

Взаимодействие мод в плавном приводном тропосферном канале распространения радиолокационных сигналов Часть I

© А.Н. Теохаров, А.Г. Виноградов

АО «НПО дальней радиолокации имени академика А.Л. Минца»

В развитие радиолокационной модели волноводного канала над морской поверхностью [1] проанализировано взаимодействие волноводных мод тропосферного волновода при плавном изменении диэлектрической проницаемости вдоль поверхности. Выведены уравнения связи мод, приведено решение уравнений связи, в частности, для случаев распространения двух и трех гармоник.

Ключевые слова: радиолокационный сигнал, волновод, атмосфера Земли.

Введение. В работе [1] на основе лучевого и модового представления [2, 3] описана радиолокационная модель канала распространения радиоволн СВЧ-диапазона, возникающего при определенных метеорологических условиях над поверхностью незамерзающего моря [4–7]. Распространение сигналов в таком канале происходит вдоль морской поверхности, и появляется возможность радиолокационного обнаружения целей, находящихся далеко за горизонтом [8].

Известно три типа волноводного канала, из которых два фиксируются достаточно четко для практического использования [1]. Это:

1) приводный волновод испарения, который обычно располагается от поверхности океана до высот ~ 20 м и образуется из-за быстрого спада влажности с высотой;

2) приповерхностный инверсный волновод на высотах до 100 м, образующийся при переходе атмосферного пограничного слоя от конвективно-неустойчивого состояния к состоянию с устойчивой стратификацией.

Радиолокационная модель канала строится на основе решения уравнения Гельмгольца в плоскостой среде методом разделения переменных в виде $U(z, \rho) = \sum_v R_v(\rho) u_v(z)$ [1]. Горизонтальная компонента

$R_v(\rho)$ удовлетворяет уравнению Бесселя, решением которого являются цилиндрические функции $R_v(\rho) = C_v H_0^{(1)}(\nu \rho)$. Для вертикальной ком-

поненты (мембранной функции) $u_v(z)$ получается задача Штурма — Лиувилля

$$\frac{d^2 u_v(z)}{dz^2} + k^2 [\varepsilon(z) - E_v] u_v(z) = 0$$

с соответствующими граничными условиями, где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $E_v \equiv (v/k)^2$. Необходимым условием возникновения волноводного канала является инверсное поведение диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z) \geq 1$, характеризующееся максимумом в некоторой точке на оси z . В этом случае решение задачи Штурма — Лиувилля определяет дискретный набор допустимых значений горизонтального волнового числа n , $1 \leq n \leq n_{\max} \leq \infty$ (мод волновода при $E_n = E_{v_n} \geq \varepsilon_{\min}$) с иерархией $\varepsilon \leq E_{n_{\max}} < \dots < E_2 < E_1 < \varepsilon_{\max}$ и непрерывного спектра неволноводных гармоник (при $E_v < \varepsilon_{\min}$), «убегающих» при $z \rightarrow \infty$ и затухающих значительно быстрее волноводных на расстояниях $\sqrt{\rho^2 + z^2} \rightarrow \infty$; их мы здесь не рассматриваем.

В приближении Вентцеля — Крамерса — Бриллюэна (ВКБ) для приповерхностного и приводного волноводов с условиями Неймана и Дирихле на водной поверхности при $z = 0$ (вертикальная и горизонтальная поляризации поля) найдены [1]: достаточное условие существования канала; максимальное число мод в канале $n_{\max}$, а также ограничение на длину волны, при которой возможно волноводное распространение. На верхней границе $z = \infty$ полагаем условия излучения на ∞ .

На основе радиолокационной модели волноводного канала [1] в работе [9] проанализированы дисперсионные свойства тропосферных волноводов, проведено сравнение дисперсионных характеристик приповерхностного и приводного волноводов. В данной работе рассмотрены вопросы взаимодействия волноводных мод тропосферного волновода при плавном изменении диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x, z)$ в горизонтальном направлении x ; мы ограничимся двумерной задачей, что можно сделать на достаточно больших расстояниях от источников. Здесь использован метод, аналогичный методу поперечных сечений, показанному в работе [9], где он в основном применяется к закрытым волноводам с нерегулярными стенками (изогнутыми, ступенчатыми и т. д.). В отличие от работы [10] и ряда других работ [11–13], здесь акцент сделан именно на плавности характеристик тропосферного волновода. Приведены оценки взаимодействия гармоник в двух- и трехмодовых волноводах.

