

УДК 538.566

К ОЦЕНКЕ ПОЛЯ В ИМПЕДАНСНОМ ПЛОСКОМ ВОЛНОВОДЕ С ЛОКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ, РАСПОЛОЖЕННОЙ НАД ИСТОЧНИКОМ

О. В. Соловьев

Исследовано поле вертикального электрического диполя в плоском волноводе с локальной неоднородностью, расположенной над источником. Неоднородность верхней стенки волновода задается введением неоднородного по площади импеданса. В скалярном приближении задача сведена к двумерному интегральному уравнению, решение которого строится методом последовательных приближений, в качестве начального приближения используется решение задачи для регулярного импедансного волновода. Оценено влияние на поле в волноводе неоднородности, создаваемой путем искусственного КВ нагрева ионосферы в области, расположенной непосредственно над источником сигнала.

Работа продолжает теоретические исследования влияния локальных неоднородностей ионосферы на распространение электромагнитных волн в приземном волноводе. Под локальностью неоднородности в данном случае понимается не только ее относительная малость в масштабах трассы распространения радиоволн, но и произвольность расположения неоднородности на верхней стенке волновода, что делает исследуемую задачу существенно трехмерной. Физические причины, приводящие к возникновению таких неоднородностей, подробно описаны в предшествующих работах [1-3]. К ним необходимо только добавить, что локальными изменениями параметров ионосферной плазмы сопровождаются и активные эксперименты по нагреву ионосферы, проводимые в настоящее время [4]. Работы [1-3] и содержащаяся в них библиография в основном исчерпывают известные в литературе исследования влияния локальных неоднородностей нижней ионосферы на распространение радиоволн. Все они, за исключением [3], используют и развивают идеи, высказанные в [5], вообще говоря, для многомодовых сигналов. Необходимо отметить, что, несмотря на то, что в [5] показана возможность исследования многомодового сигнала, выводы делаются с учетом только одной моды. В этом смысле позиция авторов [1-3] более последовательна, так как они рассматривают влияние локальных неоднородностей нижней ионосферы только на распространение СНЧ радиоволн, когда при достаточной удаленности приемника и точки наблюдения одномодовое представление поля в регулярном волноводе не вызывает сомнения.

Во всех рассмотренных работах, несмотря на различие моделей неоднородного промежутка Земля—ионосфера, возмущение моделировалось с помощью постулируемой зависимости постоянной распространения от угловых координат, т. е. введением малого возмущения постоянной распространения регулярного волновода. На наш взгляд, выглядит спорной возможность рассматривать в такой модели возмущения, располагающиеся непосредственно над источником (или над приемником) [3], поскольку в непосредственной близости от источника любое, даже самое низкочастотное поле описывается бесконечной суммой нормальных волн, выделить в которой главную (которая опреде-

лит постоянную распространения) до некоторых расстояний от источника оказывается невозможным. Возникают также сомнения в правомочности использования борновского приближения в решении задачи, если в качестве нулевого приближения в случае неоднородности, располагающейся над источником (или приемником), берется одномодовое представление поля регулярного волновода [3], которое не обеспечивает требуемой особенности в источнике.

В данной работе мы не будем ограничиваться частотами и расстояниями, допускающими одномодовое представление поля в регулярном волноводе Земля — ионосфера, а для моделирования ионосферной неоднородности используем подход, развиваемый в задачах о распространении радиоволн над неоднородной в электрическом отношении земной поверхностью, когда неоднородность поверхности, над которой происходит распространение радиоволн, учитывается введением неоднородного по площади импеданса [6]. Не конкретизируя физические причины возникновения ионосферных неоднородностей, укажем, что все они в конечном итоге описываются соответствующими изменениями вертикального профиля электронной концентрации и эффективной частоты соударений, которые стандартным образом могут быть учтены при вычислении импеданса верхней стенки волновода [7].

Рассматривается модельная задача, в которой электромагнитное поле, возбуждаемое вертикальным электрическим диполем с полным дипольным моментом P_0 в плоском волноводе, границы которого в цилиндрической системе координат (r, φ, z) , связанной с источником, есть $z=0, z=h$, определяется однокомпонентным вектором Герца $\Pi = \Pi e_z$. Функция $\Pi(r, \varphi, z)$ удовлетворяет уравнению Гельмгольца внутри волновода и импедансным граничным условиям на стенках волновода:

$$\begin{aligned} \partial \Pi / \partial z &= -ik \delta_3 \Pi \quad \text{при } z=0, \\ \partial \Pi / \partial z &= ik \delta_n(r, \varphi) \Pi \quad \text{при } z=h. \end{aligned}$$

Свойства заполнения волновода совпадают со свойствами вакуума. Источник располагается в точке с координатами $(0, 0, z=z_0)$. Зависимость от времени принята в виде $\exp(-i\omega t)$.

