

локальных цугов флуктуаций. Последнее не противоречит форме спектра $\Phi_N(x, \perp)$, приведенной в настоящей работе.

Авторы выражают благодарность Н. А. Юлиновой, Н. Н. Новиковой за помощь при обработке данных эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bowhill S. A. — Radio Sci., 1974, 9, № 11, p. 975.
2. Ерухимов Л. М., Митякова Э. Е., Мясников Е. Н. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1814.
3. Ерухимов Л. М., Ковалев В. И., Лернер А. М. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 10, с. 1278.
4. Basu Sap, Basu S., Ganguly S., Gordon W. E. — J. Geophys. Res., 1983, 88, № A11, p. 9217.
5. Livingston R. C. — Radio Sci., 1983, 18, p. 253.
6. Dupon L. M., Behnke R. A. — Phys. Rev. Lett., 1978, 41, p. 998.
7. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Митякова Э. Е. и др. — В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с. 7.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
26 августа 1985 г.

621. 396. 24

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФОРМЫ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

В. С. Белей, В. Г. Галушко, Ю. М. Ямпольский

В настоящее время в задачах дистанционного зондирования окружающей среды широко используются различные радиометоды. В данной работе рассмотрена возможность определения формы отражающей поверхности по результатам синхронных измерений углов прихода и доплеровского смещения частоты отраженной волны при наклонном распространении сигнала.

Задача решается в следующей постановке. Корреспондирующие пункты — приемник (точка O) и передатчик (точка B) разнесены по оси X на расстояние D . Идеально отражающая поверхность $H(\xi, \eta)$ движется как целое с постоянной скоростью V под углом α по отношению к трассе (рис. 1), т. е. $\xi = x \cos \alpha + y \sin \alpha - Vt$, $\eta = y \cos \alpha - x \sin \alpha$ (движение происходит вдоль координаты ξ). Предполагается, во-первых, что поверхность H имеет явно выраженную анизотропию: характерная величина наклонов по координате ξ значительно больше, чем по η , т. е. $\partial H / \partial \xi \gg \partial H / \partial \eta \approx 0$, или $H(\xi, \eta) \approx H(\xi)$. Во-вторых, масштаб неровностей поверхности гораздо больше размеров зоны Френеля: $L \ll \sqrt{\lambda D}$ (здесь λ — длина волны зондирующего сигнала). Первое предположение обусловлено тем, что часто исследуемые поверхности имеют волновую природу (поверхность моря, ПИВ) или сильную анизотропию (горные и подводные хребты и складки). Второе условие позволяет применить для решения задачи приближение ГО.

Исходя из законов ГО, запишем условие зеркального отражения луча BSO :

$$\begin{aligned} (x_s H'_x + y_s H'_y - z_s) / l_1 &= [(x_s - D) H'_x + y_s H'_y - z_s] / l_2, \\ y_s + z_s H'_y &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где x_s, y_s, z_s — координаты точки отражения S в каждый данный момент времени ($z_s = H(x_s \cos \alpha + y_s \sin \alpha - Vt)$), H'_x, H'_y — производные $\partial H / \partial x$ и $\partial H / \partial y$ в точке отражения, l_1, l_2 — расстояния от точки отражения до приемника и передатчика соответственно. Очевидно, что существование нескольких решений уравнений (1) означает наличие нескольких лучей, отражающихся от поверхности H (многолучевость). В дальнейшем мы будем рассматривать только однолучевое распространение, хотя подобная задача может быть решена и в многолучевом случае.

Известными величинами считаются угол места ε , азимут φ и доплеровское смещение частоты F_D принимаемого сигнала:

$$\operatorname{tg} \varphi(t) = y_s / x_s \equiv f(t), \quad (2)$$

$$\operatorname{tg} \varepsilon(t) = z_s (x_s^2 + y_s^2)^{-1/2} \equiv p(t), \quad F_D(t) = -\lambda^{-1} (l_1 + l_2),$$

где $\dot{l}_1 \equiv dl_1/dt$ (точка означает дифференцирование по времени). Из гипотезы «замороженного» переноса следует

$$\dot{H} = H'_\xi (\dot{x}_s \cos \alpha + \dot{y}_s \sin \alpha - V). \quad (3)$$

В результате совместного решения уравнений (1) — (3) получено нелинейное дифференциальное уравнение относительно координаты x_s :

$$\dot{x}_s = \frac{\tilde{l} \lambda F_d - x_s (\dot{f} + \dot{q})}{x_s (1 + f^2 + q^2) - D \tilde{l} / l_2}, \quad (4)$$