Уравнения продольного распространения мод в плавном волноводе вблизи водной поверхности. Для плавно меняющейся вдоль оси x $\varepsilon(x, z)$ решение уравнения Гельмгольца $\nabla^2 U(x, z) + k^2 \varepsilon(x, z) U(x, z) = 0$ запишем в виде разложения по системе мод «сопряженного регулярно-го волновода сравнения» [10] в каждой точке x :

$$U(x, z) = \sum_n u_n(x, z) V_n(x),$$

где мембранные функции $u_n(x, z)$ являются решением задачи Штурма — Лиувилля по переменной z с соответствующими граничными условиями.

Уравнение для продольной компоненты сопряженной моды $V_n(x)$ не будет совпадать с решением уравнения «волновода сравнения»:

$$\frac{d^2 V_n^{(0)}(x)}{dx^2} + k^2 E_n V_n^{(0)}(x) = 0, V_n^{(0)}(x) \exp(\pm i v_n x), v_n \equiv k \sqrt{E_n}.$$

В силу плавности $\varepsilon(x, z)$ и $E_n(x)$ по x удобно полагать $V_n(x)$ близким к решению уравнения «волновода сравнения» с $v_n^2(x) \equiv k^2 E_n(x)$; искажения же, вносимые продольной неоднородностью $\varepsilon(x, z)$, следует отнести к взаимному влиянию мод в сопряженном волноводе, т. е. оценивать их по решению уравнений связи коэффициентов $\{V_n(x)\}$.

Введем безразмерную продольную координату $\xi = kx = 2\pi x/\lambda$. Тогда уравнение Гельмгольца примет вид

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + k^{-2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varepsilon(\xi, z) \right] U(\xi, z) = 0$$

или, с учетом решения задачи Штурма — Лиувилля

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 [\varepsilon(\xi, z) - E_n(\xi)] \right\} u_n(\xi, z) = 0,$$

для каждой из мод с соответствующими граничными условиями, из которого определяются параметры мод $\{E_n(\xi), u_n(\xi, z)\}$,

$$\sum_n \left\{ \left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + E_n(\xi) \right] [V_n(\xi) u_n(\xi, z)] \right\} = 0.$$

Плавность параметров волновода в масштабе длины волны эквивалентна условиям

$$\frac{\partial \varepsilon(\xi, z)}{\partial \xi} \ll \varepsilon(\xi, z); \quad \frac{dE_n(\xi)}{d\xi} \ll E_n(\xi). \quad (1)$$

Продольную компоненту $V_n(\xi)$ представляем в виде

$$V_n(\xi) = A_n(\xi) E_n^{-1/4}(\xi) \exp[i\varphi_n(\xi)], \quad (2)$$

где выделен «горизонтальный» набег фазы n -й моды:

$$\varphi_n(x) \equiv \int_0^x v_n(y) dy = \int_0^\xi \sqrt{E_n(\xi')} d\xi' \equiv \varphi_n(\xi) \quad (3)$$

и введена плавная в масштабе длины волны амплитуда $A_n(\xi)$. В силу плавности параметров ограничимся волнами, бегущими вправо с $v_n = k\sqrt{E_n(\xi')} > 0$. Можно показать, что бегущая в волноводе вправо волна $v_n^{-1/2} \exp(iv_n x)$ переносит единичный поток энергии, так что $k|A_n(\xi)|^2$ практически совпадает с потоком энергии, переносимой n -й модой в плавном волноводе.

Подставив в уравнение Гельмгольца коэффициенты из уравнения (2) и продифференцировав по ξ , получим уравнение в виде суммы по всем $n > 0$, которое здесь не приводится из-за громоздкости. Учитывая плавность (медленность по ξ) параметров в этом уравнении, отбросим слагаемые с вторыми производными по ξ . В результате получим более простое уравнение для коэффициентов-функций $\{A_n(\xi)\}$:

$$\sum_{n>0} \left\{ E_n^{1/4}(\xi) \left[\dot{A}_n(\xi) u_n(\xi, z) + A_n(\xi) \dot{u}_n(\xi, z) \right] e^{i\varphi_n(\xi)} \right\} \approx 0.$$

