

УДК 621. 396.24

АЗИМУТАЛЬНЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН НА МЕРИДИОНАЛЬНЫХ ПРОТЯЖЕННЫХ ТРАССАХ

Н. И. Манаенкова, Е. Е. Цедилина

В адиабатическом приближении получено выражение для отклонения пеленга принимаемого излучения в коротковолновом диапазоне. Для модели равноденственной ионосферы рассчитаны азимутальные отклонения скользящего луча вдоль протяженных меридиональных трасс. Дано суточное изменение азимутальных отклонений для различных приемных пунктов на меридиональной кругосветной трассе, а также рассчитано смещение и размытие фокального «пятна» в антиподе.

В настоящей работе изучаются азимутальные отклонения коротких радиоволн на протяженных (включая кругосветные) меридиональных трассах. Этот вопрос в адиабатическом приближении рассматривался в [1-3]. В [1-5] в предположении малости горизонтальных градиентов в ионосфере по сравнению с вертикальными, т. е. малости боковых отклонений траектории от дуги большого круга, было получено уравнение для боковых отклонений луча и его решение в квадратурном виде

$$\delta\varphi = \int_0^{\theta} (\text{ctg } \theta' - \text{ctg } \theta) F_{\varphi_0}(\theta') d\theta'; \quad (1a)$$

$$F_{\varphi_0} = \frac{1}{R_0 \Theta} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \varphi} \frac{dz}{\sqrt{\varepsilon' - \varepsilon'_m}}, \quad \varepsilon' = \varepsilon - \frac{2z}{R_0}. \quad (16)$$

Здесь R_0 — радиус Земли, Θ — период осцилляции луча [5], ε — диэлектрическая проницаемость среды ($\varepsilon = 1 - (\omega_0^2/\omega^2)$, $\omega_0 = 2\pi e^2 N_e/m$ — плазменная частота, ω — частота волны, e , m — заряд и масса электрона, N_e — концентрация электронов в ионосфере), ε' — приведенная диэлектрическая проницаемость среды, ε'_m — значение ε' в точках отражения луча z_{\max} , z_{\min} , $\delta\varphi$ — боковое отклонение луча от плоскости меридиана $\varphi = \varphi_0$. Выражения (1a), (16) получены для луча, идущего вдоль меридиана ($\vec{k}_0 \parallel \vec{e}_\theta$) в сферической системе координат r, θ, φ ; функция F_{φ_0} вычисляется вдоль меридиана $\varphi = \varphi_0$ от $\theta = 0$ до θ .

Заметим, что формула (1a) имеет особенность в антиподе при $\theta = \pi$. В этой точке подынтегральное выражение в (1a) обращается в бесконечность (см. [5]). Поэтому для численных расчетов боковых отклонений радиоволн в (1a) удобно перейти от системы r, θ, φ к системе r, Φ, Ψ путем двойного поворота по часовой стрелке системы r, θ, φ сначала относительно оси x ($x_{\theta, \varphi} = r \sin \theta \cos \varphi$) на угол $\psi_1 = \pi/2$ и затем второго поворота системы x, y, z на угол $\psi_2 = \pi/2$ относительно оси z . При этом повороте меридиан $\varphi = 0$, $\varphi = \pi$ в системе r, θ, φ , лежащей в плоскости xOz , совпадает с экватором $\Phi = \pi/2$ системы r, θ, Φ , лежащим в плоскости xOy . В результате получаем

$$\Phi = \theta, \quad \frac{\partial \varepsilon'}{\partial \varphi} = -\frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} \sin \theta \quad \text{при } \varphi = 0 \quad \text{или} \quad \Phi \leq \pi,$$

$$\Phi = 2\pi - \theta, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial \varphi} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} \sin \theta \text{ при } \varphi = \pi \text{ или } \Phi > \pi; \quad (2)$$

$$\delta\varphi = -\delta\theta/\sin \theta \text{ при } \varphi = 0,$$

$$\delta\varphi = \delta\theta/\sin \theta \text{ при } \varphi = \pi.$$

Учитывая (2), перепишем (1а), (1б) в виде

$$\delta\theta = \int_0^{\Phi} \sin(\Phi - \Phi') F_{\theta_0}(\Phi') d\Phi'; \quad (3а)$$

$$F_{\theta_0} = \frac{1}{R_0 \theta} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} \frac{dz}{(\varepsilon' - \varepsilon'_m)^{1/2}}. \quad (3б)$$

Формула (3а) была получена в [6]. В отличие от (1а) она не содержит особенности в подинтегральном выражении при $\Phi = \pi$. Отметим, что в системе r, θ, Φ луч, согласно (2а), идет вдоль экватора $\theta = \pi/2$; его боковое отклонение относительно плоскости экватора в (3а) обозначено $\delta\theta$.

