

С. М. ГОЛЫНСКИЙ, Н. П. ОВЧИННИКОВА

ИНДИКАТРИСА РАССЕЯНИЯ ЛУЧЕЙ В ПЛОСКОСЛОИСТОЙ ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ С АНИЗОМЕРНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Статистическое описание рассеяния волн в случайно-неоднородной среде типа ионосферы может быть проведено при помощи известной в теории броуновского движения схемы, опирающейся на исследованные уравнения Эйнштейна — Фоккера [1, 2]. Используя эту статистическую схему, авторы в [3] получили решение уравнения Эйнштейна — Фоккера $V(\chi, \psi/\zeta)$, характеризующее вероятность того, что луч, прошедший в рассеивающей среде путь ζ , имеет направление, определяемое координатами $\chi = \theta - \theta_0$ и $\psi = \varphi - \varphi_0$. Флуктуации полярного θ и азимутального φ углов рассматриваются относительно траектории, описываемой законом Снеллиуса

$$n_0 \sin \theta_0 = \sin \theta_{00}, \quad \varphi_0 = 0,$$

где $n_0(z)$ — показатель преломления, характеризующий регулярную рефракцию среды, а θ_{00} — начальный угол падения.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу параметров индикатрисы рассеяния лучей на выходе из линейного ионосферного слоя, рассеивающие неоднородности которого имеют вид эллипсоидов вращения. Согласно многочисленным экспериментальным данным, например [4, 5], полагаем, что рассеивающие неоднородности вытянуты вдоль магнитных силовых линий Земли.

При исследовании рассеяния лучей в рефрагирующей среде целесообразно перейти от переменной θ к переменной $\xi = \ln \operatorname{tg}(\theta/2)$ [6]. Поэтому в дальнейшем вместо χ будем использовать переменную $\eta = \xi - \xi_0$, где $\xi = \ln \operatorname{tg}(\theta_0/2)$.

Индикатриса рассеяния определяется сечением равной вероятности $V_0(\eta, \psi/\zeta) = \text{const}$. Согласно [3], уравнение индикатрисы рассеяния имеет вид

$$\sigma_\psi^2 \eta^2 + \sigma_\eta^2 \psi^2 - 2R\sigma_\eta\sigma_\psi\eta\psi = \text{const}, \quad (1)$$

где σ_η^2 и σ_ψ^2 — дисперсии флуктуаций переменных η и ψ , а R — коэффициент корреляции между этими переменными. Уравнение (1) описывает эллипс, вписанный в прямоугольник со сторонами $2\sigma_\eta$ и $2\sigma_\psi$. Полуоси характеристического эллипса (1) равны

$$\sigma_{1,2} = \left\{ \frac{1}{2} [\sigma_\eta^2 + \sigma_\psi^2 \pm \sqrt{(\sigma_\eta^2 - \sigma_\psi^2)^2 + 4R^2\sigma_\eta^2\sigma_\psi^2}] \right\}^{1/2},$$

а степень его вытянутости $e = \sigma_1/\sigma_2$.

Ориентация индикатрисы рассеяния определяется соотношением

$$\operatorname{tg} 2\varphi_0 = \frac{2R\sigma_\eta\sigma_\psi}{\sigma_\eta^2 - \sigma_\psi^2},$$

причем угол φ_0 отсчитывается от оси η , лежащей в плоскости радиотрассы, до большей полуоси эллипса против хода часовой стрелки.

Для рассматриваемой модели среды при $\bar{\varepsilon}_1^2 = \text{const}$, где ε_1 — флуктуационная часть диэлектрической проницаемости, параметры индикатрисы рассеяния на выходе лучей из слоя могут быть записаны в виде [3]

$$\sigma_n^2 = \bar{\varepsilon}_1^2 \frac{z_0}{a} \frac{\sqrt{\pi}}{\sin \theta_{00}} I_1(\alpha, \beta, \theta_{00}, e), \quad \sigma_\psi^2 = \bar{\varepsilon}_1^2 \frac{\sqrt{\pi} z_0}{a} I_2(\alpha, \beta, \theta_{00}, e),$$

$$R = I_3(\alpha, \beta, \theta_{00}, e),$$

где I_i ($i=1, 2$) — достаточно громоздкие функции, для которых справедливы соотношения

