

УДК 551.501.8

Г. А. АЛЕКСЕЕВ, канд. физ.-мат. наук, *С. И. ШИРМАНОВА*

**О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА
ДИАГНОСТИКИ АТМОСФЕРЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЕ ИСЗ**

Методы дистанционного зондирования атмосферы Земли с помощью радиомаяков, расположенных на искусственных спутниках, получили обоснование в ряде работ [1—4]. Наиболее актуальной является задача восстановления произвольного профиля показателя преломления по внутриатмосферным (приземным) измерениям динамиче-

ных характеристик сигнала (частоты или амплитуды) при известных параметрах движения спутника. Описание частотного и амплитудного методов измерения углов рефракции с дальнейшим решением обратной задачи радиопросвечивания дано, в частности, в работах [4—6].

В работах [7; 8] отмечено, что диагностика состояния атмосферы может быть проведена на основе амплитудно-интерферометрических измерений сигнала, генерируемого с борта ИСЗ и имеющего в точке приема при радиозаходе последнего над морем устойчивую лепестковую структуру во времени, обусловленную влиянием поверхности раздела. В отличие от традиционных интерферометрических методов в этом случае опорный сигнал отсутствует, а образование интерференционной структуры поля происходит за счет сложения колебаний, соответствующих (в геометрооптическом приближении) прямому и отраженному лучам, с неопределенными фазами. Прогнозирование предполагает при этом наличие результатов решения прямых задач радиопросвечивания гипотетических моделей атмосферы и осуществляется, исходя из критериев близости измеренных положений интерференционных минимумов к расчетным. Анализ возможностей интерферометрического метода в работах [7; 8] не проводился. Цель статьи — его осуществление.

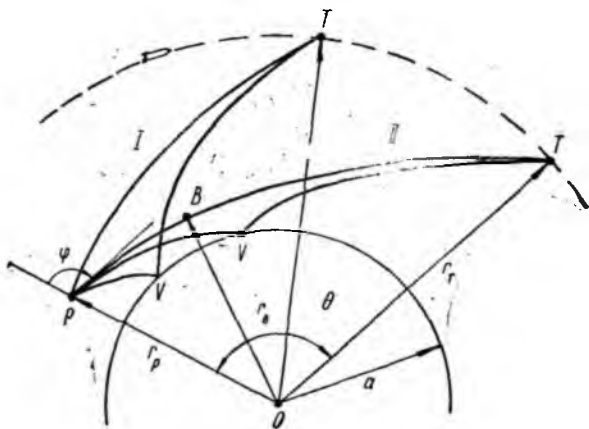


Рис. 1

Геометрия задачи представлена на рис. 1, где приняты обозначения: точка P ($r_P = a + h_P$, Θ_P) — приемник; точка T ($r_T = a + h_T$, Θ_T) — источник СВЧ колебаний; B ($r_B = a + h_B$, Θ_B) — точка поворота луча; V (a , Θ_V) — точка отражения луча сферической поверхностью раздела; a — радиус Земли; Θ_P , Θ_T , Θ_B , Θ_V , h_P , h_T , h_B — соответствующие полярные углы и высоты расположения над поверхностью Земли; $\varphi_P = \varphi$, φ_T , $\varphi_B = \frac{\pi}{2}$, φ_V — зенитные углы луча в этих точках; $\alpha_P = \alpha = \frac{\pi}{2} - \varphi_P$ — кажущиеся углы места источ-

ника. Атмосфера Земли предполагается сферически симметричной. Источник T , расположенный вне атмосферы, совершает круговое движение в плоскости рисунка с постоянной линейной скоростью. Кривые I (без точки поворота) и II (с точкой поворота B) соответствуют траекториям прямого и отраженного лучей в различные моменты времени t . Наиболее информативным, как известно [9], является ограниченный диапазон изменения зенитных углов вблизи линии радиогоризонта (малые углы места), реализуемый при радиовосходе (радиозаходе) спутника, когда влияние рефракционных эффектов максимально.

