ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIII, № 12 РАДИОФИЗИКА 1980

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 621.371.24

ВТОРИЧНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ТРОПОСФЕРНОГО ВОЛНОВОДА ПОЛЕМ ВОЛН, ОТРАЖЕННЫХ ОТ ПРИПОДНЯТОГО ИНВЕРСИОННОГО СЛОЯ

А. В. Кукушкин

В работе [1] рассмотрены волноводный и скачковый механизмы дальнего распространения радиоволн при наличии в тропосфере приподнятой и поверхностной инверсий модифицированного показателя преломления $M(h) = 10^6\left(\frac{\varepsilon - 1}{2} + \frac{h}{a}\right)$ (ε — диэлектрическая проницаемость воздуха, h — высота над поверхностью Земли, a — радиус Земли). В данном сообщении оценивается вклад вторичного возбуждения приповерхностного волновода волнами, отраженными от слоя. Ограничимся рассмотрением однократного отражения от слоя и примем линейную зависимость $M(h)$ в интервале высот $h_i < h < h_k$, где h_i, h_k — нижняя и верхняя границы инверсионного слоя (рис. 1).

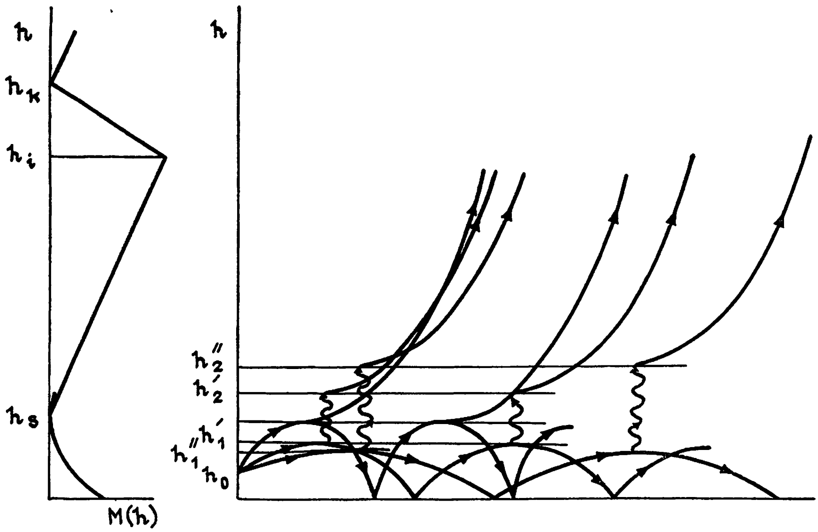

Рис. 1.

Рассмотрим область дистанций $D > D_1$, где D_1 — расстояние, на которое приходит волна, выходящая из источника под критическим углом φ_0 и отраженная от приподнятого слоя. Предположим, что на расстоянии D_1 поле, первично возбужденное в волноводе, существенно мало Критический угол φ_0 соответствует волне, выходящей по касательной к окружности радиуса $r = a + h_s$, где h_s — высота минимума поверхностной M-инверсии; волны с углами $\varphi < \varphi_0$ поворачивают внутри поверхностного волновода (рис. 1). Поле в этой области дистанций формируется за счет просачивания волн из поверхностного волновода, последующего отражения и вторичного возбуждения волноводного канала Его можно представить в виде распределенной по трассе совокупности лучей, касательных к окружности радиуса $r = a + h_2$ (рис. 1), где h_2 — верхний горизонт поворота, который находится из равенства

$$\varepsilon(h_2) - \varepsilon(0)\cos^2\varphi = 0.$$

Воспользуемся выражениями для поля из работы [1]. В рассматриваемой области трассы главный вклад в поле, однократно отраженное от верхнего слоя, выражается интегралом [1]

$$\Psi = e^{-i(\pi/4)}\sqrt{\frac{x}{\pi}}\int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{ixt}\,\frac{F(y,\,y_0,\,t)R_i(R_s R_g)^2}{(1-R_s R_g)(1-RR_g)}\,dt, \tag{1}$$

который на других дистанциях пренебрежимо мал. Здесь $F(y,\,y_0,\,t)=[f_2(y_0,\,t)+R_g f_1(y_0,\,t)][f_2(y,\,t)+R_s^{-1}f_1(y,\,t)]$, f_1 и f_2 — независимые решения уравнения $\frac{d^2f}{dy^2}+[m^2(\varepsilon-1)+y-t]f=0$ в слое $0\leqslant h<h_s$. Величины R_g и R_s имеют смысл коэффициентов отражения волн от нижней и верхней «стенки» поверхностного волновода, R — коэффициент отражения от верхней «стенки» h_s поверхностного волновода, учитывающий влияние приподнятой инверсии [1], R_i — коэффициент отражения от слоя, $x=mD/a$, $y=kh/m$, $m=(ka/2)^{1/3}$, $k=2\pi/\lambda$, λ — длина волны.