$$\begin{aligned} I_1(\pi + \beta) &= I_1(\pi - \beta) = I_1(-\beta) = I_1(\beta), \\ I_3(\pi + \beta) &= I_3(-\beta) = -I_3(\beta), \\ I_1(\pi - \alpha) &= I_1(\alpha), \quad I_3(\pi - \alpha) = -I_3(\alpha). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь α — угол между направлением магнитных силовых линий и вертикалью к поверхности Земли в области отражения волны ($1 = (\pi/2 - \alpha)$ — угол магнитного наклона); β — азимут радиотрассы, который, если смотреть в направлении вертикали, отсчитывается от плоскости магнитного меридиана по ходу часовой стрелки; e — отношение полуосей эллипсоидов вращения.

Результаты вычисления функций I_i ($i=1, 2$) на ЭВМ при фиксированных значениях α и β (θ_{00} — начальный угол падения) приведены в таблицах. Величина параметра e выбрана в соответствии с экспериментальными данными [4, 5]. Полученных данных оказывается достаточно, чтобы выявить основные закономерности изменения \hat{e} и φ_0 при произвольном выборе определяющих их параметров.

В табл. 1 приведены значения степени вытянутости индикатрисы рассеяния \hat{e} . Из анализа результатов вытекает, что параметр \hat{e} существенно зависит от степени вытянутости реальных неоднородностей e . Эта зависимость проявляется наиболее ярко на трассах в полярной области ($\alpha=0^\circ$), а также при распространении волны в плоскости, перпендикулярной магнитному меридиану ($\beta=90^\circ$). На этих трассах степень вытянутости индикатрисы рассеяния возрастает при увеличении угла падения волны θ_{00} , причем на геомагнитном экваторе ($\alpha=90^\circ$) при $\beta=90^\circ$ имеет место равенство $\hat{e}=e$. На геомагнитном полюсе ($\alpha=0^\circ$) параметр \hat{e} не зависит от азимута радиотрассы.

В приполярной области при отклонении трассы от плоскости магнитного меридиана \hat{e} возрастает, в то время как в средних широтах и над геомагнитным экватором при увеличении β степень вытянутости при углах падения $\theta_{00} \leq 40^\circ$ первоначально уменьшается, а затем вновь увеличивается, достигая абсолютного максимума при $\beta=90^\circ$. На экваториальной трассе в плоскости магнитного меридиана параметр \hat{e} уменьшается при увеличении угла падения волны на слой θ_{00} .

Значения параметра φ_0 , определяющего ориентацию индикатрисы рассеяния относительно плоскостей радиотрассы, приведены в табл. 2. Полученные результаты приводят к выводу, что ориентация индикатрисы практически не зависит от степени вытянутости неоднородностей e . При распространении волны над геомагнитным полюсом, а также в плоскости магнитного меридиана большая ось индикатрисы

Таблица 1

$\bar{l} = \text{const}$		$e = 10$					$e = 5$				
θ_{00} , град	β , град	α , град									
		0	20	40	60	90	0	20	40	60	90
10	0	3,23	1,60	1,91	2,06	2,13	1,98	1,46	1,67	1,82	1,89
	30	3,23	1,37	1,18	1,10	1,03	1,98	1,39	1,20	1,12	1,04
	60	3,23	2,22	2,12	2,19	2,28	1,98	1,85	1,91	2,05	2,31
	90	3,23	3,26	3,93	5,58	10,0	1,98	2,27	2,92	3,89	5,0
20	0	5,48	1,80	1,73	1,92	1,97	2,86	1,66	1,53	1,57	1,74
	30	5,48	2,27	1,36	1,19	1,11	2,86	1,89	1,32	1,17	1,08
	60	5,48	3,57	2,69	2,57	2,60	2,86	2,56	2,32	2,29	2,32
	90	5,48	4,55	4,93	6,57	10,0	2,86	3,0	3,48	4,25	5,0
40	0	8,28	6,25	1,81	1,66	1,77	4,16	3,33	1,65	1,47	1,54
	30	8,28	6,32	2,70	1,67	1,36	4,16	3,52	2,17	1,53	1,33
	60	8,28	7,14	4,63	3,77	3,40	4,16	3,97	3,45	3,02	2,85
	90	8,28	7,81	8,13	8,66	10,0	4,16	4,17	4,35	4,65	5,0
60	0	9,52	8,59	5,22	1,73	1,57	4,76	4,33	3,07	1,53	1,35
	30	9,52	8,70	5,65	3,03	2,02	4,76	4,44	3,46	2,30	1,74
	60	9,52	9,09	7,35	5,83	4,90	4,76	4,65	4,25	3,86	3,55
	90	9,52	9,34	9,86	9,78	10,0	4,76	4,81	4,95	4,85	5,0