Решение рефракционной задачи в геометрооптическом приближении при заданных угле φ и угловом расстоянии $\theta = \theta_{PT} = |\theta_P - \theta_T|$ между точками P, T для фазовой длины L луча, соединяющего точки P, T , и угла рефракции луча ξ (рассматривается случай астрономической рефракции $r_T \gg r_P \approx a$) при произвольной зависимости показателя преломления $n(r)$ зависит от типа траектории [5].

Если точка поворота отсутствует (случай $0 \leq \varphi_P \leq \frac{\pi}{2}$; $\alpha_P > 0$ — положительные углы места), для прямого луча исходные соотношения имеют вид

$$\theta(\varphi) = \theta_1(\varphi) = p \int_{r_P}^{r_T} \frac{dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - p^2}}; \quad (1a)$$

$$L(\varphi) = L_1(\varphi) = \int_{r_P}^{r_T} \frac{n^2 r dr}{\sqrt{n^2 r^2 - p^2}}; \quad (1б)$$

$$\xi(\varphi) = \xi_1(\varphi) = -p \int_{r_P}^{r_T} \frac{dn}{dr} \frac{dr}{n \sqrt{n^2 r^2 - p^2}} = \theta_1 - \varphi + \varphi_T, \quad (1в)$$

где $\varphi_T = \arcsin(p/n_T r_T)$; $p = n_P r_P \sin \varphi$ — прицельный параметр; n_P, n_T — известные значения показателя преломления в соответствующих точках.

При наличии на прямом луче точки поворота (случай $\frac{\pi}{2} < \varphi \leq \varphi_0$; $\frac{\pi}{2} - \varphi_0 \leq \alpha_P \leq 0$ — отрицательные углы места)

$$\theta(\varphi) = \theta_2(\varphi) = \theta_{PB} + \theta_{BT} = p \int_{r_B}^{r_P} \frac{dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - p^2}} + p \int_{r_B}^{r_T} \frac{dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - p^2}}; \quad (2a)$$

$$L(\varphi) = L_2(\varphi) = \int_{r_B}^{r_P} \frac{n^2 r dr}{\sqrt{n^2 r^2 - p^2}} + \int_{r_B}^{r_T} \frac{n^2 r dr}{\sqrt{n^2 r^2 - p^2}}; \quad (2б)$$

$$\xi(\varphi) = \xi_2(\varphi) = -\rho \int_{r_B}^{r_P} \frac{dn}{dr} \frac{dr}{n \sqrt{n^2 r^2 - \rho^2}} -$$

$$- \int_{r_B}^{r_T} \frac{dn}{dr} \frac{dr}{n \sqrt{n^2 r^2 - \rho^2}} = \theta_2 - \varphi + \varphi_T, \quad (2B)$$

где $\rho = n_B r_B$; $\varphi = \arcsin(\rho/n_P r_P)$; $\varphi_T = \arcsin(\rho/n_T r_T)$; $\varphi_0 = \pi - \arcsin(n_0 a/n_P r_P)$ — зенитный угол касательного к земной поверхности рефрагированного луча (α_0 — кажущийся угол места радиогоризонта), соответствующий нулевому (в геометрикооптическом приближении) интерференционному минимуму сигнала; n_0 — приземное значение показателя преломления. В отличие от (1) здесь r_B , $n(r_B) = n_B$ — текущие параметры; \arcsin везде понимается в смысле главного значения.

Ясно, что приведенные соотношения описывают только режимы докритической рефракции и не учитывают возможность наличия в атмосфере отражающих слоев и волноводов. Наличие же в определенные моменты времени лучей с точкой поворота обусловлено конечной высотой месторасположения приемника.

Для отраженных лучей (случай $\varphi_0 \leq \varphi \leq \pi$) можно аналогично записать

$$\theta(\varphi) = \theta_3(\varphi) = \theta_{PV} + \theta_{VT} = \rho \int_a^{r_P} \frac{dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - \rho^2}} + \rho \int_a^{r_T} \frac{dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - \rho^2}}; \quad (3a)$$

$$L(\varphi) = L_3(\varphi) = \int_a^{r_P} \frac{n^2 r dr}{\sqrt{n^2 r^2 - \rho^2}} + \int_a^{r_T} \frac{n^2 r dr}{\sqrt{n^2 r^2 - \rho^2}}, \quad (3b)$$

где, как и в (1), $\rho = n_P r_P \sin \varphi$. Вычисление суммарного угла рефракции в этом случае не имеет смысла.

