

- " "

-

XVIII

13 - 15 2012 .

- , 2012

Региональная XVIII конференция по распространению радиоволн проводится по решению и в соответствии с планом Научного Совета РАН по комплексной проблеме «Распространение радиоволн»

Труды конференции публикуются по решению Программного комитета.

- ., профессор, академик РАН, председатель
- ., д.физ.-мат.наук, профессор, зам. председателя
- ., канд.физ.-мат.наук, профессор,
- ., д.физ.-мат.наук, профессор
- ., канд.физ.-мат.наук, ст.н.сотр. - ученый секретарь.

198504, - , , . 1,

. 428-72-89,
-mail: radio@niirf.spbu.ru

ISBN

**Излучение и распространение радиоволн
низких частот.
Модели нижней ионосферы и
подстилающей земной поверхности**

В.Ю. Белашов, И.А. Дмитриев

ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭМ ПОЛЯ ЭЛЕМЕНТА ТОКА, ОРИЕНТИРОВАННОГО НОРМАЛЬНО К ПОЛУПРОВОДЯЩЕЙ ПЛОСКОСТИ

Институт физики КФУ

Представлено решение задачи вычисления электромагнитного поля, создаваемого элементом тока, ориентированного нормально к полупроводящей плоскости, с помощью модифицированного метода зеркальных изображений.

В [1, 2] нами было продемонстрировано решение задачи вычисления поля, созданного отрезком проводника, ориентированного параллельно полупроводящей плоскости. В настоящей работе, предлагается решение аналогичной задачи для проводника, ориентированного нормально к границе раздела сред с разными электрическими и магнитными свойствами.

Предположим, что около границы раздела сред нормально к ней находится элемент тока \dot{I}_1 . Примем, что длина l элемента тока существенно меньше размеров полеобразующей системы и длины волны электромагнитного (ЭМ) поля λ , т.е. $l \gg h$, $\lambda \gg h$.

Требуется найти распределение ЭМ поля, создаваемого данной полеобразующей системой.

Основная трудность при расчете поля заключается в необходимости удовлетворения решения задачи граничным условиям. В случае переменного ЭМ поля условия для векторов поля на границе раздела реальных сред записываются в следующем виде [3]:

$$\dot{E}_{\tau 1} = \dot{E}_{\tau 2}, \quad \tilde{\varepsilon}_{a1} \dot{E}_{n1} = \tilde{\varepsilon}_{a2} \dot{E}_{n2}, \quad (1)$$

$$\dot{H}_{\tau 1} = \dot{H}_{\tau 2}, \quad \mu_{a1} \dot{H}_{n1} = \mu_{a2} \dot{H}_{n2}. \quad (2)$$

Поле, создаваемое переменным током, протекающим по отрезку провода, аналогично полю элементарного электрического вибратора (диполя) [4]:

$$\dot{H}_{\varphi} = -\frac{\dot{I}_{\vartheta} e^{-i\gamma r} l \sin\Theta}{4\pi r^2} (1 + i\gamma r), \quad \dot{E}_r = \frac{\dot{I}_{\vartheta} e^{-i\gamma r} l \cos\Theta}{i\omega \tilde{\varepsilon}_a 2\pi r^3} (1 + i\gamma r), \quad \dot{E}_{\Theta} = \frac{\dot{I}_{\vartheta} e^{-i\gamma r} l \sin\Theta}{i\omega \tilde{\varepsilon}_a 4\pi r^3} (1 + i\gamma r - \gamma^2 r^2).$$

где $\gamma = \omega \sqrt{\mu_a \tilde{\varepsilon}_a}$ – комплексный коэффициент распространения, r – расстояние до точки наблюдения, \dot{I}_{ϑ} – сила электрического тока, $\tilde{\varepsilon}_a = \varepsilon_a - i\gamma_{\vartheta}/\omega$ – комплексная абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, μ_a – абсолютная магнитная проницаемость среды, γ_{ϑ} – удельная электропроводность, ω – круговая частота колебаний.