Однако в практике радиосвязи экспериментально измеряется не величина боковых отклонений траектории (1), (3), а отклонение пеленга в точке приема входящей волны от заданного направления, например от направления на излучающую станцию. Обозначим этот угол, характеризующий отклонение пеленга, буквой β (см. рис. 1). Ниже приводится простой вывод для величины β .

Азимутальное отклонение угла прихода. Пусть волна излучается из точки O и принимается в точке A , OA — дуга большого круга на сфере между точками O и A . При этом сферическая система координат r, θ, Φ расположена так, что ее экватор ($\theta = \pi/2$) совпадает с дугой OA . Тогда луч, излученный из точки вдоль дуги OA (луч 1 на рис. 1), вследствие бокового смещения придет не в точку A , а в точку B . При этом он будет иметь относительно точки A боковое отклонение $\delta\theta$, а относительно дуги большого круга OB — азимутальный угол (или азимутальное отклонение) β , а его начальный азимут относительно невозмущенной траектории OA изменится на угол φ . При этом, согласно рис. 1, имеем

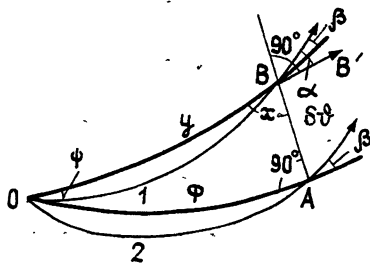


Рис. 1.

$$\beta = x + \alpha - \pi/2, \quad (4)$$

$$\alpha = d\theta/d\Phi,$$

где Φ — длина дуги OA . Из сферического прямоугольного треугольника OAB имеем

$$\sin x = \frac{\sin \Phi}{\sin y} = \frac{1}{\sqrt{1 - \cos^2 \Phi \cos^2 \delta\theta}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \delta\theta^2 \operatorname{ctg}^2 \Phi}} \quad (5)$$

и, следовательно,

$$\beta = \frac{d\delta\theta}{d\Phi} = \frac{\pi}{2} + \arcsin \left[\frac{1}{\sqrt{1 + \delta\theta^2 \operatorname{ctg}^2 \Phi}} \right]. \quad (6)$$

В (5), (6) учтено, что $\delta\theta \ll 1$. Учитывая (3а), переписываем (6) в виде

$$\beta = \int_0^{\Phi} \cos(\Phi - \Phi') F_{\delta_0}(\Phi') d\Phi' - \frac{\pi}{2} + \arcsin \left[\frac{1}{\sqrt{1 + \delta\theta^2 \operatorname{ctg}^2 \Phi}} \right]. \quad (7)$$

Последние два слагаемых в (7) в окрестности антипода $\Phi = \pi$ и кругосветной точки $\Phi = 2\pi$ равны $\pm\pi/2$. При $\delta\theta^2 \operatorname{ctg}^2 \Phi \ll 1$

$$\beta = \int_0^{\Phi} \frac{\sin \Phi'}{\sin \Phi} F_{\delta_0}(\Phi') d\Phi'.$$

Заметим также, что из OAB легко получить и выражение для девиации начального азимута в точке излучения ψ , которое получено в [7] более сложным образом. Учитывая, что $\delta\theta \ll 1$, имеем

$$\sin \psi = \delta\theta / \sin \psi$$

или

$$\psi = \arcsin \left[\frac{\delta\theta}{\sin \Phi \sqrt{1 + \delta\theta^2 \operatorname{ctg}^2 \Phi}} \right]. \quad (8)$$

Это выражение совпадает с полученным в [7] при $\delta\theta^2 \cos^2 \Phi \ll 1$, т. е. везде, кроме малой окрестности антипода. В антипode при $\Phi = \pi$, согласно (8), $\psi = \mp\pi/2$, т. е. величина ψ терпит разрыв, что следует и из геометрии задачи.