где $\tilde{l} = l_1 l_2 (l_1 + l_2)^{-1}$, $q = \rho \sqrt{1 + f^2}$, и выражения для величин α и V :

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{f(l_2 - l_1 + D \sqrt{1 + f^2 + q^2})}{(f^2 + q^2)(l_2 - l_1)}, \quad (5)$$

$$V = \dot{x}_s \cos \alpha + (\dot{x}_s f + \dot{f} x_s) \sin \alpha + (\dot{x}_s q + \dot{q} x_s) (q/f) \sin \alpha.$$

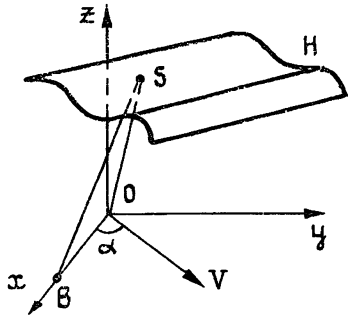


Рис. 1.

Обратим внимание на то, что при $\alpha \neq 0$ для уравнения (4) в моменты времени t_i известно начальное условие:

$$\varphi(t_i) = 0, \quad x_s(t_i) = D/2. \quad (6)$$

Решение подобной задачи для случая $\alpha = 0$ (движение поверхности вдоль радиотрассы) подробно рассмотрено в работе [1].

Для определения формы отражающей поверхности $H(\xi)$ вычислялись величины $H(t) = x_s(t) q(t)$ и $\xi(t) = x_s(t) (\cos \alpha + f(t) \sin \alpha) - Vt$, после чего строилась кривая $H(\xi)$ как заданная параметрически. Очевидно, что для однозначного определения $H(\xi)$ необходимо выполнение условия $d\xi = \dot{\xi} dt < 0$ ($V > 0$, $-\pi < \alpha \leq \pi$), так как при одностороннем распространении невозможно движение точки отражения в сторону увеличения координаты ξ ($x_s \cos \alpha + y_s \sin \alpha$ — величина конечная, а Vt — неограниченно растет).

Следует отметить, что определение исходных параметров φ , ε и F_d с конечной точностью приводит к тому, что найденные в результате решения обратной задачи величины α и V флуктуируют во времени. Так, например, выполнение условия (6) предполагает, что $F_d(t_i) = 0$ и, следовательно,

$$\operatorname{sign}(\varphi(t) F_d(t)) = \operatorname{sign}(K_{\varphi, F_d}) = \operatorname{const}, \quad (7)$$

где K_{φ, F_d} — коэффициент корреляции величин $\varphi(t)$ и $F_d(t)$, что может не выполняться при конечной точности задания φ , ε и F_d , а также в связи с пренебрежением зависимостью формы поверхности H от координаты η .

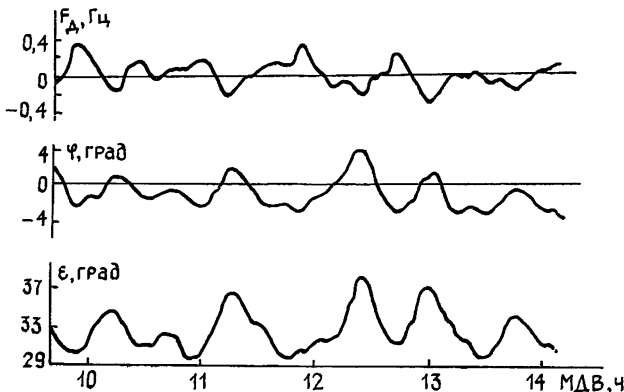


Рис. 2.

Погрешность определения параметров отражающей поверхности была проверена численно по результатам решения прямой задачи [2], в которой форма «зеркала» задавалась уравнением

$$H(\xi) = H_0 [1 + \delta \sin(k\xi)],$$

где $H_0 = 224$ км, $\delta = 10^{-2}$, $\alpha = -45^\circ$, $V = 250$ м/с, $k = 2\pi/\Lambda$, $\Lambda = 250$ км — пространственный период возмущения. Рассчитанные углы прихода отраженного сигнала ε , φ

и доплеровское смещение частоты F_d на несущей частоте $f_p \approx 10$ МГц использовались при решении обратной задачи в качестве исходных данных. Для такой модели определялись значения $H(\xi)$, δ , α и V . Оказалось, что при точностях задания углов прихода порядка $0,1^\circ$ и доплеровского смещения частоты $0,01$ Гц погрешности определения искомым параметров не превышали 5% (величина δ оценивалась как $\sqrt{\sigma_H^2/\bar{H}}$, где σ_H^2 — дисперсия флуктуаций $H(t)$, \bar{H} — среднее значение $H(t)$).

