описывать рассеяние на микроповерхностях в широких пределах от диффузного до зеркального отражения.

Считая, что $D(\gamma, \mathbf{k})$ представляет собой нормальную функцию распределения с малым значением дисперсии углов наклона, для зеркально отражающей микроповерхности приходим к случаю описания шероховатостей методом Кирхгофа. Асимптотическое решение (10) для I_3 приведено в [9].

Определим теперь микроструктуру верхней границы раздела как некоторую полуматовую поверхность с коэффициентом зеркальности ρ :

$$V_1(\mathbf{k}, \mathbf{x}) = \rho V_D(\mathbf{k}, \mathbf{x}) + (1 - \rho) V_k(\mathbf{k}, \mathbf{x}). \quad (13)$$

Здесь V_D — диффузная составляющая микроповерхности, рассеивающая по закону Ламберта, V_k описывает пологие микрошероховатости, к которым применим метод Кирхгофа.

Для функции V_2 на нижней поверхности раздела ограничимся кирхгофовским описанием неровностей.

Применяя метод Лапласа для асимптотического вычисления интегралов с острой функцией, получаем

$$I_3(\theta, \theta_0) \approx \exp[-2ka/\cos\theta] \sum_{n=1}^{\infty} R_n^n \frac{(1-\rho)^n}{\sqrt{n\gamma_{cp}^2}} \exp[-2(n-1)ka/\cos\theta] \times \quad (14)$$

$$\times \exp\left\{-\operatorname{tg}^2 \frac{\theta - \theta_0}{2} \sqrt{2n\gamma_{cp}^2}\right\} +$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} A_n^n \exp[-2(n-1)ka/\cos\theta] (\cos\theta)^n \rho^n,$$

$$\overline{\gamma_{\text{ср}}^2} = \overline{\gamma_1^2} + \overline{\gamma_2^2}$$

R_n, A_n — медленно меняющиеся функции углов, включающие коэффициенты прохождения и отражения Френеля.

Заметим, что нижнюю границу слоя можно задать так же, как плоскую поверхность. В этом случае $\overline{\gamma_{\text{ср}}^2} = \overline{\gamma_1^2}$.

Выражение (14) приведено для горизонтальной поляризации излучения источника. Для вертикальной поляризации I_3 описывается аналогичной формулой с небольшими изменениями в коэффициентах R_n и A_n .

Первый член в (14), характеризующий рассеяние на длинноволновой части пространственного спектра шероховатостей, приводит к сильно вытянутым в направлении зеркального отражения индикатрисам; второй член, отвечающий за диффузную составляющую, вызывает изотропизацию углового распределения излучения.

На рисунке показаны рассчитанные с использованием (14) значения сечения обратного рассеяния σ^0 для толстого однолетнего и многолетнего льдов. Для расчета были выбраны следующие параметры: в случае толстого однолетнего льда (кривая 1) дисперсия углов наклона составляла

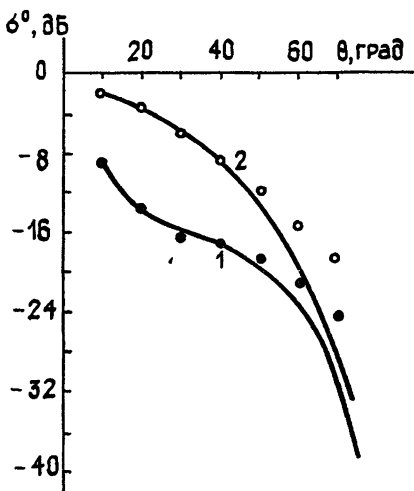


Рис. 1.

$\overline{\gamma_{\text{ср}}^2} = 0,02$, суммарный коэффициент ослабления $ka=1$, $\rho=0,9$; для многолетнего льда (кривая 2) — $\overline{\gamma_{\text{ср}}^2} = 0,04$, $ka=0,35$, $\rho=0,1$. Хорошее согласие с экспериментальными данными, взятыми из [10], наблюдается до углов 50° .

Таким образом, диффузная компонента поверхностной матрицы рассеяния может, так же как и рассеяние в объеме слоя, приводить к уменьшению крутизны наклона σ^0 . Учет такой компоненты особенно существен при наличии сильного поглощения в ледовом слое, так как в этом случае излучение не проникает глубоко в толщу слоя и объемное рассеяние не оказывает существенного влияния на угловое распределение интенсивности излучения.

В заключение автор выражает искреннюю признательность Ю. А. Сеницыну за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fung A. K., Eom H. J. — IEEE Trans. Ant. Propag., 1981, AP-29, № 6, p. 899.
2. Fung A. K. — Radio Sci., 1982, 17, № 5, p. 1007.
3. Басс Ф. Г., Сеницын Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 6, с. 746.
4. Fung A. K., Eom H. J. — IEEE Trans. Geosci., 1982, GE-20, № 4, p. 528.
5. Tsang L., Kong J. A. — Radio Sci., 1978, 13, № 5, p. 763.
6. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. — М.: Мир, 1953.
7. Толубинский Е. В. — Теория процессов переноса. — Киев: Наукова думка, 1969.
8. Копилович Л. Е., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 7, с. 840.
9. Тимченко А. И., Сеницын Ю. А., Ефимов В. Б. — Изв. вузов — Радиофизика (в печати).
10. Onstott R. G., Moore R. R., Weeks W. F. — IEEE Trans. Geosci. Electr., 1979, GE-17, № 3, p. 78.

SCATTERING OF ELECTROMAGNETIC RADIATION IN AN INHOMOGENEOUS ICE LAYER WITH ROUGH SURFACES

A. I. Timchenko

Wave propagation in a scattering layer with absorption has been considered, its boundaries being characterized by a wide spectrum of roughnesses. Analytical expression has been obtained for angular intensity distribution of the scattered wave. The role of various mechanism of volume and surface scattering has been studied. Cross sections of backscatter for thick-year and multiyear ices were calculated. The computed results have been compared with experimental data.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXV, № 1, 1985 г.

(Окончание)

Гульельми А. В., Зотов О. Д., Клайн Б. И., Русаков Н. Н., Беляев П. П., Котик Д. С., Поляков С. В., Рапопорт В. О. Возбуждение геомагнитных пульсаций при периодическом нагреве ионосферы мощным КВ-радиоизлучением.

Изложены результаты экспериментов по возбуждению геомагнитных пульсаций при периодическом нагреве ионосферы. Зарегистрированы сигналы в диапазоне 0,1—10 Гц с амплитудой 50—100 мкВ, возбужденные модулированным излучением нагревного стенда «Сура». Обнаружен ряд нетривиальных свойств искусственных сигналов, не укладывающихся в рамки ионосферно-токовой модели возбуждения.

Горшков Ю. Н., Данилушкин А. И. О нелинейном режиме квазипериодической модуляции непрерывного ОНЧ-излучения.

Показано, что характер модуляции квазипериодических флуктуаций огибающей непрерывного ОНЧ-излучения описывается нелинейной периодической функцией, соответствующей теоретическому соотношению, описывающему форму огибающей пичкового режима нелинейных колебаний магнитосферного резонатора.