Здесь и далее точка над функцией означает дифференцирование по ξ . Умножая уравнение на мембранную функцию $u_m(\xi, z)$ и интегрируя по z на всем интервале высот с учетом ортонормированности системы мембранных функций $\{u_n(\xi, z)\}$, находим линейную неоднородную систему уравнений для функций $\{A_m(\xi)\}$ ($m > 0$):

$$\dot{A}_m(\xi) = \frac{dA_m(\xi)}{d\xi} = \sum_{n=1}^{n_{\max}} B_{mn}(\xi) A_n(\xi), \quad (4)$$

где введены следующие коэффициенты:

$$\left\{ \begin{array}{l} B_{mn}(\xi) \equiv e^{i\Delta\varphi_{nm}(\xi)} \left[\frac{E_n(\xi)}{E_m(\xi)} \right]^{1/4} D_{mn}^u(\xi), \\ \Delta\varphi_{nm}(\xi) \equiv \varphi_n(\xi) - \varphi_m(\xi) = \int_0^{\xi} \Delta_{Enm}(\xi') d\xi', \\ \Delta_{Enm}(\xi) \equiv \sqrt{E_n(\xi)} - \sqrt{E_m(\xi)}, \\ D_{mn}^u(\xi) \equiv \int_{z_{\min}(\xi)}^{z_{\max}(\xi)} \dot{u}_m(\xi, z) u_n(\xi, z) dz. \end{array} \right. \quad (5)$$

При этом справедливы соотношения

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta\varphi_{nm}(\xi) = -\Delta\varphi_{mn}(\xi), \quad D_{nm}^u(\xi) = -D_{mn}^u(\xi), \quad D_{nn}^u(\xi) = 0, \\ B_{nn}(\xi) = 0, \quad B_{mn}(\xi)B_{nm}(\xi) = D_{nm}^u(\xi)D_{mn}^u(\xi) = -|D_{nm}^u(\xi)|^2. \end{array} \right. \quad (6)$$

Запишем систему (4) для вектора-столбца $\mathbf{A}(\xi) \equiv (A_1, A_2, \dots, A_{n_{\max}})$ в матричном виде:

$$\dot{\mathbf{A}}(\xi) = \hat{B}(\xi)\mathbf{A}(\xi) \quad (7)$$

с квадратной матрицей-оператором $\hat{B}(\xi) = \{B_{mn}(\xi)\}$ размером $[n_{\max} \times n_{\max}]$

$$\hat{B}(\xi) \equiv \begin{bmatrix} 0 & B_{12}(\xi) & B_{13}(\xi) & \dots \\ B_{21}(\xi) & 0 & B_{23}(\xi) & \dots \\ B_{31}(\xi) & B_{32}(\xi) & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Пусть $n_{\max}$ векторов $\{\mathbf{A}^{(n)}(\xi) \equiv (A_1^{(n)}(\xi), A_2^{(n)}(\xi), \dots, A_{n_{\max}}^{(n)}(\xi))\}$ образуют фундаментальную систему решений линейной системы (7) с фундаментальной матрицей-оператором $\hat{\Phi}(\xi) = \{\Phi_{mn}(\xi)\} \equiv \{A_m^{(n)}(\xi)\}$. Выберем такие решения, которые в начальной точке $\xi = 0$ полностью соответствуют одной из мод волновода, когда $A_m^{(n)}(0) = \Phi_{mn}(0) = \delta_{mn}$. Тогда общее решение линейной системы (7) можно записать в виде разложения по фундаментальным решениям $\{\mathbf{A}^{(n)}(\xi)\}$:

$$\mathbf{A}(\xi) = \hat{\Phi}(\xi)\mathbf{A}(0), \quad (9)$$

Если ввести матрицу-оператор

$$\hat{I}_B(\xi) = \{I_{Bmn}(\xi)\}; \quad I_{Bmn}(\xi) \equiv \int_0^\xi B_{mn}(\xi') d\xi', \quad (10)$$

то нетрудно получить общее выражение для фундаментального оператора:

$$\hat{\Phi}(\xi) = e^{\int_0^\xi \hat{B}(\xi') d\xi'} = e^{\hat{I}_B(\xi)} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{l!} \hat{I}_B^l(\xi). \quad (11)$$

Оценивая норму матрицы $\hat{I}_B$ нормой максимума модуля $\hat{I}_B(\xi) = \max \{|I_{Bmn}|\}$, при $l \gg \hat{I}_B(\xi)$ в разложении оператора $\hat{\Phi}(\xi) = e^{\hat{I}_B(\xi)}$ можно ограничиться конечным числом членов l .