Решим задачу в сферической системе координат. Результирующая напряженность электрического поля в данном случае выражается, как [1]

$$\dot{E} = \frac{\dot{I}_{\vartheta} e^{-i\gamma r} l \sin\Theta}{i\omega \tilde{\varepsilon}_a 4\pi r^3} \sqrt{4 \operatorname{ctg}^2 \Theta (1 + i\gamma r)^2 + (1 + i\gamma r - \gamma^2 r^2)^2}.$$

Как следствие, отношение электрической компоненты поля к магнитной

$$\dot{W} = \frac{\dot{E}}{\dot{H}_\varphi} = \frac{\sqrt{4 \operatorname{ctg}^2 \Theta (1 + i\gamma r)^2 + (1 + i\gamma r - \gamma^2 r^2)^2}}{i\omega \tilde{\varepsilon}_a r (1 + i\gamma r)}. \quad (3)$$

Из условия равенства тангенциальных составляющих $\dot{\mathbf{H}}$ на границе раздела сред (2) имеем первое соотношение:

$$\dot{E}(\dot{I}_1)/\dot{W}_1 - \dot{E}(\dot{I}_2)/\dot{W}_1 = \dot{E}(\dot{I}_3)/\dot{W}_2. \quad (4)$$

Вторую связь получим из условия равенства тангенциальных составляющих $\dot{\mathbf{E}}$ на границе раздела:

$$[-\dot{E}(\dot{I}_1) - \dot{E}(\dot{I}_2)] \cos \alpha = -\dot{E}(\dot{I}_3) \cos \alpha_3. \quad (5)$$

Выражения (4), (5) позволяют получить зависимость между электрическими полями заданного тока \dot{I}_1 и фиктивных токов \dot{I}_2, \dot{I}_3 :

$$\dot{E}(\dot{I}_2) = -\frac{\dot{W}_1 \cos \alpha - \dot{W}_2 \cos \alpha_3}{\dot{W}_1 \cos \alpha + \dot{W}_2 \cos \alpha_3} \dot{E}(\dot{I}_1), \quad (6)$$

$$\dot{E}(\dot{I}_3) = -\frac{2\dot{W}_2 \cos \alpha}{\dot{W}_1 \cos \alpha + \dot{W}_2 \cos \alpha_3} \dot{E}(\dot{I}_1). \quad (7)$$

Из (6), (7) следует:

$$\dot{I}_2 = -\frac{\dot{W}_1 \cos \alpha - \dot{W}_2 \cos \alpha_3}{\dot{W}_1 \cos \alpha + \dot{W}_2 \cos \alpha_3} \dot{I}_1; \quad (8)$$

$$\dot{I}_3 = -\frac{2\dot{W}_2 \cos \alpha}{\dot{W}_1 \cos \alpha + \dot{W}_2 \cos \alpha_3} \frac{\gamma_1^2}{\gamma_2^2} \frac{\sin \Theta}{\sin \Theta_3} \dot{I}_1. \quad (9)$$

Кроме того из (4) и (5) следует:

$$r_3 = (\dot{\gamma}_1 / \dot{\gamma}_2) r. \quad (10)$$

Угол α есть функция от углов Θ и β : $\alpha = \Theta - \beta$ и $\sin \alpha = \sin(\Theta - \beta) = \sin \Theta \cos \beta - \cos \Theta \sin \beta$, где

$$\beta = \operatorname{arctg} \frac{E_r}{E_\Theta} = \operatorname{arctg} \frac{2 \operatorname{ctg} \Theta (1 + j\gamma r)}{1 + j\gamma r - \gamma^2 r^2}.$$

Выполняя элементарные преобразования, получим:

$$\sin \alpha = \frac{\sin \Theta (1 + j\gamma r + \gamma^2 r^2) - \cos \Theta (2 \operatorname{ctg} \Theta (1 + j\gamma r))}{\sqrt{(1 + j\gamma r + \gamma^2 r^2)^2 + (2 \operatorname{ctg} \Theta (1 + j\gamma r))^2}}. \quad (11)$$

Найдем теперь Θ_3 . Для этого составим уравнение на границе раздела сред для нормальных компонент вектора $\dot{\mathbf{E}}$:

$$\begin{aligned} & \tilde{\varepsilon}_{a1} E_{\Theta} (\dot{I}_1) \sin \Theta - \tilde{\varepsilon}_{a1} E_r (\dot{I}_1) \cos \Theta - \tilde{\varepsilon}_{a1} E_{\Theta} (\dot{I}_2) \sin \Theta + \tilde{\varepsilon}_{a1} E_r (\dot{I}_2) \cos \Theta = \\ & = \tilde{\varepsilon}_{a2} E_{\Theta} (\dot{I}_3) \sin \Theta_3 - \tilde{\varepsilon}_{a2} E_r (\dot{I}_3) \cos \Theta_3. \end{aligned}$$