Пусть $\frac{k}{m}(h_i-h_s)\gg 1$ и $\frac{a}{h_i}10^{-6}\,\Delta M\ll 1$, где $\Delta M=M(0)-M(h_s)$, т. е. волны, отраженные слоем, можно считать плоскими, а горизонты выхода h_2 каждой волны мало отличаются от h_s в сравнении с высотой инверсионного слоя. Это позволяет считать одинаковым коэффициент отражения от слоя для всех просачивающихся волн.

Главный вклад в интеграл (1) будет определяться участком контура $0\lesssim t\lesssim ka\cdot 10^{-6}\,\Delta M$. Используя асимптотики функций Эйри, разложим амплитуду и фазу коэффициента отражения от слоя R_i в ряд по степеням t. Ограничиваясь вторым членом разложения фазы и первым в разложении амплитуды коэффициента отражения $\rho_i(t)$, получим

$$\Psi=\sqrt{\frac{x}{\pi}}\,\rho_i(0)\exp\left\{i\frac{4}{3}\left[(y_i-y_s)^{3/2}+\delta(0)\right]+i\frac{\pi}{4}\right\}\times$$
$$\times\int\limits_0^{p(0)} e^{i\xi t}\,\frac{E(y,\,y_0,\,t)(R_s R_g)^2\Delta(t)}{(1-R_s R_g)(1-RR_g)}\,dt, \tag{2}$$

где $\delta(0)=\frac{1}{\mu}\,(p(y_k)^{3/2}+y_i^{3/2}$, если $p(y_k)>0$, и $|\mu^{-1}y_i^{3/2}$, если $p(y_k)<0$, $p(y)=2m^2\,10^{-6}\,M(h)$, $\mu=\left|\frac{dp}{dy}\right|$ $y_i<y<y_k$, $\xi=\frac{m(D_2-D_1)}{a}$. Величина $\Delta(t)$ при $0\lesssim t<ka\cdot 10^{-6}\,\Delta M$ является коэффициентом связи поверхностного и приподнятого волноводов и определяется выражением

$$\Delta(t)=\frac{\chi_1(t)-R_s(t)\,\chi_2(t)}{1+R_i(t)\,\chi_2(t)},$$

где

$$\chi_{1,2}=\mp\left.\frac{f_{1,2}(y_s,\,t)w_2(t-y_s)-f_{1,2}(y_s,\,t)w'_2(t-y+y_s)}{f'_2(y_s,\,t)w_1(t-y+y_s)-f_2(y_s,\,t)w'_1(t-y+y_s)}\right|_{y=y_s},$$ $w_{1,2}$ — функции Эйри.

В интересующей нас области дистанций $\xi>0$, и интеграл (2) удобно представить в виде ряда вычетов. Полюса t_n подынтегральной функции при $0\lesssim\operatorname{Re}t_n<p(0)$ соответствуют волнам, захваченным поверхностным волноводом. Вклад незахваченных волн оценен в [1] методом геометрической оптики.

Выделяя из $R(t)$ коэффициент отражения $R_s(t)$ [1], представим знаменатель подынтегральной функции в следующем виде:

$$(1-R_s R_g)(1-RR_g)=(1-R_s R_g)^2\,[1-R_i R_g\,\Delta/(1-R_s R_g)]. \tag{3}$$

Для хорошо захваченных модов $\operatorname{Im}t_n\ll 1$ можно получить оценку

$$\Delta(t_n)=\exp\left(-\frac{4}{3}\,\frac{\gamma+1}{\gamma}\,t_n^{3/2}\right)+0\,(t_n^{-3/2}),$$

где $\gamma=\left|\frac{dp}{dy}\right|$ — градиент профиля $p(y)$ в слое $0<h<h_s$. С ростом $\operatorname{Re}t_n$ уменьшается высота точки поворота, соответственно уменьшается просачивание поля из волновода; по теореме взаимности такие волны хуже возбуждаются излучателем, распределенным по поверхности слоя.