Отметим, что данная постановка задачи соответствует скалярному приближению. Указания на правомочность такой постановки задачи можно найти в [8]. В данной работе величина поправок, связанных с учетом векторного характера электромагнитных полей, и границы применимости рассматриваемого приближения обсуждаться не будут, поскольку, по нашему мнению, это может быть предметом отдельного исследования.

В отличие от работы [9], где рассматривались локальные возмущения ионосферы, располагавшиеся на значительном удалении и от источника, и от приемника одновременно, в данной работе мы остановимся на такой ситуации, когда возмущенная область располагается либо непосредственно над источником, либо непосредственно над приемником. В этом случае учет многомодовости поля оказывается принципиальным для любых частот.

Для уменьшения громоздкости математических выкладок и получаемых результатов будем считать, что возмущенная область есть круг радиуса r_v с центром в точке $r=0$. Это делает задачу аксиально-симметричной, и отпадает необходимость говорить о деполяризации поля при отражении от неоднородностей верхней стенки волновода.

Используя в качестве функции Грина вектор Герца задачи о возбуждении заданным вертикальным электрическим диполем регулярного волновода толщины h , свойства стенок которого описываются постоянными импедансами δ_3 и $\delta_n^{(0)}$, исходную задачу можно свести к интегральному уравнению

$$\Pi(R) = \Pi_0(R) + \frac{ik\epsilon_0}{P_0} \int_{S_r} \Pi_0(R, R') \Pi(R') (\delta_n(r', \varphi') - \delta_n^{(0)}) dS', \quad (1)$$

где $\Pi_0(\mathbf{R})$ — вектор Герца описанной регулярной задачи, \mathbf{R} — радиус-вектор точки наблюдения, \mathbf{R}' — радиус-вектор точки интегрирования, $k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ — волновое число в вакууме, S_v — область на верхней стенке волновода, занятая неоднородностью, и где выполняется условие

$$\delta_n(r', \varphi') - \delta_n^{(0)} \neq 0.$$

Как будет ясно из дальнейшего, для описания $\Pi_0(\mathbf{R})$ удобнее использовать представление в виде ряда нормальных волн [10] — разложение по спектру поперечного оператора задачи:

$$\Pi_0(r, z) = \frac{iP_0}{k\epsilon_0} \sum_{n=1}^{\infty} \Lambda_n H_0^{(1)}(\mu_n r) f_n(z) f_n(z_0), \quad (2)$$

где

$$\Lambda_n = \frac{k}{2h} \left[1 - i \frac{k(\delta_n^{(0)} + \delta_3)}{\alpha_n h} - \frac{k^2 \delta_3^2}{\alpha_n} + \frac{k^3 \delta_n^{(0)} \delta_3 (k h \delta_n^{(0)} \delta_3 + i \delta_n^{(0)} + i \delta_3)}{\lambda_n^2 \alpha_n h} \right]^{-1},$$

$$\alpha_n = \lambda_n^2 - k^2 \delta_n^{(0)2}, \quad \lambda_n = \sqrt{k^2 - \mu_n^2}, \quad \text{Im} \sqrt{k^2 - \mu_n^2} \leq 0,$$

$f_n(x) = \cos \lambda_n x - (ik\delta_3/\lambda_n) \sin \lambda_n x$ — высотные множители, $H_0^{(1)}(\mu_n r)$ — функция Ханкеля первого рода. В данном случае спектр поперечного оператора задачи чисто дискретный и состоит из бесконечного счетного числа точек μ_n ($n=1, 2, \dots$), которые определяются корнями следующего трансцендентного уравнения:

$$k(\delta_n^{(0)} + \delta_3) \lambda^{-1} \cos \lambda h - i(1 + k^2 \delta_n^{(0)} \delta_3 / \lambda^2) \sin \lambda h = q(\lambda) = 0, \quad (3)$$

расположенными в верхней полуплоскости (μ). Будем считать, что свойства волновода таковы, что уравнение (3) кратных корней не имеет.

Важно отметить, что представление (2) является строгим решением волноводной задачи, применимым во всей области изменения r , начиная от $r=0$. В то же время количество нормальных волн, которые необходимо удерживать в сумме (2) для достижения желаемой точности определения $\Pi_0(r, z)$, может меняться в зависимости от параметров волновода, частоты распространяющегося сигнала и расстояния до точки наблюдения.