Заметим, что коэффициент $D_{mn}^u(\xi)$, входящий, согласно (5) и (10), в параметры $B_{mn}(\xi)$, $I_{Bmn}(\xi)$, зависит от производной мембранной функции по ξ и оказывается мал: $|D_{mn}^u(\xi)| \ll 1$. Учитывая оценки

$$|\Delta_{Enm}(\xi)| \sim 1 |\Delta\phi_{nm}(\xi)| \xi \quad \text{и} \quad \left| \frac{E_n(\xi)}{E_m(\xi)} \right|^{\frac{1}{4}} \sim 1,$$

находим, что для малых ξ при $|\Delta\phi_{nm}(\xi)| \leq 1$

$$|B_{mn}(\xi)| |D_{mn}^u(\xi)| \ll 1 |I_{Bmn}(\xi)| \ll 1,$$

а для больших ξ при $|\Delta\phi_{nm}(\xi)| \geq 1$ интегрированием по частям нетрудно получить главный член асимптотики

$$I_{Bmn}(\xi) \approx \frac{1}{i} \left\{ \left[\frac{E_n(\xi')}{E_m(\xi')} \right]^{\frac{1}{4}} \frac{D_{mn}^u(\xi') e^{i\Delta\phi_{nm}(\xi')}}{\Delta_{Enm}(\xi')} \right\}_{\xi'=0}^{\xi'=\xi},$$

откуда

$$|I_{Bmn}(\xi)| \ll 1. \quad (12)$$

Таким образом, доказано, что элементы матриц $\hat{M}(\xi)$ и $\hat{I}_B(\xi)$, а следовательно, и их нормы малы по сравнению с единицей.

Двухмодовый волновод. Рассмотрим случай, когда в волноводе распространяются только две незатухающие моды с $n_{\max} = 2$. Тогда матрицы $\hat{B}(\xi)$ в уравнении (7) и $\hat{I}_B(\xi)$ в операторе (10) примут вид

$$\hat{B}(\xi) = \begin{bmatrix} 0 & B_{12}(\xi) \\ B_{21}(\xi) & 0 \end{bmatrix}, \quad \hat{I}_B(\xi) = \begin{bmatrix} 0 & I_{B12}(\xi) \\ I_{B21}(\xi) & 0 \end{bmatrix}.$$

Введя обозначение

$$J_{12}(\xi) \equiv \det \hat{I}_B(\xi) = -I_{B12}(\xi)I_{B21}(\xi), \quad (13)$$

находим $\hat{I}_B^2(\xi) = -J_{12}(\xi)\hat{E}$, где $\hat{E}$ — единичная матрица, $\hat{E} \equiv \{\delta_{nm}\}$, что позволяет в разложении (11) четные и нечетные слагаемые просуммировать по отдельности.

В результате имеем

$$\begin{aligned} \hat{\Phi}(\xi) &= \cos(I_{12}^{1/2}(\xi))\hat{E} + \text{sinc}(I_{12}^{1/2}(\xi))\hat{I}_B(\xi) = \\ &= \begin{bmatrix} \cos(J_{12}^{1/2}(\xi)) & \text{sinc}(J_{12}^{1/2}(\xi))I_{B12}(\xi) \\ \text{sinc}(J_{12}^{1/2}(\xi))I_{B21}(\xi) & \cos(J_{12}^{1/2}(\xi)) \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (14)$$

где $\text{sinc}(x) \equiv \sin(x)/x$. В частности, первое фундаментальное решение системы (7) есть

$$\mathbf{A}^{(1)}(\xi) = \left(\cos(J_{12}^{1/2}(\xi)); \text{sinc}(J_{12}^{1/2}(\xi))I_{B21}(\xi) \right).$$

Отметим, что $J_{12}(\xi)$ — комплексное число.

Нетрудно показать, что с учетом (12) для первого фундаментального решения, соответствующего возбуждению в начальной точке $\xi = 0$ только первой моды, плавная неоднородность канала приводит в процессе распространения к возбуждению второй моды с амплитудой $A_2^{(1)}(\xi) \vee |I_{B21}(\xi)| \ll \vee A_1^{(1)}(\xi) \vee 1$.