Знаменатель подынтегральной функции (2), с учетом (3), можно разложить в конечную геометрическую прогрессию

$$[(1-R_s R_g)(1-RR_g)]^{-1} =$$

$$= \left[1 + \sum_{k=1}^{M-1}\left(\frac{\Delta R_i R_g}{1-R_s R_g}\right)^k + \frac{(\Delta R_i R_g)^M}{(1-RR_g)(1-R_s R_g)^M}\right](1-R_s R_g)^{-2}. \qquad (4)$$

Для приближенной оценки интеграла (2) ограничимся первым членом разложения (4). Вычисляя первый интеграл по вычетам в полюсах кратности 2, получим

$$\Psi = 2e^{i(\pi/4)}\sqrt{\pi x}\,\rho_i(0)\exp\left\{i\frac{4}{3}\left[(y_i-y_s)^{3/2}+\delta(0)\right]\right\}\sum_{n=1}^{N} e^{i\xi t_n}\Delta(t_n)\times$$

$$\times\left\{\left(\frac{dt_n}{dq}\right)^2\frac{1+q}{f(0,t_n)}\left[\left(\frac{\Delta'(t_n)}{\Delta(t_n)}+\frac{(\partial/\partial t_n)(f(0,t_n)/(dt_n/dq))}{(dt_n/dq)^{-1}f(0,t_n)}+i\xi\right)\times\right.\right.$$

$$\left.\left.\times f_0(y_0,t_n)f(y,t_n)+\frac{1}{f(0,t_n)}\frac{\partial}{\partial t_n}\left[f_0(y_0,t_n)f(y,t_n)f(0,t_n)\right]\right]\right\},$$

где $\dfrac{dt_n}{dq}$ — константа, определенная в [2].

Отметим, что с укорочением λ ухудшаются условия просачивания поля из волновода, при этом уменьшается погонное затухание как первичного, так и вторично возбужденного поля, но одновременно ухудшаются условия вторичного возбуждения, так как увеличивается глубина захвата мода. Увеличение λ приводит с одной стороны к увеличению погонного затухания волноводного поля, но с другой стороны — к росту коэффициента отражения от приподнятого слоя. Наилучшие условия возбуждения будут при некотором оптимальном соотношении «мощностей» и высот поверхностной и приподнятой M-инверсий. Основной вклад во вторично возбужденное поле дают полузахваченные моды, для которых $\mathrm{Re}\,t_n \leqslant 0$, $|\mathrm{Re}\,t_n| \ll 1$ и $\Delta(t_n) = 4\gamma^{1/3}\times$ $\times(\gamma^{1/3}e^{i(\pi/3)}+e^{-i(\pi/3)})^{-1}+0(t_n^2)$. С точки зрения геометрической оптики соответствующие волны «просачиваются» из волновода, однако, как показано Фоком [2], они активно участвуют в процессе дальнего распространения.

Пусть $\lambda = 3{,}2$ *см*, $h_s = 9$ *м*, $\Delta M = 0{,}9\ N$ ед., $h = 8{,}5$ *м*, $h_0 = 5$ *м*, $h_i = 200$ *м*, $\Delta M_i = M(h_i) - M(h_k) = 3{,}5\ N$ ед., $\Delta h = h_k - h_i = 100$ *м*. Оценки показывают, что на дистанции $D > D_1 \sim 150$ *км*, где начинается зона геометрической тени для однократно отраженных волн, уровень функции ослабления поля достигает -50 *дБ*.

В заключение автор выражает благодарность В. Г. Синицыну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кукушкин А. В., Синицын В. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 7, с. 802.
2. Фок В. А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. — М.: Сов. радио, 1970.

Институт радиофизики и электроники АН УССР

Поступила в редакцию 29 января 1980 г.

УДК 551.501.81

О ХАРАКТЕРЕ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ РАДИОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ ОТ ПРИЗЕМНЫХ ЗНАЧЕНИЙ

В. П. Борин, А. П. Наумов

В последнее время широкое распространение получили статистические методы определения высотных зависимостей метеорологических и радиохарактеристик земной атмосферы по известным значениям прогнозируемых величин на определенной высоте h (чаще — вблизи поверхности Земли) [1–5]. Получаемые методом оптимальной статистической экстраполяции [1] высотные распределения $f^э(h)$ уменьшают неопределенность в знании радиометеорологических элементов $f(h)$, которая обычно характеризу-