После преобразований получим квадратное уравнение:

$$a \sin^2 \Theta_3 + b \sin \Theta_3 + c = 0, \quad (12)$$

$$\text{где } a = 3 + i3\gamma_1 r - \gamma_1^2 r^2; \quad b = -\left(\sin^2 \Theta (3 + i3\gamma_1 r - \gamma_1^2 r^2) - 2(1 + i\gamma_1 r)\right) \frac{\gamma_1}{\gamma_2 \sin \Theta}; \quad c = -2(1 + i\gamma_1 r).$$

Фиктивный ток \dot{I}_2 в геометрическом местоположении реального отрезка проводника будет создавать ЭМ поле и, как следствие, в проводе должен возникнуть ток проводимости. Электрический ток в проводе \dot{I}_1 определится, таким образом, как сумма заданного стороннего тока \dot{I}_c и неизвестного тока проводимости \dot{I}_n :

$$\dot{I}_1 = \dot{I}_c + \dot{I}_n. \quad (13)$$

Ток проводимости $I_n = \int_S \delta dS$, где δ – плотность тока, S – площадь сечения провода. Плот-

ность тока проводимости, в свою очередь: $\delta = \gamma E$. Последнее в силу (1) и при $\Theta = 0$, $r = 2h$ с учетом (6) запишется следующим образом:

$$\delta = -\gamma \frac{\dot{W}_1 \cos \alpha - \dot{W}_2 \cos \alpha_3}{\dot{W}_1 \cos \alpha + \dot{W}_2 \cos \alpha_3} \dot{I}_1 \frac{e^{-i\gamma_1 2h l}}{i\omega \tilde{\varepsilon}_{a1} 2\pi(2h)^3} (1 + i\gamma_1 2h). \quad (14)$$

Далее найдем Θ_3 при $\Theta = 0$. Для этого запишем (12) в следующем виде:

$$\left(3 + i3\gamma_1 r - \gamma_1^2 r^2\right) \sin^2 \Theta_3 - \left(\sin^2 \Theta (3 + i3\gamma_1 r - \gamma_1^2 r^2) - 2(1 + i\gamma_1 r)\right) \frac{\gamma_1}{\gamma_2 \sin \Theta} \sin \Theta_3 - 2(1 + i\gamma_1 r) = 0.$$

Умножив левую и правую части на $\sin \Theta$ и приняв $\Theta = 0$, получим что $\Theta_3 = \Theta = 0$. Имея в виду (3) и (11), найдем произведение $W \cos \alpha$:

$$W \cos \alpha = \frac{\sqrt{4 \operatorname{ctg}^2 \Theta (1 + i\gamma r)^2 + (1 + i\gamma r - \gamma^2 r^2)^2}}{i\omega \tilde{\varepsilon}_a r (1 + i\gamma r)} \times \sqrt{1 - \frac{(\sin \Theta (1 + j\gamma r + \gamma^2 r^2) - \cos \Theta (2 \operatorname{ctg} \Theta (1 + j\gamma r)))^2}{(1 + j\gamma r + \gamma^2 r^2)^2 + (2 \operatorname{ctg} \Theta (1 + j\gamma r))^2}}.$$

Умножая далее левую и правую части полученного выражения на $\sin \Theta$ и принимая $\Theta = 0$, после преобразований получим: $\sin \Theta W \cos \alpha = 2 / i\omega \tilde{\varepsilon}_a r$. В результате, зависимость для плотности тока (14) переписется следующим образом:

$$\delta = -\gamma_{\text{np}} \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2} \dot{I}_1 \frac{e^{-i\gamma_1 2h l}}{i\omega \tilde{\varepsilon}_{a1} 2\pi(2h)^3} (1 + i\gamma_1 2h),$$

где $W_1 = \sqrt{\mu_{a1} / \tilde{\varepsilon}_{a1}}$, $W_2 = \sqrt{\mu_{a2} / \tilde{\varepsilon}_{a2}}$. Подставляя далее полученное выражение в (13) и принимая плотность тока постоянной по сечению провода, найдем:

$$i_1 = i_c / \left[1 + \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2} \frac{\gamma_3^{np} Se^{-i\gamma_1 2h_l}}{i\omega \tilde{\epsilon}_{a1} 2\pi(2h)^3} (1 + i\gamma_1 2h) \right]^{-1}. \quad (15)$$

Из (8) – (10), (11), (15) для конкретных точек на границе раздела сред найдем $\dot{I}_1, \dot{I}_2, \dot{I}_3, r_3$ и $\dot{\Theta}_3$. Интенсивность ЭМ поля в любой точке пространства получим, экстраполируя решение для границы раздела сред (как, собственно, и принято в методе зеркальных изображений). Картины поля, полученные в результате расчета, приведены на рис. 1, 2.