Чтобы получить $\Pi_0(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$ в выражении (2), достаточно произвести следующие замены:

$$r \rightarrow r_1 = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \varphi'}, \quad z_0 \rightarrow z' = h.$$

Как и в [9], ограничимся такими локальными неоднородностями, размеры которых малы в масштабе длины трассы распространения $r_v/r \ll 1$, и, учитывая, что для большинства практически значимых случаев выполняется условие $|\delta_n - \delta_n^{(0)}| < 1$, запишем решение уравнения (1) в линейном приближении теории возмущений (борновское приближение):

$$\Pi(r, \varphi, z, z_0) = \frac{iP_0}{k\epsilon_0} \sum_{n=1}^{\infty} \Lambda_n f_n(z) f_n(z_0) \left[H_0^{(1)}(\mu_n r) - \frac{f_n(h)}{f_n(z_0)} W_n(r, \varphi) \right], \quad (4)$$

где

$$W_n(r, \varphi) = \sum_{l=1}^{\infty} \Lambda_l f_l(h) f_l(z_0) \int_{S_v} H_0^{(1)}(\mu_n r_1) H_0^{(1)}(\mu_l r') \times \\ \times (\delta_n(r', \varphi') - \delta_n^{(0)}) dS'.$$

Будем считать, что источник и точка наблюдения удалены настолько, что имеет место неравенство $kr|v_n| \gg 1$ для всех $v_n = \mu_n/k$ ($n=1, 2, \dots$). С учетом $r_v/r \ll 1$ это дает также $kr_1|v_n| \gg 1$ и позволяет для функции Ханкеля $H_0^{(1)}(\mu_n r_1)$ использовать ее асимптотическое представление.

Считая в дальнейшем $\delta_n - \delta_n^{(0)} = \text{const}$ на поверхности S_v , вынесем эту разность из-под знака интеграла в (4). В результате останется оценить интеграл вида

$$I_{nl}(r, \varphi) = 2 \sqrt{\frac{2}{\pi k v_n}} \exp\left(-i \frac{\pi}{4}\right) \int_0^\pi d\varphi' \int_0^{r_v} r' dr' \times \\ \times \frac{\exp(i\mu_n r_1(r', \varphi'))}{\sqrt{r_1(r', \varphi')}} H_0^{(1)}(\mu_l r')$$

Поскольку во всей области интегрирования выполняется условие $r' \ll r$, то функцию $r_1(r', \varphi')$ можно представить в виде ряда по степеням (r'/r) . Тогда, ограничиваясь в таком разложении первыми степенями малого параметра (r'/r) и привлекая известное [11] интегральное представление для бесселевой функции

$$J_n(x) = \frac{i^{-n}}{\pi} \int_0^\pi \exp(ix \cos \theta) \cos n\theta d\theta,$$

получим

$$I_{nl} = 2 \sqrt{\frac{2\pi}{kr v_n}} \exp\left(ikr v_n - i \frac{\pi}{4}\right) \left(\int_0^{r_v} r' H_0^{(1)}(\mu_l r') \times \right. \\ \left. \times J_0(\mu_n r') dr' - \frac{i}{2r} \int_0^{r_v} r'^2 H_0^{(1)}(\mu_l r') J_1(\mu_n r') dr' \right). \quad (5)$$

Условием применимости (5), кроме $r_v/r \ll 1$, является также неравенство

$$\left| \frac{k v_n r_v}{2} \left(\frac{r_v}{r} \right) \right| \ll 1.$$

Оставшиеся в (5) интегралы могут быть вычислены точно, если использовать [11] следующий табличный интеграл:

$$\int_0^x (p^2 - l^2) t \mathcal{E}_0(pt) D_0(lt) dt = x [p \mathcal{E}_1(px) D_0(lx) - l \mathcal{E}_0(px) D_1(lx)],$$

где $\mathcal{E}_{0,1}$ и $D_{0,1}$ — любые цилиндрические функции нулевого и первого порядков. Здесь же необходимо отметить, что

$$\int_0^{r_v} r'^2 H_0^{(1)}(\mu_l r') J_1(\mu_n r') dr' = - \frac{d}{d\mu_n} \int_0^{r_v} r' H_0^{(1)}(\mu_l r') J_0(\mu_n r') dr'.$$

Таким образом, учитывая все сказанное и производя интегрирование по r' в (5), получаем

$$I_{nl} = \sqrt{\frac{8\pi}{kr v_n}} \frac{\exp(ikr v_n - i\pi/4)}{(\mu_n^2 - \mu_l^2)} \left\{ \left(1 + i \frac{r_v}{r} \frac{z_n}{(z_l^2 - z_n^2)} \right) \times \right.$$

$$\times \left[z_n J_1(z_n) H_0^{(1)}(z_n) - z_l J_0(z_n) H_1^{(1)}(z_n) - \frac{2i}{\pi} \right] + \frac{ir_v}{2r} \times \quad (6)$$

$$\times [z_n J_0(z_n) H_0^{(1)}(z_n) + z_l J_1(z_n) H_1^{(1)}(z_n)] \Big\},$$

где для сокращения записи введены обозначения: $z_n = \mu n r v$, $z_l = \mu l r v$. Особого внимания требует случай $l=n$, при этом

$$I_{nn} = \sqrt{\frac{8\pi}{krv_n}} \frac{\exp(ikrv_n - i\pi/4)}{2k^2} (krv)^2 [J_0(z_n) H_0^{(1)}(z_n) + \quad (7)$$