Разность хода $\Delta L = L_3 - L_1$ (4a), или $\Delta L = L_3 - L_2$ (4b) прямого и отраженного лучей в фиксированный момент времени должна быть вычислена по формулам (1б), (3б) или (2б), (3б) при условии равенства угловых расстояний (1a), (3a) или (2a), (3a), определяющем прицельные зенитные углы лучей, соединяющих точки P , T .

При экспериментальных исследованиях интерферометрическим методом [8], как было отмечено, измеряемой величиной, по существу, является угловое (временное) смещение $\Delta\theta_k = \theta_k^e - \theta_k^0$ положений интерференционных минимумов θ_k^e относительно расчетных θ_k^0 , соответствующих случаю отсутствия атмосферы ($n = 1$), каждый из которых удовлетворяет условиям

$$\Delta L_k^e(\theta_k^e) = k\lambda; \quad (5a)$$

$$\Delta L_k^0(\theta_k^0) = k\lambda, \quad (5b)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ — номер интерференционного минимума (нулевой минимум, нечетко выраженный из-за дифракционных эффектов, как

правило, не используется), индекс e соответствует случаю прогнозируемой атмосферы, индекс 0 — случаю ее отсутствия ($n = 1$), λ — длина волны излучения источника. Соотношениями (1а), (2а) значения θ_k^e , θ_k^0 связаны с соответствующими значениями зенитных углов φ_k^e , φ_k^0 прямого луча.

Как видно, в рамках интерферометрического метода диагностики обратная задача нахождения неизвестной функции $n(r)$ по заданной в отдельных точках функции $\Delta L^e(\theta^e)$ сводится к решению нелинейного интегрального уравнения (5а), определяемого системой соотношений (1а, б), (3а, б), (4а) или (2а, б), (3а, б), (4б).

Однако, используя в эксперименте известные зависимости $\theta^0(\varphi)$, связывающие угловое положение источника с зенитным углом луча в случае отсутствия атмосферы, и измеренные значения θ_k^e , θ_k^0 , можно определить соответствующие последним значения истинных зенитных углов φ_k^0 , φ_k^* . Разность истинных зенитных углов источника при положениях, соответствующих интерференционным минимумам, связана непосредственно со значениями ξ_k истинного угла рефракции соотношением

$$\varphi_k^* - \varphi_k^0 = \xi_k + (\varphi_k^e - \varphi_k^0), \quad (6)$$

где φ_k^e — неизвестные значения кажущегося зенитного угла источника в точках траектории, соответствующих интерференционным минимумам, при учете атмосферы. При условии приближенного равенства кажущегося и истинного зенитных углов $\varphi_k^e - \varphi_k^0 \ll \xi_k$, которое выполняется в случае слабой докритической рефракции в слое $0 \leq h \leq h_p$, можно считать

$$\xi_k = \varphi_k^*(\theta_k^e) - \varphi_k^0(\theta_k^0) \quad (7)$$

и, следовательно, значения ξ_k в зависимости от θ_k^0 или $\varphi_k^e = \varphi_k^0$ также могут быть определены из эксперимента. Интерферометрический метод при этом реализуется [8] как способ измерения углов рефракции в фиксированных точках траектории источника при радиовосходе, а восстановление неизвестного профиля $n(r)$ может быть проведено непосредственно по уравнениям Фредгольма (1в), (2в) численными методами решения с применением регуляризирующих алгоритмов.

Вычисление разности хода прямого и отраженного лучей применительно к прямой задаче для этого случая можно значительно упростить, используя вместо (4а), как это сделано в работе [8], приближенные соотношения

$$\Delta L^e(\varphi) = \Delta L^0(\varphi) - 2h_p \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right); \quad (8а)$$

$$\varphi_k^e = \varphi_k^0 = \arccos(k\lambda/2h_p) \ll \frac{\pi}{2}, \quad (8б)$$

не учитывающие сферичность Земли и наличие рефракции в слое $0 \leq h \leq h_p$, т. е. в таком приближении смещение минимумов интерференционной картины по зенитному углу (углу места) не происходит. Смещение во времени (по координате θ) обусловлено интегральными

Рефракционными эффектами в слоях $h > h_p$ и при заданных $\varphi_k^e = \varphi_k^0$ вычисляется для выбранной модели непосредственно по соотношениям (1а).