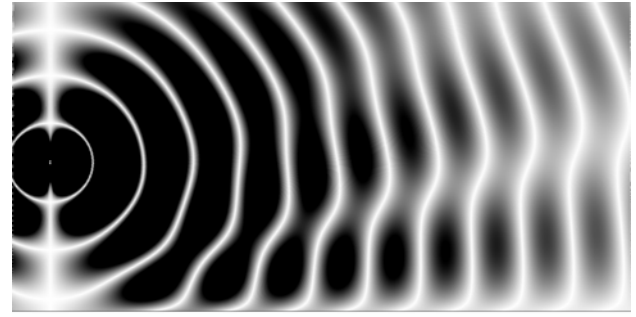
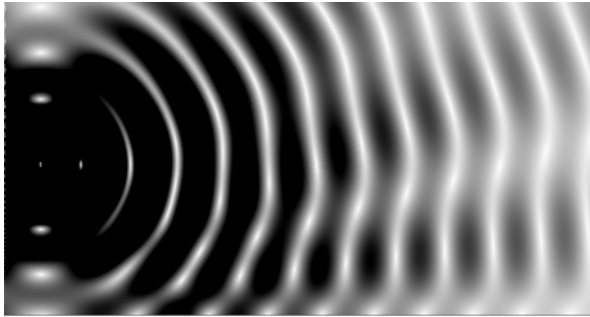


Рис. 1. Результаты расчета: мгновенные значения $\dot{\mathbf{E}}$

Рис. 2. Результаты расчета: мгновенные значения $\dot{\mathbf{H}}$

В заключение, в работе дано решение задачи вычисления ЭМ поля, создаваемого линейным участком проводника с переменным током, ориентированным нормально к полупроводящей плоскости, с помощью специальной модификации метода зеркальных изображений. Предложенный подход расширяет класс задач электродинамики, для которых могут быть получены точные решения. Результаты могут быть полезными при исследовании структуры и интенсивности, а также практических расчетах ЭМ поля вблизи проводящих и полупроводящих объектов сложной конфигурации, когда необходимо анализировать и учитывать суммарную картину, представляющую собой суперпозицию поля источника и поля, являющегося результатом дифракции на соответствующем объекте [5].

Литература

1. Белашов В.Ю., Дмитриев И.А., Килеев А.И. Вычисление ЭМ поля, создаваемого линейным участком проводника с переменным током над полупроводящей плоскостью. Изв. вузов. Проблемы энергетики, 2009. № 7-8. С. 82-93.
2. Белашов В.Ю., Дмитриев И.А., Килеев А.И. Точное решение задачи вычисления ЭМ поля линейного переменного тока над полупроводящей плоскостью. Изв. вузов. Проблемы энергетики, 2009. № 9-10. С. 71-81.
3. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. М.: Высшая школа, 1973. 752 с.
4. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1978. 544 с.
5. Белашов В.Ю. Дифракция низкочастотного электромагнитного поля на симметричных проводящих объектах. Изв. вузов. Проблемы энергетики, 2001. № 5-6. С. 66-74.

АСИМПТОТИКА ФУНКЦИИ ВЛИЯНИЯ ДЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

НИИ радиофизики СПбГУ

Построены аналитические выражения для ближнего поля нити электрических диполей, расположенной вблизи ребра цилиндрической поверхности, выступающей из конечно проводящего полупространства. Изучены функция влияния и ее асимптотика, учитывающая наличие неоднородности для поля в дальней зоне. Поперечные размеры неоднородности полагаются малыми в масштабе длины волны.

Наличие вблизи излучателя границ неоднородности большой кривизны приводит к значительной зависимости величины поля от формы и электрических свойств неоднородности [1-5]. В условиях квазистатики решение уравнений Максвелла для некоторых форм неоднородности можно построить в замкнутом аналитическом виде, позволяющем проанализировать зависимость величины поля от характерных свойств неоднородности. Для нити электрических диполей, расположенной на вершине цилиндрической неоднородности, решение построено в [4-5] с учетом конечной проводимости неоднородности и полупространства. В ближней зоне источника поле исследовано в зависимости от электрических и геометрических свойств неоднородности.