$$+ (1 - i/2krv_n) J_1(z_n) H_1^{(1)}(z_n) + 1/2\pi kr v_n].$$

Подставляя (6), (7) в (4), получаем

$$W_n(r, \varphi) = (\delta_n - \delta_n^{(0)}) \sqrt{\frac{8\pi}{krv_n}} \frac{\exp(ikrv_n - i\pi/4)}{k^2} \times$$

$$\times \left\{ \frac{2i}{\pi} \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq n}}^{\infty} \frac{\Lambda_l f_l(h) f_l(z_n)}{(v_l^2 - v_n^2)} \left(1 + \frac{iv_n}{kr(v_l^2 - v_n^2)} \right) + \right.$$

$$+ \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq n}}^{\infty} \frac{\Lambda_l f_l(h) f_l(z_0)}{(v_n^2 - v_l^2)} \left[\left(1 + \frac{iv_n}{kr(v_l^2 - v_n^2)} \right) (z_n J_1(z_n) H_0^{(1)}(z_l) - \right.$$

$$- z_l J_0(z_n) H_1^{(1)}(z_l)) + \frac{ir_v}{2r} (z_n J_0(z_n) H_0^{(1)}(z_l) + \quad (8)$$

$$+ z_l J_1(z_n) H_1^{(1)}(z_l)) \Big] + \Lambda_n f_n(h) f_n(z_0) \frac{(krv)^2}{2} \times$$

$$\times [J_0(z_n) H_0^{(1)}(z_n) + (1 - i/2krv_n) J_1(z_n) H_1^{(1)}(z_n) + 1/2\pi kr v_n] \Big\}.$$

Наихудшей сходимостью среди слагаемых формулы (8) обладает первая сумма в фигурной скобке, и, как показывают исследования, для получения удовлетворительной ее сходимости (с точностью до 10^{-4}) на частоте порядка 20 кГц необходимо учитывать порядка 70 слагаемых. Однако существует возможность аналитически сосчитать точную сумму данного ряда. Для этого необходимо перейти на комплексную плоскость (η), $\eta = \lambda h$, так что $v = \sqrt{1 - \eta^2/\beta^2}$, $\text{Im} \sqrt{1 - \eta^2/\beta^2} \geq 0$, $\beta = kh$, и записать искомую сумму в виде интеграла по контуру C , целиком лежащему в нижней полуплоскости (η) и охватывающему корни уравнения (3), $q(\eta) = 0$, все, за исключением $\eta = \eta_n$. Внутри C других особенностей подынтегральной функции, кроме $\eta = \eta_i$ ($i = 1, 2, \dots, i \neq n$), нет.

Принимая во внимание подробно изученные в [10] свойства корней уравнения (3), интеграл по контуру C можно представить в виде суммы интеграла по контуру, совпадающему с вещественной осью плоскости (η), интеграла по дуге бесконечно большого радиуса, замыкающей контур, идущий по вещественной оси в области $\text{Im} \eta < 0$, и интеграла по контуру, охватывающему особенность подынтегральной функции $\eta = \eta_n$.

Можно показать, что интеграл по вещественной оси плоскости (η) исчезает в силу нечетности подынтегральной функции, интеграл по дуге бесконечно большого радиуса обратится в нуль благодаря тому, что подынтегральная функция должным образом убывает при $|\eta| \rightarrow \infty$, $\text{Im} \eta < 0$.

В результате сумма искомого ряда определится вычетом подынтегральной функции в полюсе $\eta = \eta_n$, и ее можно будет записать в виде

$$\frac{2i}{\pi} \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq n}}^{\infty} \frac{\Delta_l f_l(h) f_l(z_0)}{(v_l^2 - v_n^2)} \left(1 + \frac{iv_n}{kr(v_l^2 - v_n^2)} \right) = \frac{k^2}{2\pi\beta} (Q_1 + Q_2). \quad (9)$$

С целью сокращения громоздкости записи выпишем выражения для Q_1 и Q_2 только в случае $\delta_3 = 0$, для которого в дальнейшем будут приведены примеры численной реализации. Это, тем не менее, не ограничивает общности полученного результата:

$$Q_1 = \frac{i\beta^2}{2\eta_n^2 g^2(\eta_n) \cos \eta_n} \{ g(\eta_n)(\cos \lambda_n z_0 - 2\lambda_n z_0 \sin \lambda_n z_0) - 2 \cos \lambda_n z_0 \}, \quad (10)$$

$$Q_2 = \frac{v_n \beta^4}{2kr\eta_n^4 \cos \eta_n g(\eta_n)} \left\{ \sin \lambda_n z_0 \frac{\lambda_n z_0}{g(\eta_n)} + \right. \\ \left. + \cos \lambda_n z_0 \left[\frac{1}{g^2(\eta_n)} - \frac{1}{4} - \frac{i\beta\delta_n^{(1)}}{3g(\eta_n)} + \eta_n^2 \left(\frac{1}{6} - \frac{(z_0/h)^2}{2} \right) \right] \right\},$$

где $\eta_n = \sqrt{k^2 - \mu_n^2} h$, $\text{Im } \eta_n < 0$ для всех $n = 1, 2, \dots$,

$$g(\eta_n) = 1 - i\beta\delta_n^{(0)}/\eta_n^2 - (\beta\delta_n^{(0)})^2/\eta_n^2.$$

Мы столь подробно остановились на процедуре вычисления указанной суммы, поскольку именно ее присутствие отличает наше решение от предложенного в [3]. Сумма эта обязана своим появлением особенностям задачи на оси, проходящей через источник. Она должна присутствовать в решении независимо от рассматриваемого частотного диапазона. Модуль ее сравним либо превосходит модуль суммы остальных членов в фигурной скобке (8) для всех krv , рассмотренных нами.