Описанная упрощенная методика расчета смещения $\Delta\theta_k = \theta_k^e - \theta_k^0$ интерференционных минимумов с помощью соотношений (1а), (8а), (8б), как и экспериментальная методика измерений углов рефракции [8], не могут быть, однако, рекомендованы для диагностики атмосферы и создания банка гипотетических моделей при немалых высотах приемника, когда за счет рефракции в слое $0 \leq h \leq h_p$ малые, по сравнению с ξ_k , добавки $\varphi_k^e = \varphi_k^0$ становятся сравнимыми по величине с добавками, обусловленными изменением свойств атмосферы и составляющими полезный эффект. Отмеченные обстоятельства вызывают необходимость использования при анализе прямых задач громоздкой методики совместного решения уравнений (1а, б), (3а, б), (4а), (5а, б) или (2а, б), (3а, б), (4б), (5а, б) при заданном профиле $n(r)$.

В работе представлены результаты численного анализа с помощью ЭВМ для двух случаев месторасположения приемника: $h_p = 20$ м и $h_p = 200$ м при высоте источника $h_T = 1000$ км. Рассматривались следующие модели.

0. Вакуумная (опорная) модель (случай отсутствия атмосферы), для которой $n(r) = 1$ при $r \geq a$. Результаты численного расчета для нее контролировались аналитическими решениями

$$\theta^0 = \arccos(r_p \sin \varphi / r_T) + \varphi - \frac{\pi}{2} \quad \left. \vphantom{\theta^0} \right\} \varphi < \frac{\pi}{2}; \quad (9a)$$

$$L_1^0 = \sqrt{r_T^2 - r_p^2 \sin^2 \varphi} - r_p \cos \varphi \quad \left. \vphantom{L_1^0} \right\} \varphi < \frac{\pi}{2}; \quad (9b)$$

$$\varphi = \frac{\theta + \pi}{2} - \arctg \left(\frac{r_T - r_p}{r_T + r_p} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \right) \quad \left. \vphantom{\varphi} \right\} \varphi > \frac{\pi}{2}. \quad (10a)$$

$$L_2^0 = r_T \cdot \sin \theta / \sin \varphi \quad \left. \vphantom{L_2^0} \right\} \varphi > \frac{\pi}{2}. \quad (10b)$$

1. Модель стандартной атмосферы

$$n(h) = 1 + (n_0 - 1) \exp \left(-\frac{bh}{n_0 - 1} \right); \quad h \geq 0 \quad (11)$$

с параметрами:

а) $n_0 = 1,000325$ (приведенный показатель преломления $N_0 = 325$), $b = \operatorname{grad} n|_{h=0} = 4 \cdot 10^{-5}$ 1/км;

б) $N_0 = 360$; $b = 4 \cdot 10^{-5}$ 1/км;

в) $N_0 = 325$; $b = 5 \cdot 10^{-5}$ 1/км.

2. Биэкспоненциальная модель атмосферы со слоем повышенной (докритической) рефракции

$$n(h) = 1 + (n_0 - 1) \exp \left(-\frac{bh}{n_0 - 1} \right); \quad 0 \leq h \leq h_1;$$

$$n(h) = 1 + (n_1 - 1) \exp \left(-\beta \frac{h - h_1}{n_1 - 1} \right); \quad h_1 \leq h \leq h_2; \quad (12)$$

$$n_1 = 1 + (n_0 - 1) \exp \left(-\frac{bh_1}{n_0 - 1} \right);$$

$$n(h) = 1 + (n_2 - 1) \exp\left(-b \frac{h - h_2}{n_2 - 1}\right); \quad h > h_2;$$

$$n_2 = 1 + (n_1 - 1) \exp\left(-\beta \frac{h_2 - h_1}{n_1 - 1}\right)$$

с параметрами: $n_0 = 1,000360$; $b = 4 \cdot 10^{-8}$ 1/км, $\beta = 1,5 \cdot 10^{-4}$ 1/км, $h_2 - h_1 = 200$ м (толщина слоя) при различной высоте залегания h_1 : а) $h_1 = 0$; б) $h_1 = 100$ м; в) $h_1 = 200$ м. Изменение приведенного показателя преломления в слое во всех случаях при этом составляет величину порядка $30N$ -единиц.