Выражения (7), (8) определяют пеленг луча и девиацию начального азимута в точке B , отстоящей от точки A на невозмущенной траектории на расстоянии, равном $\delta\theta$ (см. рис. 1). В этих выражениях для получения правильных значений для β и ψ в особых точках $\Phi = \pi$ и $\Phi = 2\pi$ сохранен член порядка $\delta\theta^2$. В то же время выражение (7) определяет пеленг луча и на невозмущенной траектории OA (рис. 1). Действительно, если луч приходит в точку на невозмущенной траектории (луч 2 на рис. 1), то для него $\delta\theta = 0$ и точки A и B сливаются в одну точку. При этом последние два члена в (7) компенсируют друг друга и β определяется первым слагаемым в (7).

Расчет азимутальных отклонений скользящего луча. Ниже приводятся результаты численного расчета боковых отклонений для скользящего луча (его высоты отражения $z_{\max} = z_{\min} = z_c$, см. [5]), распространяющегося на «дне» каналов FE или F на меридиональных трассах. Поскольку такой луч распространяется на высоте скольжения z_c , выражения для $\delta\theta_c$ и β_c для этого луча упрощаются и равны*

$$\delta\theta_c = - \frac{2,32 \cdot 10^{-3}}{f^2} \int_0^{\Phi} \frac{\partial N}{\partial \vartheta} \left(z = z_c \left(\vartheta = \frac{\pi}{2}, \Phi' \right), \vartheta = \frac{\pi}{2}, \Phi' \right) \times \\ \times \sin(\Phi - \Phi') d\Phi'; \quad (9)$$

$$\beta_c = - \frac{2,32 \cdot 10^{-3}}{f^2} \int_0^{\Phi} \frac{\partial N}{\partial \vartheta} \left(z = z_c \left(\vartheta = \frac{\pi}{2}, \Phi' \right), \vartheta = \frac{\pi}{2}, \Phi' \right) \times \\ \times \cos(\Phi - \Phi') d\Phi'. \quad (10)$$

Здесь частота волны f в МГц, Φ' в радианах и N в $1/\text{см}^3$; численный коэффициент соответствует величинам $\delta\theta_c$ и β_c в градусах.

* Для β_c в (10) приведено выражение из формулы (7) только для первого члена.

При расчете $\delta\theta_c$, β_c и ψ_c по формулам (7)—(10) использовалась равноденственная модель ионосферы [9, 10] для минимальной солнечной активности. При этом, поскольку выражения (8)—(10) получены для луча, движущегося вдоль экватора, а боковые отклонения вычислялись для меридиональных трасс, необходимо было получить правильное выражение для производной $\partial N/\partial\theta$, входящей в (9), (10). Совмещая модельную систему координат $\tilde{\theta}$, $\tilde{\varphi}$, r в модели для электронной концентрации $N_e(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}, r)$ путем поворота ее на угол $\gamma = 90^\circ$ вокруг оси x ($x_{\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}} = r \cos \tilde{\theta} \cos \tilde{\varphi}$) с системой θ , Φ , r , в которой получены выражения (8)—(10), и учитывая (2), имеем

$$\frac{\partial N_e}{\partial \theta} = -\frac{1}{\sin \Phi} \frac{\partial N_e}{\partial \tilde{\varphi}} (z_c(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi} = \text{const}), \tilde{\theta}, \tilde{\varphi} = \text{const}),$$

$$\tilde{\theta} = \frac{\pi}{2} - \Phi \quad \text{при } 0 \leq \Phi \leq \pi,$$

$$\tilde{\theta} = -\frac{3\pi}{2} + \Phi \quad \text{при } 2\pi \geq \Phi \geq \pi,$$
(11)

где $\tilde{\theta}$ и $\tilde{\varphi}$ — широта, отсчитываемая от экватора, и долгота системы координат, в которой построена функция N_e [9, 10]. Формулы (11), (12) верны для случая, когда пункт излучения совпадает с полюсом системы $\tilde{\theta}$, $\tilde{\varphi}$ ($\tilde{\theta}_0 = \pi/2$). Если координата начальной точки излучения на меридиане $\tilde{\theta}_0 \neq \pi/2$, то вместо (11) имеем следующие выражения:

$$\frac{\partial N_e}{\partial \theta} = \Delta \frac{1}{\cos \tilde{\theta}} \frac{\partial N_e}{\partial \tilde{\varphi}} (z_c(\tilde{\theta}, \tilde{\varphi} = \text{const}), \tilde{\theta}, \tilde{\varphi} = \text{const}),$$
(12)