В настоящей работе изучается поле нити электрических диполей, размещенной на полупространстве вблизи ребра цилиндрической неоднородности, поверхность которой наклонена к поверхности нижнего полупространства под углом β . Область вблизи ребра является, как известно [6], сингулярной зоной, и зависимость поля от близости источника к ребру представляет интерес для исследования эффективности излучателя при наличии неоднородности. Помимо вертикальной компоненты поля изучается функция влияния цилиндрической неоднородности, асимптотика которой определяет влияние неоднородности на поле в дальней зоне. Величина асимптотики может быть включена в определение эквивалентного дипольного момента источника, для которого можно ставить задачу определения поля в дальней зоне источника в отсутствие неоднородности.

Поле в ближней зоне источника может быть построено, как и в [4-5], при помощи решения электростатической задачи для потенциала, удовлетворяющего уравнению Пуассона и граничным условиям непрерывности тангенциальной компоненты поля и нормальной компоненты вектора электрической индукции. Используя дробно-линейное преобразование, область с криволинейной границей раздела на плоскости (ρ, t) преобразуется в сектор с линейными границами на плоскости конформных переменных (r, θ) . Для плотности индуцированных зарядов на границах раздела сред используется преобразование Меллина для перехода от интегральных уравнений к алгебраическим. В результате для дипольных моментов источников, направленных параллельно или перпендикулярно нижнему полупространству (нитей ГЭД или ВЭД соответственно) вертикальные компоненты поля на поверхности нижнего полупространства ($\theta = 0$) представляются в виде интегралов на плоскости комплексного переменного

$$E_t^{VED} = \frac{P_0}{2\varepsilon_1} \frac{4b^2}{(\rho_0^2 - b^2)} \frac{1}{\rho^2 - b^2} \frac{1}{2\pi i} \left\{ \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} v \left(\frac{r_0}{r} \right)^v \frac{\cos v(\pi - \theta_0)}{\sin v\pi} dv + \frac{1}{q_0} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} r^{-v} (\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_2) \frac{\sin v(\pi - \beta)}{\sin v\pi} dv \right\},$$

$$E_t^{HED} = \frac{P_0}{2\varepsilon_1} \frac{4b^2}{(\rho_0^2 - b^2)} \frac{1}{\rho^2 - b^2} \frac{1}{2\pi i} \left\{ \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} v \left(\frac{r_0}{r} \right)^v \frac{\sin v(\pi - \theta_0)}{\sin v\pi} dv + \frac{1}{q_0} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} vr^{-v} (\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_2) \frac{\sin v(\pi - \beta)}{\sin v\pi} dv \right\},$$

$$\bar{\sigma}_1(v) = \frac{-\alpha_1 q_0 r_0^v}{\Delta_\beta \sin v\pi} \left\{ \sin v(\pi - \theta_0) [\sin^2 v\pi + \alpha_2 \alpha_3 \sin^2 v\beta] + \alpha_2 \sin v(\pi - \beta) [\sin v\pi \sin v(\pi - \beta + \theta_0) - \alpha_3 \sin v\theta_0 \sin v\beta] \right\},$$

$$\bar{\sigma}_2(v) = \frac{\alpha_2 q_0 r_0^v}{\Delta_\beta} \left\{ \sin v\pi \sin v(\pi - \beta + \theta_0) - \alpha_1 \sin v(\pi - \theta_0) \sin v(\pi - \beta) - \alpha_3 \sin v\theta_0 \sin v\beta \right\},$$

$$\Delta_\beta = \sin^2 v\pi + \alpha_1 \alpha_2 \sin^2 v(\pi - \beta) + \alpha_2 \alpha_3 \sin^2 v\beta, \quad \alpha_1 = \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_1}{\varepsilon_3 + \varepsilon_1}, \quad \alpha_2 = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}, \quad \alpha_3 = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_3}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3}.$$