Выбор моделей соответствует реально наблюдаемым (по данным радиозондирования) усредненным состояниям атмосферы для различных метеоусловий и географических районов [9]. Все интегралы рассчитывались методом Гаусса с максимально возможным количеством узлов (96) и разбиением для достижения необходимой точности на отдельные участки интегрирования: $h_p - 0,5$ км; $0,5 - 1$ км; $1 - 10$ км; $10 - 100$ км; $1000 - 1000$ км. Абсолютная точность вычисления фазовой длины контролировалась решениями (9), (10) и составляла 10^{-8} м, т. е. была достаточной для воспроизведения временной интерференционной структуры сигнала дециметрового диапазона волн. Для определенности в дальнейшем будем полагать $\lambda = 0,75$ м.

Пример рассчитанных зависимостей $\theta(\alpha)$, $L(\alpha)$ для вакуумной модели (θ^0 , L^0), модели стандартной атмосферы (θ^{1a} , L^{1a}) и модели со слоем 2б в увеличенном масштабе в узком диапазоне кажущихся углов места вблизи линии радиогоризонта представлен на рис. 2. Здесь и далее все зависимости, соответствующие случаю $h_p = 200$ м, изображены сплошными линиями, $h_p = 20$ м — штриховыми. Штрихпунктирные линии на рис. 2 определяют истинное угловое положение θ^* и геометрическое расстояние L^* по прямой до источника, расположенного за радиогоризонтом. Абсциссы точек излома кривых, обозначенные крестиками, дают значения кажущихся углов места радиогоризонта α_0^0 , α_0^e , причем левые ветви кривых соответствуют прямому лучу, правые — отраженному. Типичные кривые (θ^0 , L^0 , θ^{1a} , L^{1a}) описывают наличие отраженного луча при любом расположении источника над радиогоризонтом. Однако при расположении приемника в приподнятом суперрефрактивном слое (например, модели 2б, 2в), как видно из рис. 2, вблизи радиогоризонта возможно двухлучевое распространение с образованием каустик при отсутствии отраженного луча. Интерференция прямых лучей нами не рассматривалась вследствие существенного роста погрешностей численного счета в таких случаях, однако, как следует из приведенных далее рисунков, она может влиять (при $\lambda = 0,75$ м) только на формирование первого интерференционного лепестка.

Согласно рис. 2 смещение $\alpha_0^e - \alpha_0^0$ кажущегося угла места радиогоризонта, соответствующего нулевому интерференционному минимуму, при высоте приемника $h_p = 200$ м достигает значений примерно 0,001 рад для стандартной атмосферы и около 0,005 рад для модели 2а с суперрефрактивным слоем, т. е. относительные погрешности определения угла рефракции в эксперименте по методике (7)