Таким образом, формулы (4), (8)–(10) дают решение поставленной задачи в линейном приближении теории возмущений. Как видно, они настолько громоздки, что практические выводы из них могут быть сделаны только на основе численного счета.

Полученные формулы решают также и задачу о неоднородности типа круга, но расположенной над приемником. Для этого необходимо привлечь теорему взаимности в ее простейшем варианте и для получения результата сделать замены: координаты источника поменять на координаты приемника и наоборот. Это свойство полученного решения, как уже отмечалось в [3], приводит к тому, что по одноpunktовым наблюдениям поля невозможно указать, где находится неоднородность: над источником или над точкой наблюдения.

В качестве примера оценим влияние на поле в волноводе неоднородности, созданной путем искусственного нагрева ионосферы коротковолновым радиоизлучением непосредственно над источником сигнала. Для определения $\delta_n^{(0)}$ и δ_n воспользуемся результатами работы [4], где представлены высотные профили электронной концентрации и частоты соударений для дневной ионосферы в спокойном состоянии и ионосферы, подвергнутой нагреву коротковолновым радиоизлучением. Выберем возмущенные профили, соответствующие воздействию $F = 2,8$ МГц и мощности $W_0 = 50$ МВт. Влиянием магнитного поля Земли в данном случае можно пренебречь. Следуя в дальнейшем методике, подробно описанной в [9], получим для указанных профилей и частоты $f = 20,5$ кГц $\delta_n^{(0)} = 0,3711 - 0,0022i$, $\delta_n = 0,2402 + 0,1269i$, $h = 62,1$ км.

Подставляя полученные значения $\delta_n^{(0)}$ и h ($\delta_3 = 0$) в уравнение (3), вычисляем собственные числа нормальных волн v_n регулярного волно-

вода. Анализ поведения v_n с ростом значка n показывает, что для выбранной частоты, начиная с $n=6$, $\text{Im } v_n$ монотонно увеличивается. Это является основным фактором, обеспечивающим быструю сходимость рядов в формулах (4), (8). В зависимости от расстояния источник — точка наблюдения r , радиуса возмущенной области r_v и требуемой точности вычислений число членов N и L в рядах (4), которые имеет смысл удерживать, может меняться. Для получения результата мы суммировали все нормальные волны, вклад которых (по отношению к первому члену ряда) был не меньше, чем 10^{-5} . В рассмотренных случаях число их не превышало девяти. Для иллюстрации приведем значения собственных чисел первых девяти нормальных волн, вклад которых учитывался при получении результата, и собственное число десятой нормальной волны — первой из отброшенных:

$$\begin{aligned} v_1 &= 0,9983 + 0,35 \cdot 10^{-3} i, & v_6 &= 0,8079 + 0,0202 i, \\ v_2 &= 0,9849 + 0,337 \cdot 10^{-2} i, & v_7 &= 0,7077 + 0,0218 i, \\ v_3 &= 0,9590 + 0,0110 i, & v_8 &= 0,5667 + 0,0264 i, \\ v_4 &= 0,9272 + 0,0208 i, & v_9 &= 0,3383 + 0,0434 i, \\ v_5 &= 0,8804 + 0,0206 i, & v_{10} &= 0,0411 + 0,3532 i. \end{aligned}$$

Расчет проводился для функции ослабления, введенной по формуле

$$\Pi(r, \varphi, z, z_0) = \frac{P_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{\exp(ikr)}{r} V(r, \varphi, z, z_0).$$

В качестве результатов рассматривались следующие величины: $\Delta M = (|V_0| - |V|)/|V_0|$ — относительная разность модулей функций ослабления на данной трассе в условиях невозмущенной ионосферы (V_0) и ионосферы, подвергнутой нагреву в области S_v , (V), $\Delta\Phi = \arg V_0 - \arg V$ — разность аргументов соответствующих функций ослабления.