В результате вычисления интегралов для $\beta = \pi/2$ по теореме о вычетах в правой полуплоскости v (для $r_0 < r$) в полюсах $v_m = 2m$ и $v_m^\pm = 2m + 1 \pm v_0$ и дальнейшего суммирования полученных рядов, после перехода к исходным физическим переменным придем к следующим выражениям для поля нитей ВЭД и ГЭД на поверхности нижнего полупространства

$$E_{t,\pi/2}^{VED} = \frac{P_0}{2\pi\varepsilon_1} \frac{1+\alpha_1}{(\rho-b)^2} \frac{4b^2}{(\rho_0+b)^2} \frac{2}{1-X^2} \left[\frac{X}{1-X^2} \Omega_{\pi/2}^{V_1} + \Omega_{\pi/2}^{V_2} F_{\pi/2}^{VED} \right], \quad E_{t,\pi/2}^{HED} = \frac{P_0}{2\pi\varepsilon_1} \frac{1+\alpha_1}{(\rho-b)^2} \frac{4b^2}{(\rho_0+b)^2} \frac{2}{1-X^2} \Omega_{\pi/2}^H F_{\pi/2}^{HED},$$

$$F_{\pi/2}^{VED} = \frac{1+X^2}{1-X^2} \text{ch}(v_0 \ln X) + v_0 \text{sh}(v_0 \ln X), \quad F_{\pi/2}^{HED} = \frac{1+X^2}{1-X^2} \text{sh}(v_0 \ln X) + v_0 \text{ch}(v_0 \ln X).$$

Здесь $X = \frac{\rho_0 - b}{\rho_0 + b} \frac{\rho + b}{\rho - b}$, $v_0 = \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{\gamma}{2}$, $\Omega_{1,\pi/2}^V = 2 \frac{2 - \alpha_2 + \alpha_2 \alpha_3}{4 + \alpha_1 \alpha_2 + \alpha_2 \alpha_3}$, $\Omega_{2,\pi/2}^V = \frac{2 + \alpha_2 + \alpha_1 \alpha_2}{4 + \alpha_1 \alpha_2 + \alpha_2 \alpha_3}$,

$$\Omega_{\pi/2}^H = \frac{\alpha_2(1-\alpha_1)}{\gamma \sqrt{4 + \alpha_1 \alpha_2 + \alpha_2 \alpha_3}}, \quad \gamma^2 = -\alpha_2(\alpha_1 + \alpha_3). \quad \text{Функции } F^{VED,HED}, \text{ описывающие особенность}$$

поведения поля вблизи ребра, будем называть функциями сингулярности. Для углов наклона $\beta = \pi/3, 2\pi/3$ вычисление интеграла в полюсах $v_m = 3m$ и $v_m^\pm = 3m + \frac{3}{2} \pm v_0^i$, где

$$v_0^i = \frac{3}{\pi} \arcsin \frac{\sqrt{1+y_i}}{2} \quad \text{и} \quad y_i - \text{ корень уравнения } \Delta_\beta = 0 \quad (\Delta_{\pi/3} = y^2 + \alpha_1 \alpha_2 y + \alpha_2(\alpha_1 + \alpha_3),$$

$\Delta_{2\pi/3} = y^2 + \alpha_2 \alpha_3 y + \alpha_2(\alpha_1 + \alpha_3)$), приведет к выражениям

$$E_{t,\beta}^{VED} = \frac{P_0}{2\pi\varepsilon_1} \frac{1+\alpha_1}{(\rho-b)^2} \frac{4b^2}{(\rho_0+b)^2} \frac{3X^{1/2}}{1-X^3} \left[\frac{3X^{3/2}}{1-X^3} \Omega_{1,\beta}^V + \sum_{i=1}^2 \Omega_{\beta}^{iV} F_{\beta}^{iVED} \right], \quad E_{t,\beta}^{HED} = -\frac{P_0}{2\pi\varepsilon_1} \frac{1+\alpha_1}{(\rho-b)^2} \frac{4b^2}{(\rho_0+b)^2} \frac{3X^{1/2}}{1-X^3} \sum_{i=1}^2 \Omega_{\beta}^{iH} F_{\beta}^{iHED},$$

$$F_{\beta}^{iVED} = \frac{3}{2} \frac{1+X^3}{1-X^3} \text{ch}(v_0^i \ln X) + v_0^i \text{sh}(v_0^i \ln X), \quad F_{\beta}^{iHED} = \frac{3}{2} \frac{1+X^3}{1-X^3} \text{sh}(v_0^i \ln X) + v_0^i \text{ch}(v_0^i \ln X), \quad \text{где}$$