где

$$\Delta = -1, \quad \tilde{\theta} = \tilde{\theta}_0 - \Phi \quad \text{при } 0 < \Phi < \pi/2 + \tilde{\theta}_0,$$

$$\Delta = 1, \quad \tilde{\theta} = \Phi - \tilde{\theta}_0 - \pi \quad \text{при } \pi/2 + \tilde{\theta}_0 < \Phi < 3\pi/2 + \tilde{\theta}_0,$$

$$\Delta = -1, \quad \tilde{\theta} = 2\pi + \tilde{\theta}_0 - \Phi \quad \text{при } 3\pi/2 + \tilde{\theta}_0 < \Phi < 2\pi.$$
(13)

Таким образом, при вычислении азимутальных отклонений траектории радиоволны, распространяющейся вдоль меридиана, необходимо вычислять поперечный градиент электронной концентрации $\partial N_e/\partial\tilde{\varphi}$ к направлению меридиана $e_{\tilde{\varphi}_0}$. Выражение $\partial N_e/\partial\tilde{\varphi}$ вычислялось на основе формул [9, 11]*. Вычисления $\delta\theta_c$, β_c и ψ_c проводились вдоль различных меридианов $\tilde{\varphi} = \varphi_0$, что, согласно модели [9, 10], соответствует различному местному времени на меридиональных трассах.

Азимутальные отклонения. Результаты расчетов, выполненных по формулам (7)—(10), представлены на рис. 2, 3. Широта точки излучения для данных рис. 2, 3 $\tilde{\theta}_0 = 55^\circ$, что соответствует географической

* Заметим, что в точках $\tilde{\theta} = \pm 90^\circ$ производная $\partial N_e/\partial\theta$ остается ограниченной, поскольку функция N_e на полюсе ($\tilde{\theta} = \pm 90^\circ$) и ее производная $\partial N_e/\partial\tilde{\varphi}$ не зависят от $\tilde{\varphi}$: $N_e(\pi/2) = \text{const}$, $\partial N_e/\partial\tilde{\varphi} = 0$. Причем $\partial^2 N_e/\partial\theta^2 \partial\tilde{\varphi}(\pi/2) = 0$, так как $\partial^2 N_e/\partial\theta^2 \partial\tilde{\varphi} \sim \sim \sin \tilde{\theta} \cos \tilde{\theta}$ (см. [9]). Поэтому $\partial N_e/\partial\tilde{\varphi}$ при $\tilde{\theta} \rightarrow \pi/2$ стремится к нулю быстрее, чем $\cos \tilde{\theta}$: $\partial N_e/\partial\tilde{\varphi} \sim (\pi/2 - \tilde{\theta})^2$, а $\cos \tilde{\theta} \sim (\pi/2 - \tilde{\theta})$.

широте Москвы. На рис. 2а изображена зависимость $\delta\vartheta_c$ (кривые 1) и β_c (кривые 2) от угла Φ или широты θ для модели N_e для частоты радиоволны $f = 10$ МГц и меридианов $\varphi_0 = \varphi_1 = \pi/2, -\pi/2$ (меридиан вечер—утро), $\varphi_2 = \pi/4, -3\pi/4$, $\varphi_3 = -\pi/2, \pi/2$ (меридиан утро—вечер) и $\varphi_4 = -\pi/4, 3\pi/4$. Кривые для φ_1 и φ_2 даны сплошными линиями, для φ_3 и φ_4 — пунктиром. Здесь на меридианах φ_1, φ_2 значения $\delta\vartheta_c$ и $\beta_c > 0$