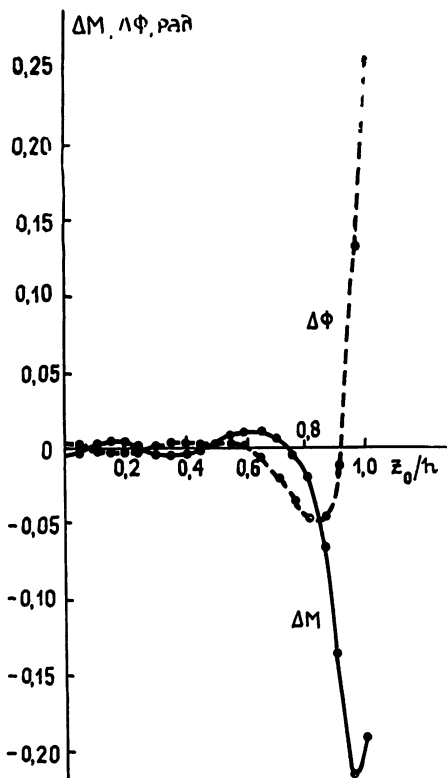


Рис. 1.

Была исследована зависимость ΔM и $\Delta\Phi$ от радиуса возмущенной области r_v при изменении kr_v от 6 до 30 на трассе длиной $kr=500$ в случае, когда источник и точка наблюдения располагаются на нижней стенке волновода: $z_0=z=0$. Анализ показал, что ΔM и $\Delta\Phi$ имеют осциллирующий характер (что хорошо объясняется на основе концепции зон Френеля [8]) и по абсолютной величине не превосходят соответственно 0,002 и 0,002 рад. Сравнение этих результатов с полученными в [9] для того случая, когда возмущение располагалось в области между передатчиком и приемником, показывает, что $|\Delta M|$ и $|\Delta\Phi|$ для возмущений сравнимых размеров оказываются на выбранной частоте в несколько раз меньше в случае, когда возмущение располагается над источником. Однако

на других частотах данный факт не подтвердился. Так, для частоты $f \sim 2$ кГц $|\Delta M|$ и $|\Delta\Phi|$, определенные для возмущения, располагающе-

гося над центром трассы, и для возмущения, располагающегося над источником, оказались сравнимыми по величине.

Эти же численные результаты по порядку величины согласуются с экспериментальными данными работы [12], где была произведена оценка влияния искусственного нагрева ионосферы на распространение СДВ. Нагрев ионосферы в эксперименте [12] производился в области, достаточно близкой к приемнику (на расстоянии порядка нескольких длин волн), но все же не захватывающей района, расположенного непосредственно над приемником.

Последующие расчеты были проведены на трассе $kr=500$ для возмущения $kr_v=30$ ($r_v \sim 70$ км), что превосходит размеры нагреваемой области, достигнутые в эксперименте [12]. На рис. 1 представлена зависимость ΔM и $\Delta \Phi$ от высоты подъема источника над плоскостью $z=0$. Зависимость ΔM и $\Delta \Phi$ от высоты точки наблюдения над плоскостью $z=0$ изображена на рис. 2. Рис. 3 иллюстрирует зависимость ΔM и $\Delta \Phi$ от $z=z_0$ при изменении z от 0 до h . Относительный рост модуля исследуемых величин с подъемом над плоскостью $z=0$, хорошо заметный на каждом рисунке, в значительной степени объясняется убыванием невозмущенного поля $|V_0|$ с приближением к верхней стенке волновода.

Полученные результаты находятся в полном соответствии с классическими результатами [8] и не противоречат привычным понятиям «взлетной» и «посадочной» площадок радиоволн. Чтобы в этом убедиться, необходимо, следуя § 12 [8], построить систему зон Френеля на верхней стенке волновода, где расположена наша неоднородность. Для этого представим систему конфокальных эллипсоидов вращения, имеющих общие фокусы в точках расположения источника и приемника (точки O и A на рис. 4—6) и определяемых уравнениями $k(\rho + \rho_1) = kr + M(\pi/2)$, $M = 1, 2, \dots$, где $r=OA$, ρ и ρ_1 — расстояния от O и A до текущих точек в пространстве. Сечения указанных эллипсоидов с поверхностью ионосферы дадут контуры зон Френеля. В зависимости от расстояния точек O и A от ионосферы в сечении могут быть эллипсы как с двумя фокусами (рис. 4), так и с одним (рис. 5). Рис. 4 показывает, что в том случае, когда неоднородность лежит над центром трассы (источник и приемник на Земле), она попадает в первую и близлежащие к ней зоны Френеля, в то время как неоднородность, лежащая над источником, захватывает только части удаленных зон Френеля больших номеров (вид сверху — на рис. 6). На частоте

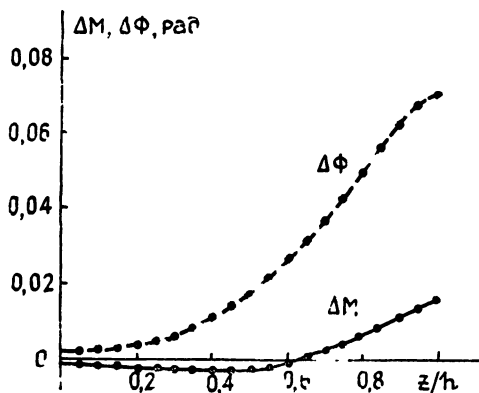


Рис. 2.