Трехмодовый волновод. Рассмотрим теперь случай, когда в волноводе распространяются три незатухающие моды с $n_{\max} = 3$ и матрица-оператор (8) в уравнении (7) принимает вид

$$\hat{B}(\xi) = \begin{bmatrix} 0 & B_{12}(\xi) & B_{13}(\xi) \\ B_{21}(\xi) & 0 & B_{23}(\xi) \\ B_{31}(\xi) & B_{32}(\xi) & 0 \end{bmatrix}.$$

Воспользуемся еще дополнительным упрощением: будем считать, что взаимодействуют лишь соседние моды с номерами $|n - m| = 1$ и пренебрежем более дальними взаимодействиями, положив $B_{13}(\xi) = B_{31}(\xi) = 0$. Это справедливо, например, для «параболического» волновода (при разделении четных и нечетных гармоник) и примерно справедливо для «линейного» волновода. Тогда

$$\widehat{I}_B(\xi) = \begin{bmatrix} 0 & I_{B12}(\xi) & 0 \\ I_{B21}(\xi) & 0 & I_{B23}(\xi) \\ 0 & I_{B32}(\xi) & 0 \end{bmatrix}. \quad (15)$$

Введем обозначение для квадрата исходной матрицы-оператора:

$$\widehat{I}_{2B}(\xi) \equiv \widehat{I}_B^2(\xi) = \begin{bmatrix} I_{B12}(\xi)I_{B21}(\xi) & 0 & I_{B12}(\xi)I_{B23}(\xi) \\ 0 & -J_4(\xi) & 0 \\ I_{B21}(\xi)I_{B32}(\xi) & 0 & I_{B23}(\xi)I_{B32}(\xi) \end{bmatrix}, \quad (16)$$

где определена функция $J_4(\xi) \equiv -[I_{B12}(\xi)I_{B21}(\xi) + I_{B23}(\xi)I_{B32}(\xi)] = J_{12}(\xi) + J_{23}(\xi)$. Вычисляя куб исходной матрицы-оператора $\widehat{I}_B(\xi)$, находим $\widehat{I}_B^3(\xi) = -J_4(\xi)\widehat{I}_B(\xi)$. Таким образом, как и для двухмодового волновода, в разложении (11) можно просуммировать четные и нечетные слагаемые по отдельности. Поэтому имеем

$$\hat{\Phi}(\xi) = \hat{E} + \text{cosc} \left[J_4^{1/2}(\xi) \right] \widehat{I}_{2B}(\xi) + \text{sinc} \left[J_4^{1/2}(\xi) \right] \widehat{I}_B(\xi), \quad (17)$$

где определена функция

$$\text{cosc}(x) \equiv \frac{[1 - \cos(x)]}{x^2} = \frac{1}{2} \text{sinc}^2 \left(\frac{x}{2} \right).$$

Выпишем явно первое фундаментальное решение системы (7):

$$\mathbf{A}^{(1)}(\xi) = \begin{pmatrix} 1 + \operatorname{cosec} \left[J_4^{1/2}(\xi) \right] I_{B12}(\xi) I_{B21}(\xi) \\ \operatorname{sinc} \left[J_4^2(\xi) \right] I_{B21}(\xi) \\ \operatorname{cosec} \left[J_4^2(\xi) \right] I_{B21}(\xi) I_{B32}(\xi) \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Аналогично двухмодовому волноводу можно показать, что для первого фундаментального решения в процессе распространения из-за плавной неоднородности канала происходит возбуждение второй и третьей мод с амплитудами

$$\left| A_2^{(1)}(\xi) \right| \left| I_{B21}(\xi) \right| \ll \left| A_1^{(1)}(\xi) \right| \sim 1$$

и

$$\left| A_3^{(1)}(\xi) \right| \frac{\left| I_{B21}(\xi) I_{B32}(\xi) \right|}{2} \ll \left| A_2^{(1)}(\xi) \right| \left| I_{B21}(\xi) \right| \ll 1.$$

Видно, что влияние 1-й моды на 2-ю существенно больше ее влияния на 3-ю моду.