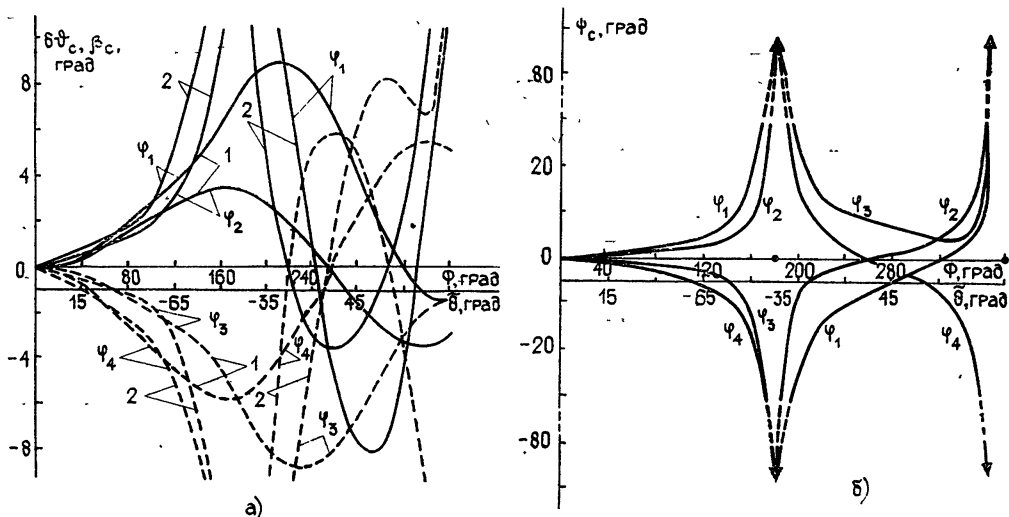


Рис. 2.

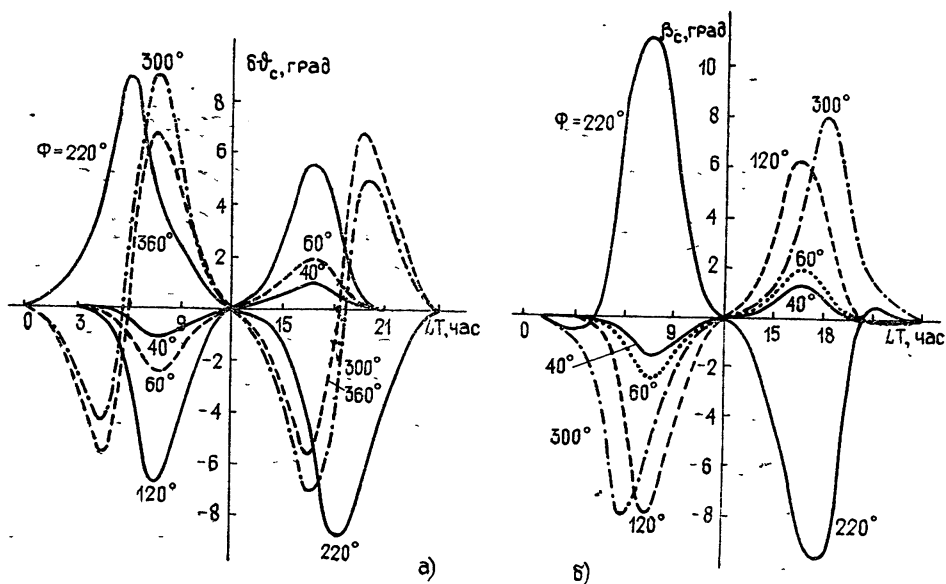
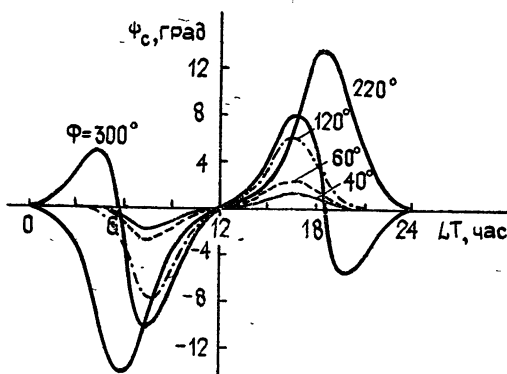


Рис. 3.

соответствуют отклонению луча в сторону ночной зоны, а на меридианах φ_3 и φ_4 — в дневную сторону. Видно, что азимутальные отклонения луча сначала нарастают с ростом Φ , а затем после прохождения полюса ($\Phi = 145^\circ, \theta = -90^\circ$) постепенно начинают убывать. Максимальные величины $\delta\vartheta_c \sim 9^\circ$ наблюдаются не в районе антипода ($\Phi = 180^\circ$), как для простой модели ионосферы [5], а сдвинуты от антипода на угол

$\sim 10 + 40^\circ$, Наибольшие значения $\delta\theta_c$ наблюдаются, как и следовало ожидать, на меридианах утро—вечер и вечер—утро (кривые для Φ_1 и Φ_2 , рис. 2а) или близких к ним, т. е. в области терминатора. При этом после прохождения всей кругосветной трассы ($\Phi = 360^\circ$) не происходит полной компенсации боковых отклонений луча, как в простой модели (см. [5]). Максимальные значения боковых отклонений кругосветных лучей $\delta\theta_c$ для $f = 10$ МГц — $\sim 9^\circ$, для $f = 15$ МГц — $\sim 3^\circ$, что соответствует эксперименту в [12, 13]*.