Полученные результаты находятся в полном соответствии с классическими результатами [8] и не противоречат привычным понятиям «взлетной» и «посадочной» площадок радиоволн. Чтобы в этом убедиться, необходимо, следуя § 12 [8], построить систему зон Френеля на верхней стенке волновода, где расположена наша неоднородность. Для этого представим систему конфокальных эллипсоидов вращения, имеющих общие фокусы в точках расположения источника и приемника (точки O и A на рис. 4—6) и определяемых уравнениями $k(\rho + \rho_1) = kr + M(\pi/2)$, $M = 1, 2, \dots$, где $r=OA$, ρ и ρ_1 — расстояния от O и A до текущих точек в пространстве. Сечения указанных эллипсоидов с поверхностью ионосферы дадут контуры зон Френеля. В зависимости от расстояния точек O и A от ионосферы в сечении могут быть эллипсы как с двумя фокусами (рис. 4), так и с одним (рис. 5). Рис. 4 показывает, что в том случае, когда неоднородность лежит над центром трассы (источник и приемник на Земле), она попадает в первую и близлежащие к ней зоны Френеля, в то время как неоднородность, лежащая над источником, захватывает только части удаленных зон Френеля больших номеров (вид сверху — на рис. 6). На частоте

Рис. 3 иллюстрирует зависимость ΔM и $\Delta \Phi$ от $z=z_0$ при изменении z от 0 до h . Относительный рост модуля исследуемых величин с подъемом над плоскостью $z=0$, хорошо заметный на каждом рисунке, в значительной степени объясняется убыванием невозмущенного поля $|V_0|$ с приближением к верхней стенке волновода.

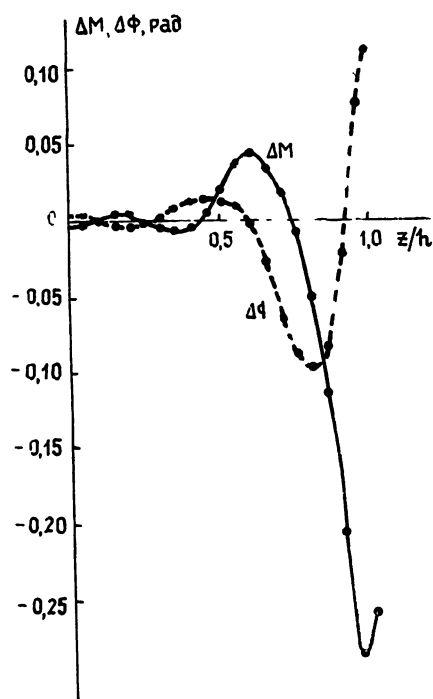


Рис. 3.

на частоте

$f = 20,5 \text{ кГц}$ при $h = 62,1 \text{ км}$ и расстоянии $OA \geq 1000 \text{ км}$ в окрестности центральной части возмущения, располагающегося над источником, проходит зона Френеля с номером примерно 15. Границы зон слева от точки $r=0$ (в сторону роста номера зоны) идут гуще, чем справа (в сторону убывания номера зоны).

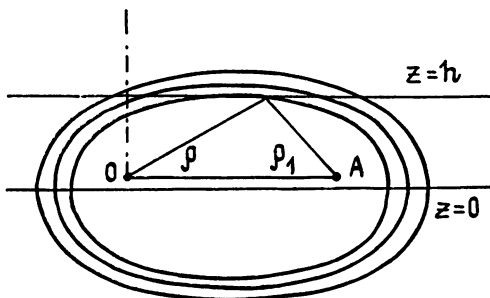


Рис. 4.

Поскольку вклад от каждой зоны в интеграл, определяющий решение задачи, входит со своим знаком, поэтому при исследовании зависимости ΔM и $\Delta \Phi$ от размеров возмущенной области должна наблюдаться сильно осциллирующая картина в том случае, когда неоднородность лежит над источником (или над приемником), по сравнению с тем случаем, когда неоднородность находится над центром трассы. Рассмотренные нами значения kr_v от 6 до 30 оставляют нас в пределах удаленных зон Френеля с номерами, большими пяти, и, как следствие этого, нам не удалось наблюдать заметного убывания дифракционных эффектов с ростом kr_v .

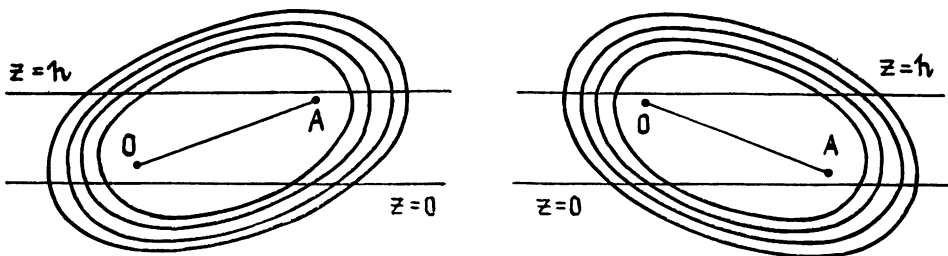


Рис. 5.