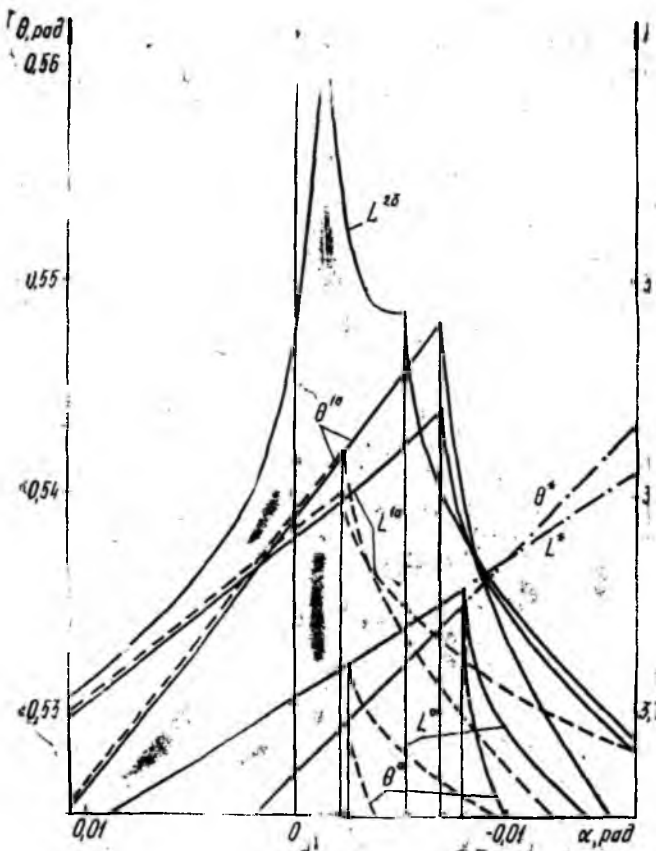


Рис. 2

и вычисления смещения $\Delta\theta_p = \theta_k^* - \theta_0^0$ по кривым рис. 2 при использовании соотношений (8) будут не менее 10 %. Такая точность, как отмечалось, недостаточна для анализа моделей с целью их дальнейшего распознавания.

Результаты строгого расчета разностей хода ΔL^s , ΔL^0 прямого и отраженного лучей по соотношениям (1а, б), (3а, б) в зависимости от кажущегося угла места α для принятых моделей представлены на рис. 3. Штрихпунктирными линиями на нем изображены упрощенные зависимости (8а). Все кривые даны в смещенном логарифмическом масштабе по углу места (линейный масштаб относительно величины $\lg(1,58 - \frac{\pi}{2} + \alpha)$). Видно, что упрощенная зависимость (8а) при высоте $h_p = 200$ м и $\lambda = 0,75$ м принципиально не описывает несколько первых, наиболее информативных интерференционных минимумов, соответствующих отрицательным значениям кажущегося угла места источника. При высоте приемника $h_p = 20$ м различие строгих и упрощенных зависимостей проявляется только в области нулевого интерференционного минимума.

Для сравнения на том же рисунке даны рассчитанные по соотношениям (1в), (2в) зависимости угла рефракции ξ от угла места α в логарифмическом масштабе по обеим осям. Видно, что относительные изменения угла рефракции в области отрицательных углов места источника при высоте $h_p = 200$ м и достигают 500 %, причем существенно зависит от состояния атмосферы и месторасположения приемника качественный характер кривых. Например, для моделей 2б, 2в с ростом