б)
Рис. 3.

Как видно из рис. 2а, при $\Phi < 120^\circ$ величина отклонения пеленга β_c порядка $\delta\theta_c$. При $\Phi > 120^\circ$ в районе антипода ($\Phi \sim 180^\circ$) и кругосветной точки ($\Phi \sim 360^\circ$) величина β_c значительно увеличивается, достигая значений порядка $\pm \pi/2$. Отсутствие в экспериментальных наблюдениях [12, 13] таких значений β объясняется, по-видимому, тем, что измерения проводились достаточно далеко от антиподной и кругосветной точек (так, в [12] на расстоянии ~ 3000 км от кругосветной точки). Кроме того, в реальных условиях ионосферы на сверхдальних трассах сильное влияние на величину и уширение пеленга оказывает рассеяние, которое значительно меняет общую картину распределения поля и пеленга.

Зависимость ψ_c от Φ для $f = 10$ МГц изображена на рис. 2б. Обозначения кривых те же, что и на рис. 2а. Видно, что в районе антипода наблюдаются разрыв в величине ψ_c и смена знака.

Суточное распределение величин $\delta\theta_c$, β_c и ψ_c для $f = 10$ МГц дано на рис. 3 для различных величин Φ , указанных у кривых**. Видно, что примерно до антипода ($\Phi = 180^\circ$) отклонения $\delta\theta_c$, β_c и ψ_c имеют разные знаки в утреннее и вечернее время. На более длинных меридиональных трассах азимутальные отклонения скользящего луча в течение суток имеют более сложную структуру.

Азимутальные отклонения на частотах $f = 15; 20$ МГц в основном имеют ту же самую структуру, что и на частоте $f = 10$ МГц. Их вели-

* При численном расчете не учитывалось влияние входа луча в ионосферный канал с Земли и выхода из него на Землю на величину азимутальных отклонений. Однако при малых горизонтальных градиентах в ионосфере учет этих факторов не может оказать существенного влияния на величину азимутальных отклонений траекторий на протяженных трассах, тем более что величины горизонтальных градиентов электронной концентрации в ионосфере при $z < z_0$ меньше или того же порядка, что и на высоте z_0 .

** Кривые для $\Phi = 120^\circ$ соответствуют приемному пункту на станции Молодежная в Антарктиде ($\theta_1 = -65^\circ$), где в настоящее время проводятся измерения азимутальных отклонений радиоволн.

чины, как следует из (9), (10), обратно пропорциональны частоте радиоволны f^* .

Смещение антипода. На рис. 4 дано смещение «пятна» в антипode. Для упрощения расчетов источник излучаемой энергии был помещен в один из полюсов системы r, θ, φ ($\theta_0 = \pm \pi/2$). На рис. 4 сплошными толстыми линиями проведены траектории радиоволн частотой $f = 10$ МГц, проходящие в окрестности антипода ($\Phi = 180^\circ$) и излученные источником вдоль меридианов φ , указанных у траекторий. Видно, что вследствие бокового смещения все излученные траектории пересекаются не в антипode, а в некоторой его окрестности, смещенной на ночную сторону. Кривой 1 показана граница области, в которой траектории имеют наибольшее число пересечений. Эта область характеризует область размытия антипода. Ее размер в данном случае $\sim 10^\circ$. Отметим, однако, что и в области, отмеченной цифрой 2, может наблюдаться также некоторая концентрация энергии. Размер этой области значительно больше. Размер пятна размытия энергии в антипode, так же как и боковое смещение радиоволн, зависит от частоты волн. Для $f = 15$ МГц, согласно расчету, оно меньше в 2—3 раза показанного на рис. 4 и находится в соответствии с результатами экспериментального измерения размеров антиподного пятна [14].