Разработанная методика определения параметров отражающей поверхности была использована при интерпретации данных наклонного зондирования ионосферы на односкачковом трассе Москва — Харьков во время прохождения ПИВ (модель «зеркальной» поверхности при отражении КВ радиосигналов от ионосферы давно используется, например, авторами [3, 4]). В качестве передатчика использовалась станция службы точного времени РВМ. Прием сигналов осуществлялся на радиоастрономической обсерватории в пос. Граково. Приемный комплекс был реализован на базе радиотелескопа УТР-2 и подробно описан в работе [5]. Погрешности измерения на частоте $f_p \approx 10$ МГц составляли: $\Delta\epsilon$, $\Delta\varphi \approx 0,5^\circ$, $\Delta F_d \approx 0,025$ Гц. На данной радиотрассе, как правило, после восхода Солнца, наблюдались квазипериодические вариации ϵ , φ , F_d . На рис. 2 в качестве примера приведены графики изменения этих величин во времени для одного из дней наблюдения. Вывод о том, что эти флуктуации вызваны именно ПИВ, основан на факте высокой их корреляции ($|K_{\varphi, F_d}| \approx 0,7$).

На рис. 3 приведен фрагмент траектории движения ПИВ в течение 1,5 часа после восхода Солнца. Траектория получена в результате решения обратной задачи как параметрически заданная кривая:

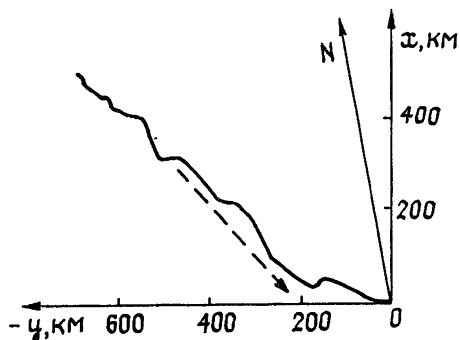


Рис. 3.

$$x = \int V(t) \cos \alpha(t) dt,$$

$$y = \int V(t) \sin \alpha(t) dt.$$

(Здесь исключены из рассмотрения точки, в которых условие (7) не выполнялось.) Значение $\bar{V} \approx 125$ м/с хорошо согласуется с литературными данными [6]. Обращает на себя внимание тот факт, что направление движения ПИВ ($\alpha \approx 142^\circ$) с высокой степенью точности ($\sim 2^\circ$) совпадает с направлением нормали к восходному терминатору в районе радиотрассы (пунктирная стрелка). Это обстоятельство может свидетельствовать о том, что источником ПИВ в данном случае является солнечный терминатор.

Таким образом, рассмотренный в работе способ восстановления формы отражающей поверхности может быть использован для определения таких параметров ПИВ, как степень возмущения ионосферы, направление и скорость их движения. Проведение одновременных измерений на нескольких частотах позволяет проследить динамику прохождения ПИВ на разных ионосферных высотах.

Следует отметить, что применительно к ионосфере понятие отражающего «зеркала» вводится весьма условно и представляет собой поверхность действующих высот отражения. В то же время в природе существует целый ряд поверхностей, которые могут зондироваться таким образом.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить И. М. Фукса за полезные замечания, а также А. В. Попова за участие в обсуждении результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белей В. С., Гулинский О. В. — В сб.: Взаимодействие декаметровых волн с ионосферой. — М.: ИЗМИРАН, 1985.
2. Белей В. С., Галушко В. Г., Ямпольский Ю. М. Препринт ИРЭ АН УССР № 231. — Харьков, 1983.
3. Lyon G. F. — J. Atm. Terr. Phys., 1979, 41, № 1, p. 5.
4. Афраймович Э. Л. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. — М.: Наука, 1982. — 200 с.
5. Галушко В. Г., Рабинович Л. М., Ямпольский Ю. М. Препринт ИРЭ АН УССР № 182. — Харьков, 1981.
6. Бакай А. С., Иванов В. П., Карвецкий В. Л. и др. — В сб.: Волновые возмущения в атмосфере. — Алма-Ата: Наука, 1980, с. 50.