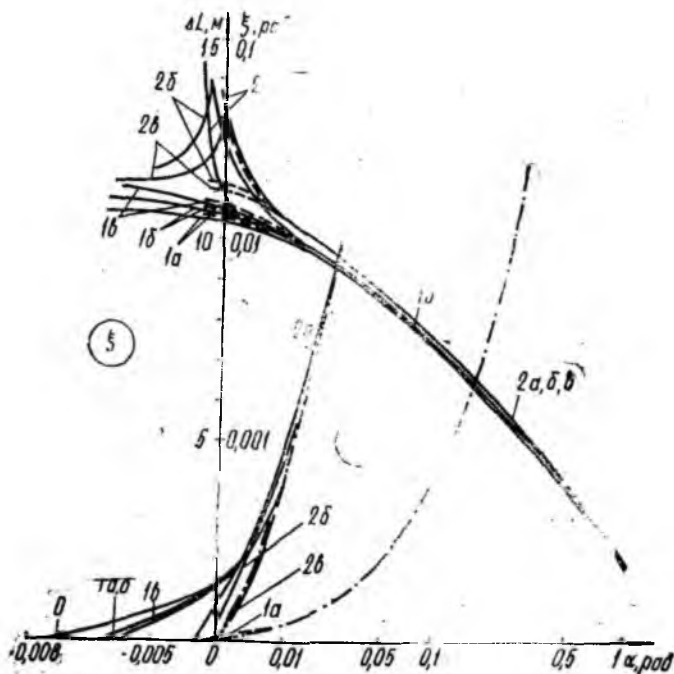


Рис. 3

отрицательных значений угла места происходит снижение величины угла рефракции, обусловленное выходом прямого луча из приподнятого суперрефрактивного слоя на приземном участке траектории (до точки поворота), тогда как в случае приповерхностного слоя (модель 2а) угол рефракции, как и в случаях стандартной атмосферы (1а, б, в), непрерывно увеличивается. Рис. 3, таким образом, подтверждает необходимость использования при немалых высотах приемника строгих соотношений и показывает, что наиболее информативным для диагностики является диапазон отрицательных и малых положительных кажущихся углов места источника ($\alpha \leq 0,01$ рад), соответствующих при $\lambda = 0,75$ м и $h_p = 200$ м примерно первым десяти минимумам.

Конечные результаты расчета углового смещения $\Delta\theta_k$ положений интерференционных минимумов относительно «вакуумных» для всех моделей представлены на рис. 4. Интерференционному минимуму с номером k при этом соответствует разность хода $\Delta L_k = k\lambda$. По оси ординат приведена также шкала временного смещения минимумов Δt_k ,

рассчитанная применительно к случаю кругового движения источника со скоростью 7 км/с. Штрихпунктирными линиями (1а, 2б, 2в) изображены зависимости, полученные по упрощенной методике.

Из рис. 4 видно, что смещение положений минимумов существенно зависит от высоты приемника и его месторасположения относительно слоев повышенной рефракции. Наиболее слабое влияние на первые лепестки интерференционной структуры ($\Delta L = 0-2$ м при $h_p = 20$ м) оказывает изменение приземного значения показателя преломления, хотя его влияние на минимумы с большими номерами ($\Delta L \geq 8$ м при $h_p = 20$ м) в соответствии с теоремой Лалласа [9] является преобла-

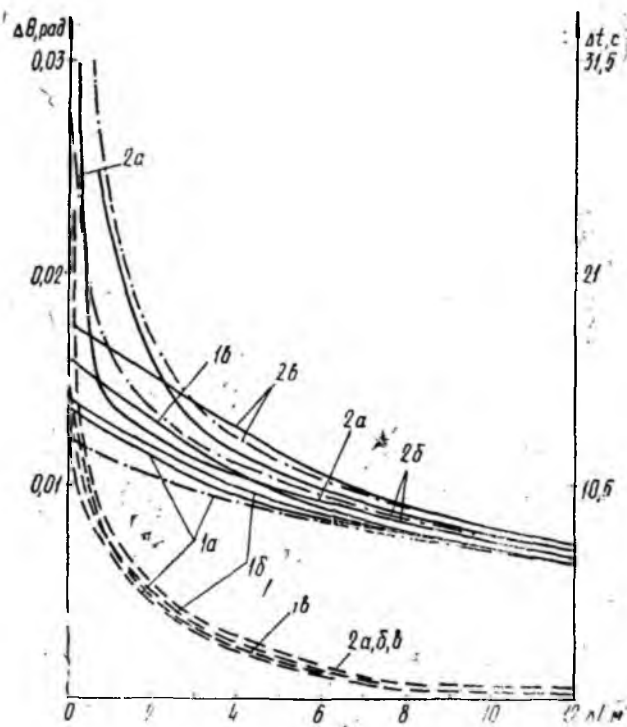


Рис. 4

дающим. Изменение приземного значения градиента на 25 % приводит к дополнительному смещению первых минимумов ($\Delta L \leq 6$ м) на величину порядка 15 %, обусловленную при рассмотренных высотах h_p интегральными рефракционными эффектами в вышележащих слоях. Наибольшее дополнительное смещение минимумов, по сравнению со случаем стандартной атмосферы, как видно из рис. 4, дают приповерхностные суперрефрактивные слои. Состояние атмосферы в принципе однозначно определяет зависимость величины смещения от номера

интерференционного минимума и, соответственно, как следует из теории интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода, однозначно определяется ею. Однако при конечной точности измерений низкорасположенный приемник ($h_p = 20$ м) модели 2а, 2б, 2в с разной высотой залегания суперрефрактивного слоя практически не различает; тогда как для приемника, расположенного на высоте $h_p = 200$ м, сравнимой с толщиной слоя, аналогичные зависимости Δt_k (ΔL_k) существенно различаются, особенно в области первых интерференционных минимумов.