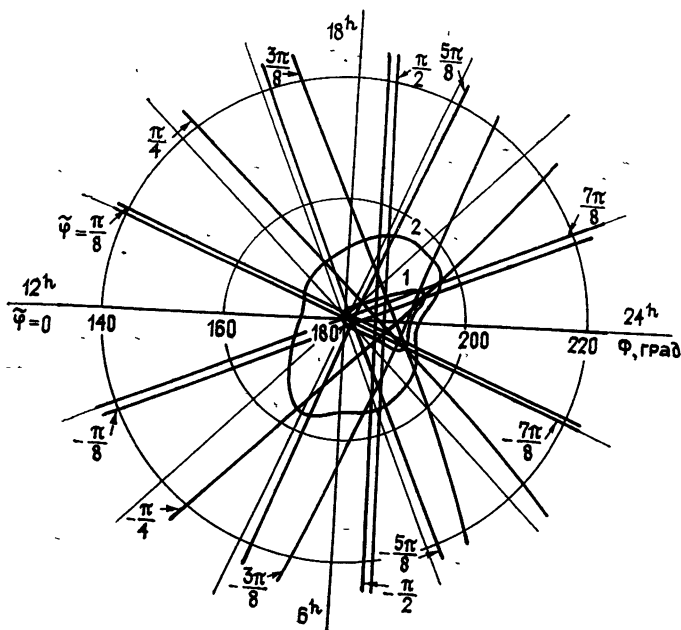


Рис. 4.

Указанные выше размер и смещение антипода характерны для излучателя, находящегося в высоких широтах. Следует ожидать, что для излучателя в низких широтах анизотропия пятна и его смещение будут менее ярко выражены.

Отмеченный выше эффект смещения антипода следует учитывать при интерпретации наблюдений в антипode [15—18].

В настоящей работе рассмотрено размытие антипода в геометрическом приближении. Оно вызвано боковыми смещениями траекторий радиоволн в неоднородной ионосфере. Рассмотренный выше эффект

* Некоторое отличие от этой зависимости объясняется зависимостью z_0 от f и, следовательно, $\partial N_e / \partial \theta$ от f .

значительно сильнее (примерно в 10^3 раз) размытия антипода за счет дифракции радиоволн в сферически-симметричной ионосфере [19–21]. Для получения оценки размера антиподного пятна, сравнимого с экспериментом [14], на основе волновой теории [19, 20] в [21] рассматривается интерференция радиоволн со случайными фазами. Следует ожидать, что рассеяние радиоволн в ионосфере оказывает существенное влияние не только на распределение поля в антиподном пятне, но также и на величину боковых отклонений траекторий и распределение пеленга. В результате общая картина распределения пеленга в антипододе и его окрестностях (а также и в районе кругосветной точки) должна заметно выравниваться.

В заключение заметим, что в настоящее время не представляется возможным сравнить результаты расчетов с экспериментальными измерениями азимутальных отклонений на протяженных меридиональных трассах в связи с отсутствием таковых по литературным данным. При этом может оказаться, что резкие горизонтальные градиенты концентрации электронов в полярных областях реальной ионосферы, не учитываемые в модели ионосферы [9–11], построенной для спокойных условий, могут оказать существенное влияние на величину азимутальных отклонений на протяженных меридиональных трассах. В то же время расчеты, проводимые на основе модели ионосферы [9–11] адиабатическим методом на протяженных трассах, включающих и полярную ионосферу, как показано в [11] и других работах, имеют высокую точность. В дальнейшем в связи с проводимыми экспериментальными измерениями азимутальных отклонений на трассе Москва—Молодежная предполагается исследовать величины азимутальных отклонений для этой трассы для траекторий, распространяющихся скачкообразно в канале F.