Заключение. В работе дан теоретический анализ взаимодействия мод в плавном приводном тропосферном канале. Рассмотрена общая теория и получены выражения для коэффициентов взаимодействия мод в случае двух- и трехмодовых волноводов с плавно изменяющимися характеристиками. Прикладные вопросы, связанные с оценкой характеристик приповерхностного и приводного волноводов, рассматриваются во второй части данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Виноградов А.Г., Теохаров А.Н. Оценка возможностей и прогнозирование характеристик приводного (волноводного) атмосферного канала распространения радиолокационных сигналов. *Наукоемкие технологии*. 2022, т. 23, № 5, с. 49–57.
- [2] Фейнберг Е.Л. *Распространение радиоволн вдоль земной поверхности*. Москва, Наука. Физматлит, 1999.
- [3] Бреховских Л.М. *Волны в слоистых средах*. Москва, Наука, 1973.
- [4] Гаврилов А.С. Методы расчета структуры приводного слоя атмосферы применительно к задачам радиолокации над океаном / А.С. Гаврилов, Ю.С. Петров. *Рассеяние и дифракция радиолокационных сигналов и их информативность*. Ленинград, Изд-во СЗПИ, 1984, с. 31–36.

- [5] Rogers L.T., Pauls R.A. Measured performance of evaporation duct models. *Proc. Battlespace Atmospheric Conference*. 3–5 Dec 1996, NRaDTD2938 (ADA323038), p. 1996.
- [6] Мыценко И.М., Панкратов Л.С., Хоменко С.И. Экспериментальное исследование дальности действия судовых навигационных РЛС сантиметрового диапазона в районах Мирового океана. *Харків: Харківський військовий ун-т*. 2001, Вип. 2(32), с. 56–59.
- [7] Rotheram S. Radiowave propagation in the evaporation in the evaporation duct. *The marooning Rev.* 1974, vol. 42, pp. 18–40.
- [8] Иванов В.К., Шаляпин В.Н., Левадный Ю.В. Развитие методов прогнозирования радиолокационной наблюдаемости над морской поверхностью в ИРЭ НАН Украины. *Радиофизика и электроника*. 2009, т. 14, № 3, с. 299–314.
- [9] Виноградов А.Г., Лучин А.А., Теохаров А.Н. Обработка сверхширокополосных сигналов и формирования радиолокационных изображений в РЛС дальнего обнаружения L-диапазона. *Наукоемкие технологии*. 2013, т. 14, № 9, с. 32–36.
- [10] Каценелебаум Б.З. *Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами*. Москва, АН СССР, ИРЭ, 1961, 218 с.
- [11] Маркузе Д. *Оптические волноводы*. Москва, Мир, 1974, 576 с.
- [12] Солимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П. *Дифракция и волноводное распространение оптического излучения*. Москва, Мир, 1989, 664 с.
- [13] Барыбин А.А. *Электродинамика волноведущих структур. Теория возбуждения и связи волн*. Москва, Физматлит, 2007, 512 с.
- [14] Теохаров А.Н., Виноградов А.Г. Дисперсионные характеристики приводного тропосферного канала распространения радиолокационных сигналов. *Сб. докл. XXVIII Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн»* (16–19 мая 2023, Йошкар-Ола). Поволжский государственный технологический университет, 2023, с. 364–368.
- [15] Теохаров А.Н., Виноградов А.Г. Взаимодействие мод в плавном приводном тропосферном канале распространения радиолокационных сигналов. *Труды конференции XI Всероссийской научно-технической конференции «Дальняя радиолокация на службе Отечеству»*. Москва, Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2025, с. 15–40.

Теохаров Александр Нарциссович — канд. физ.-мат. наук, начальник лаборатории АО «НПО дальней радиолокации имени академика А.Л. Минца».
e-mail: ateokharov@npodr.ru

Виноградов Александр Георгиевич — канд. физ.-мат. наук, начальник отдела АО «НПО дальней радиолокации имени академика А.Л. Минца».
e-mail: avinogradov@npodr.ru

Interaction of modes in a smooth near-water tropospheric channel of radar signal propagation. Part I

© A.N. Teokharov, A.G. Vinogradov

Long-Range Radar, JSC

In development of the radar model of a waveguide channel over the sea surface [1], the interaction of waveguide modes of a tropospheric waveguide with a smooth change in dielectric permittivity along the surface was analyzed. The mode coupling equations are derived and the solution of the coupling equations is given, in particular, for the cases of propagation of two and three harmonics.

Keywords: *radar signal, waveguide, Earth's atmosphere.*

Teokharov A.N., Cand. Sci. (Phys.-Math), Head of laboratory at Long-Range Radar, JSC.
e-mail: ateokharov@npodr.ru

Vinogradov A.G., Cand. Sci. (Phys.-Math), Head of division at Long-Range Radar, JSC.
e-mail: avinogradov@npodr.ru