Рис. 5 иллюстрирует возникновение «взлетной» и «посадочной» площадок радиоволн, т. е. таких областей на ограничивающих волновод поверхностях, которые попадают в «существенную область» (т. е. первую зону Френеля) и, тем самым, могут давать основной вклад в отраженное поле. Именно этот факт и иллюстрирует рис. 1, где наблюдается увеличение $|\Delta M|$ и $\Delta \Phi$ при приближении источника к возмущенной области, которая

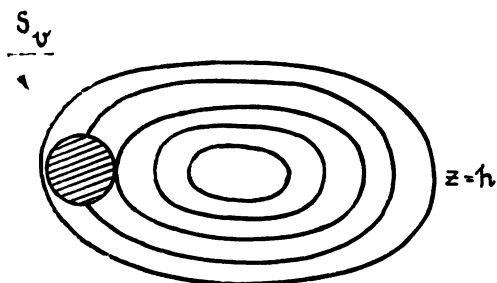


Рис. 6.

возможно в этом случае может рассматриваться как «взлетная» площадка. Здесь необходимо отметить, что произведенный нами тестовый просчет для случая источника и приемника, формально помещенных на верхнюю стенку волновода, дал хорошее совпадение с рассмотренной в [8] двухкусочной трассой.

В заключение отметим, что предложенный в работе алгоритм и выполненные на его основе численные расчеты позволяют сделать вывод, что если при построении борновского приближения решения в данном случае принципиальным является учет (для любых частот) многомодового характера поля в окрестности источника, то уже в полученных численных результатах принципиальных отличий для случая возмущения, расположенного над источником, по сравнению со случаем, разобранным

в [9], когда неоднородность ионосферы располагалась по ходу трассы, не наблюдается. Величины ΔM и $\Delta \Phi$ для выбранных δ_n и $\delta_n^{(0)}$ и геометрических размеров неоднородности оказываются порядка процентов и сотых (или десятых) долей радиана и меньше, что согласуется с имеющимися экспериментальными данными [12]. Прослеживается осциллирующий характер представленных зависимостей ΔM и $\Delta \Phi$, обусловленный включением различных зон Френеля. Относительный рост влияния неоднородности на поле в волноводе, т. е. на $|\Delta M|$ и $|\Delta \Phi|$, наблюдается с подъемом источника или точки наблюдения, что объясняется главным образом высотным распределением поля рассматриваемых частот в регулярном волноводном канале.

Автор выражает благодарность Е. Л. Тепа за проведение расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Field E. C., Joiner R. G. — Radio Sci., 1982, 17, № 3, p. 693.
2. Field E. C., Joiner R. G. — Radio Sci., 1979, 14, № 6, p. 1057.
3. Николаенко А. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 10, с. 1227.
4. Иткина М. А., Котик Д. С., Кротова З. Н., Поляков С. В., Рапопорт В. О. Препринт НИРФИ № 162. — Горький, 1983.
5. Wait J. R. — J. Geophys. Res., 1964, 69, № 33, p. 441.
6. Пылаев А. А., Тихомиров Н. П. В кн.: Проблемы дифракции и распространения волн. — Межвузовский сб. — Л.: Гос. ун-т, 1981, вып. 18, с. 155.
7. Кириллов В. В. В кн.: Проблемы дифракции и распространения волн. — Межвузовский сб. — Л.: Гос. ун-т, 1979, вып. 17, с. 57.
8. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. — М.: Наука, 1961. — 546 с.
9. Соловьев О. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 10, с. 1236.
10. Макаров Г. И., Новиков В. В. В кн.: Проблемы дифракции и распространения волн. — Межвузовский сб. — Л.: Гос. ун-т, 1968, вып. 7, с. 19.
11. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. — М.: Наука, 1979. — 832 с.
12. Barr R., Rietveld M. T., Корка Н., Stubbe P. — Nature, 1984, 309, № 5968, p. 534.

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию
26 сентября 1985 г.

DETERMINATION OF FIELD IN A FLAT IMPEDANCE WAVEGUIDE WITH A LOCAL INHOMOGENEITY ABOVE THE SOURCE

O. V. Solov'ev

The propagation of electromagnetic waves transmitted by a vertical electric dipole in a flat waveguide with a local inhomogeneity above the source is investigated. The inhomogeneity of an upper bound of the waveguide is described by the non-uniform surface impedance. In the scalar approximation the problem is reduced to a two-dimensional integral equation formulation, the solution of which is constructed by the method of successive approximation. The solution for the homogeneous flat waveguide is used as an initial approach. The influence of inhomogeneous patch of the ionosphere above the transmitter and created by artificial high-frequency heating, on the waveguide field is evaluated.