Благодарим В. В. Васкова и А. В. Гуревича за обсуждение работы и ценные замечания, Г. М. Смирнову за помощь в расчетах на ЭВМ и обработке результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е.— Геомagnetизм и аэрономия, 1973, 13, с. 283.
2. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е.— В сб.: Распространение декаметровых волн.— М.: ИЗМИРАН, 1975, с. 5.
3. Цедилина Е. Е. Диссертация. М., ИЗМИРАН, 1976.
4. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е.— В сб.: Сверхдальнее распространение радиоволн и модели ионосферы.— М.: ИЗМИРАН, 1977, с. 104.
5. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. Сверхдальнее распространение коротких радиоволн.— М.: Наука, 1979.
6. Баранов В. А., Егоров И. Б., Попов А. В.— В сб.: Дифракционные эффекты декаметровых радиоволн в ионосфере.— М.: Наука, 1977, с. 31.
7. Баранов В. А., Егоров И. Б., Попов А. В.— В сб.: Теория дифракции и распространение волн.— М.: АН СССР, 1977, с. 196.
8. Баранов В. А., Егоров И. Б., Попов А. В.— В сб.: Распространение декаметровых радиоволн.— М.: ИЗМИРАН, 1978, с. 160.
9. Gurevich A. V., Fischek D. I., Tzedilina, E. E. Preprint IZMIRAN № 36.— М., 1972.
10. Тушенцова И. А., Фищук Д. И.— В сб.: Исследование сверхдального распространения коротких радиоволн.— М.: ИЗМИРАН, 1975, с. 143.
11. Егорова В. Н., Егоров И. Б., Манаенкова Н. И., Фищук Д. И., Тушенцова И. А., Цедилина Е. Е.— В сб.: Взаимодействие радиоволн КВ и УКВ диапазонов с ионосферой.— М.: ИЗМИРАН, 1979, с. 88.
12. Fenwick R. V., Villard O. G.— J. Geophys. Res., 1963, 68, p. 5659.
13. Агарышев А. И.— Геомagnetизм и аэрономия, 1981, 21, с. 472.
14. Pipp R. M., Webster J. B.— Radio Sci., 1964, 68D, p. 333
15. Banks P. M.— J. Geophys. Res., 1965, 70, p. 625.
16. Gerson N. C., Nardoza V. J., Hanger J. G.— J. Geophys. Res., 1962, 67, p. 4084.
17. Gerson N. C., Henger J. O., Pipp R. M., Webster J. B.— Canad. J. Phys., 1969, 47, p. 2143.
18. Bold G. J.— IEEE Trans. on Ant. and Propag., 1972, AF-23, p. 741.

19. Bremmer, H. *Terrestrial radio waves*. — New York: Elsevier Publ. Com., 1949.
20. Furutsu K. — *Rep. Ionosph. Res. Japan*, 1951, 5, p. 159.
21. Всехсвятская И. С., Калинин Ю. К. — *Геомангнетизм и аэрономия*, 1979, 19, с. 470.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения
радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию
13 апреля 1981 г.

AZIMUTH DEVIATIONS OF SHORT RADIO WAVES ON MERIDIONAL EXTENDED TRACES

N. I. Manenkova, E. E. Tsedilina

An expression has been obtained in adiabatic approximation for deviation of a bearing of the received radiation in the short wave range. For the model of an equinox ionosphere azimuth deviations have been calculated of a ray slipping along extended meridional traces. A diurnal variation of azimuth deviations is given for different receiving points on the meridional round-the-world trace and a shift and flattening of the focal «spot» in the antipode are calculated.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников: Учебное пособие. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982. — 10 л.

Книга представляет собой учебное пособие, в котором систематически изложены современные представления о сверхпроводимости.

Сначала дается общее термодинамическое описание сверхпроводящего состояния. Затем излагается теория сверхпроводимости Гинзбурга — Ландау и основные следствия этой теории. На основе теории Гинзбурга — Ландау рассмотрены процессы в сверхпроводниках второго рода и обсуждаются вопросы их практического использования. Современная микроскопическая теория сверхпроводимости (теория Бардина — Купера — Шриффера) дана в упрощенной форме, без использования математического аппарата теории вторичного квантования. Завершается книга разделом, посвященным так называемой слабой сверхпроводимости (эффектам Джозефсона), и описанием работы некоторых устройств, использующих это явление.

Книга предназначена для студентов физических и инженерно-физических специальностей.

Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1982. — 20 л.

Книга содержит систематическое изложение основ лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА). Это быстро развивающееся направление современной измерительной техники, связанное с разработкой оптико-электронных систем, предназначенных для измерения скорости движения жидкостей, газов и твердых тел. Область применения ЛДА — физический и гидроаэродинамический эксперимент, медицина и биология, промышленная технология. В книге рассмотрены физические основы методов измерения скорости, проведены анализ и синтез устройств ЛДА. Даны рекомендации к выбору и инженерному расчету практических схем. Показаны примеры применения ЛДА в различных областях науки и техники.

Книга предназначена для научных и инженерно-технических работников, а также аспирантов и студентов, специализирующихся в области прикладной оптики, радиофизики, приборостроения, гидроаэродинамики.