Итак, из рис. 4 следует, что радиопросвечивание атмосферы при отрицательных кажущихся углах места источника позволяет по смещению первых интерференционных минимумов более надежно прогнозировать приповерхностные слои с повышенной рефракцией, расположенные ниже приемника. Такой вывод является рекомендацией к использованию для диагностики высокорасположенных приемников и источников с длиной волны λ , позволяющей регистрировать при радиовосходе по крайней мере несколько интерференционных минимумов, соответствующих отрицательным значениям угла места.

Качественный характер кривых рис. 4 соответствует зависимостям угла рефракции от кажущегося угла места (рис. 3), однако, как видно из сравнения сплошных и штрихпунктирных кривых, относительная погрешность расчета смещения первых минимумов по упрощенной методике при высоте приемника $h_p = 200$ м достигает величин порядка 10 % для стандартной атмосферы и порядка 30—50 % для моделей с суперрефрактивным слоем. При высоте $h_p = 20$ м различие результатов строгого и упрощенного анализов практически не обнаруживается (за исключением области вблизи нулевого интерференционного минимума). Таким образом, при создании (с целью диагностики) по данным интерферометрических измерений банка расчетных гипотетических моделей атмосферы необходимо учитывать существенную зависимость результатов от высоты приемника и пользоваться при численных расчетах строгими соотношениями. При малой высоте приемника допустимо использование упрощенной методики.

Необходимо отметить, что задача восстановления профиля показателя преломления по временным приземным измерениям параметров сигнала источника, расположенного на ИСЗ, в общем случае, как известно, относится к классу некорректных задач, решение которых неустойчиво к ошибкам измерений, численного счета и другим шумам. Эта неустойчивость обратной задачи вызывает даже при наличии решения в аналитической, полуаналитической или графической формах неоднозначность восстановления профиля и необходимость применения для получения приближенного, но устойчивого решения различных методов сглаживания, регуляризации и т. д. Проведенное в настоящей работе исследование позволяет выработать некоторые рекомендации по выбору оптимальных параметров наблюдения, однако принципиального решения задачи восстановления профиля показателя преломления оно не дает.

Список литературы: 1. *Татарский В. И.* К определению плотности атмосферы при помощи измерений фазы и угла рефракции с ИЗС // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1968. Т. 4, № 7. С. 699—709. 2. *Калашников И. Э., Яковлев О. И.* О возможности исследования атмосферы Земли методом радиопросвечивания // Космич. исследования. 1978. Т. 16, № 6. С. 943—948. 3. *Гайкович К. П., Гурвич А. С., Наумов А. П.* О восстановлении метеопараметров по внутриатмосферным измерениям оптической рефракции космических источников // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1983. Т. 19, № 7. С. 675—781. 4. *Колосов М. А., Павельев А. Г.* Радиопросвечивание атмосферы при помощи источников искусственного и естественного происхождения // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, № 12. С. 2310—2317. 5. *Анализ особенностей метода радиопросвечивания атмосферы Земли. Электромагнитные волны в атмосфере и космическом пространстве / И. Э. Калашников, С. С. Матюгов, А. Г. Павельев, О. И. Яковлев.* М., 1986. 272 с. 6. *Арманд Н. А., Андрианов В. А., Смирнов В. М.* Восстановление профиля коэффициента преломления тропосферы по измерениям частоты сигналов искусственного спутника Земли // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32, № 4. С. 673—680. 7. *Anderson K. D.* Inference of refractivity profiles by satellite-to-ground RF measurements // Radio Science. 1982. Vol. 17, N 3. P. 653—663. 8. *Экспериментальные исследования возможности применения интерференционного метода радиопросвечивания атмосферы с ИЗС для диагностики условий распространения радиоволн / И. Д. Гонтарь, И. С. Тургенев, В. Б. Сеницкий, С. И. Ширманова.* Х., 1989. 17 с. (Препринт / АН УССР. Ин-т радиофизики и электроники, № 385). 9. *Колосов М. А., Шабельников А. В.* Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса. М., 1976. 219 с.

Поступила в редколлегию 25.11.89