$$\Omega_{1,\pi/3}^V = \frac{3-2\alpha_2+\alpha_2\alpha_3}{9+4\alpha_1\alpha_2+\alpha_2\alpha_3}, \quad \Omega_{\pi/3}^{iV} = \frac{1}{3-y_i} \frac{y_i(2+\alpha_2+\alpha_1\alpha_2)-\alpha_2(1-\alpha_1)}{2y_i+\alpha_1\alpha_2}, \quad \Omega_{\pi/3}^{iH} = \frac{\alpha_2(1-\alpha_1)}{(2y_i+\alpha_1\alpha_2)\sqrt{3-y_i}\sqrt{1+y_i}},$$

$$\Omega_{1,2\pi/3}^V = \frac{3-\alpha_2+2\alpha_2\alpha_3}{9+4\alpha_2\alpha_3+\alpha_1\alpha_2}, \quad \Omega_{2\pi/3}^{iV} = \frac{1}{3-y_i} \frac{2y_i+\alpha_2(1+\alpha_1+2\alpha_3)}{2y_i+\alpha_2\alpha_3}, \quad \Omega_{2\pi/3}^{iH} = \frac{\alpha_2(1-\alpha_1)}{(2y_i+\alpha_2\alpha_3)\sqrt{3-y_i}\sqrt{1+y_i}}.$$

Приведенные выражения отличаются от поля нити дипольных источников, расположенной на вершине цилиндрической поверхности, наличием зависимости от положения нити источников, которую мы изучим для функции влияния.

Определим функцию влияния f таким образом, чтобы в отсутствие пограничных поверхностей ее значение обращалось в единицу $E_t = \frac{P_0}{2\pi\varepsilon_1} \frac{1}{\rho^2} f$. Рассмотрим асимптотику

функции влияния f^0 при $\rho \gg b$ и определим эквивалентный дипольный момент источника в виде $\tilde{P}_0 = P_0 f^0$. Для эквивалентного дипольного момента источника \tilde{P}^0 можно ставить

задачу определения поля в дальней зоне в отсутствие неоднородности, влияние которой уже учтено в \tilde{P}^0 .

Перейдем к предельному значению переменной X , которая становится равной $X = \frac{1-x_0}{1+x_0}(1+O(b/\rho))$, где $x_0 = \frac{b}{\rho_0}$. Используя предельное значение X , получим асимптотику функции влияния для полуцилиндра в виде

$$f_{\pi/2}^{0,VED} = (1+\alpha_1) \left[\frac{1-x_0^2}{2} \Omega_{1,\pi/2}^V + \Omega_{2,\pi/2}^V F_{\pi/2}^{VED} \right] [1+O(b/\rho)], \quad f_{\pi/2}^{0,HED} = (1+\alpha_1) \Omega_{\pi/2}^H F_{\pi/2}^{HED} [1+O(b/\rho)],$$

$$F_{\pi/2}^{VED} = \left[(1+x_0^2) \operatorname{ch} \left(\nu_0 \ln \frac{1-x_0}{1+x_0} \right) + 2\nu_0 x_0 \operatorname{sh} \left(\nu_0 \ln \frac{1-x_0}{1+x_0} \right) \right] [1+O(b/\rho)].$$

Для углов наклона $\beta = \pi/3, 2\pi/3$ асимптотика функции влияния имеет вид

$$f_{\beta}^{0,VED} = (1+\alpha_1) \left[9 \left(\frac{1-x_0^2}{3+x_0^2} \right)^2 \Omega_{1,\beta}^V + 3 \frac{\sqrt{1-x_0^2}}{3+x_0^2} \sum_{i=1}^2 \Omega_{\beta}^{iV} F_{\beta}^{iVED} \right] [1+O(b/\rho)], \quad f_{\beta}^{0,HED} = \left[(1+\alpha_1) 3 \frac{\sqrt{1-x_0^2}}{3+x_0^2} \sum_{i=1}^2 \Omega_{\beta}^{iH} F_{\beta}^{iHED} \right] [1+O(b/\rho)],$$

$$F_{\beta}^{iVED} = \left[3 \frac{1+3x_0^2}{3+x_0^2} \operatorname{ch} \left(\nu_{0,\beta}^i \ln \frac{1-x_0}{1+x_0} \right) + 2\nu_{0,\beta}^i x_0 \operatorname{sh} \left(\nu_{0,\beta}^i \ln \frac{1-x_0}{1+x_0} \right) \right] [1+O(b/\rho)].$$

Функции сингулярности F для нити ГЭД отличаются от F для нити ВЭД заменой гиперболических функций $\operatorname{ch} \Leftrightarrow \operatorname{sh}$.