Таблица 2

$\bar{e}_1^2 = \text{const}$		$e = 10$					$e = 5$				
θ_{00} , град	β , град	α , град									
		0	20	40	60	90	0	20	40	60	90
10	0	90	90	90	90	90	90	90	90	90	90
	30	90	62	61,5	61,5	90	90	69	68,5	69	90
	60	90	49,5	31,5	18	90	90	52	32	17,5	0
	90	90	49	30,5	17,5	90	90	50	30,5	17	0
20	0	90	90	90	90	90	90	90	90	90	90
	30	90	65	45	34	0	90	69	52	39,5	0
	60	90	60	38	22	0	90	61	39	22	0
	90	90	59	38	22	0	90	59,5	38	21,5	0
40	0	90	90	90	90	90	90	90	90	90	90
	30	90	76,5	54,5	31,5	0	90	77	56	34	0
	60	90	69	48	27,5	0	90	69	47,5	27,5	0
	90	90	66,5	47	26,5	0	90	66,5	46,5	26,5	0
60	0	90	90	90	90	90	90	90	90	90	90
	30	90	79	64	41	0	90	79	64	42	0
	60	90	71,5	52	31,5	0	90	71,5	52	31,5	0
	90	90	69	48,5	28,5	0	90	69	48,5	28,5	0

перпендикулярна плоскости радиотрассы. При увеличении α и β параметр Φ_0 убывает, причем скорость убывания уменьшается при увеличении угла падения волны на слой θ_{00} . На экваториальных трассах характеристический эллипс, который при $\beta=0$ вытянут поперек направления распространения, при увеличении азимута радиотрассы первоначально вырождается в окружность, а затем начинает вытягиваться вдоль направления распространения.

Учитывая соотношения (2), можно обобщить полученные результаты для радиотрасс, азимут которых превышает 90° .

Результаты настоящей работы могут быть использованы для получения радиометодами информации о параметрах ионосферных неоднородностей, например, степени их вытянутости или же величины отклонения, направления вытянутости реальных неоднородностей от магнитных силовых линий Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику, т. 1. М., 1976.
2. Кляцкин В. И. Статистическое описание динамических систем с флуктуирующими параметрами. М., 1975.
3. Гольинский С. М., Гусев В. Д. «Геомagnetизм и аэрономия», 1976, 16, № 6, 1026.
4. Chandra H., Rastogi R. G. «Ann. Geophys.», 1972, 28, N 3, 581.
5. Зеленков В. Е., Новоселова Т. А. «Ионосферные исследования», 1972, № 21, 18.
6. Гольинский С. М. Автореф. канд. дис. МГУ, 1976.

Кафедра
волновых процессов

Поступила в редакцию
21.08.78

УДК (535.241.13:537.228):621.373.826

А. В. ПРИЕЗЖЕВ, А. Г. ТИХОМИРОВ, В. А. ЯКОВЛЕВ

ЛАЗЕРНЫЙ ДОППЛЕРОВСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ С ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМ МОДУЛЯТОРОМ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕДЛЕННЫХ ЗНАКОПЕРЕМЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ С НЕПРЕРЫВНЫМ СПЕКТРОМ СКОРОСТЕЙ

Область применения лазерных доплеровских измерителей скорости (ЛДИС) постоянно расширяется [1]. В последнее время они стали использоваться в биофизических исследованиях, в частности для измерения параметров движения цитоплазмы в живых микроорганизмах [2, 3]. Эти движения в ряде случаев носят сложный характер, что накладывает определенные ограничения на оптическую схему ЛДИС и на систему обработки доплеровского сигнала. В частности, необходимо устранить низкочастотную составляющую доплеровского сигнала, препятствующую точной регистрации спектра скоростей исследуемого объекта, сдвинуть сигнальную составляющую в подходящий частотный диапазон (например, для записи на магнитную ленту и последующей цифровой обработки), обеспечить возможность измерения знака скорости, а также уменьшить объем извлечения информации.