Зависимость асимптотики функции влияния от близости излучателя к ребру цилиндрической поверхности с углом наклона $\beta = \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{3}, \frac{2\pi}{3}$ изображена на рисунках 1а,б,в

сплошными кривыми для нити ВЭД и штриховыми - для нити ГЭД. Рассмотрены четыре ситуации соотношения электрических свойств неоднородности и нижнего полупространства, для которых соответствующим кривым на рисунках присвоены два индекса **ee**, **em**, **me**, **mm**. Первый индекс характеризует свойства среды неоднородности, второй – свойства нижнего полупространства. Обозначение **ee** соответствует случаю, в котором обе среды имеют одинаковую диэлектрическую проницаемость, принятую в расчетах равной $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = (5,0.18)$. Обозначение **em** соответствует конечному значению ε_2 и $\varepsilon_3 = \infty$ и т. д.. Из представленных на рисунках результатов следует, что при приближении нити к ребру наибольшее значение асимптотика функции влияния имеет в ситуации **me**, с «металлическими» свойствами неоднородности. При этом с ростом высоты цилиндрической неоднородности величина асимптотики для нити ВЭД монотонно возрастает, а для нити ГЭД имеет немонотонную зависимость, принимая наибольшее значение для $\beta = \frac{\pi}{2}$. В случае **me**

для цилиндрической поверхности с углом наклона $\beta \geq \frac{\pi}{2}$ (рис.1а, 1в) величина асимптотики

для нити ГЭД может быть больше, чем для нити ВЭД. Таким образом, размещение нити диполей на конечно проводящем полупространстве вблизи ребра цилиндрической поверхности наиболее эффективно в случае неоднородности с «металлическими» свойствами (**me**).

При расположении нити диполей на вершине цилиндрической неоднородности [5] получим асимптотики функций влияния в виде

$$f_{\pi/2}^{0,VED} = (1+\alpha_1) \left[1 - \alpha_2 + \frac{\Omega}{1-\gamma^2/4} \left(1 - \frac{2\nu_0}{\gamma} \right) \right] [1+O(a^2/\rho^2)], \quad f_{\pi/2}^{0,HED} = (1+\alpha_1) \frac{1+\alpha_2}{\sqrt{1-\gamma^2/4}} (1-\nu_0^2) [1+O(a^2/\rho^2)].$$

$$f_{\pi/3}^{0,VED} = (1+\alpha_1) \left[\frac{9}{8} \tilde{\Omega} - \frac{3}{2} \sum_{i=1}^2 \nu_{0,\pi/3}^i \frac{4\Omega - y_i(1-\alpha_2)(1+\alpha_1\alpha_2)}{\sqrt{1+y_i(3-y_i)(2y_i+\alpha_1\alpha_2)}} \right], \quad f_{\pi/3}^{0,HED} = (1+\alpha_1)(1+\alpha_2) \frac{9\sqrt{3}}{8} \left[\sum_{i=1}^2 \frac{y_i \left(1 - \frac{4}{9} \nu_{0,\pi/3}^i \right)}{\sqrt{3-y_i(2y_i+\alpha_1\alpha_2)}} \right].$$

$$f_{2\pi/3}^{0,VED} = -(1+\alpha_1) \frac{11}{8} \Omega_{2\pi/3}^V \left[1 + \frac{16}{11} \sum_{i=1}^2 \left(1 - \frac{3}{4} v_{0,2\pi/3}^{i^2} \right) \right], \quad f_{2\pi/3}^{0,HED} = -\frac{9\sqrt{3}}{4} (1+\alpha_1)(1+\alpha_2) \left[\sum_{i=1}^2 \frac{y_i}{\sqrt{1+y_i}} \frac{v_{0,2\pi/3}^i \left(1 - \frac{4}{9} v_{0,2\pi/3}^{i^2} \right)}{\sqrt{3-y_i} (2y_i + \alpha_1 \alpha_2)} \right],$$

Для четырех ситуаций соотношения электрических свойств цилиндрической неоднородности и нижнего полупространства **ee**, **em**, **me**, **mm** асимптотики функции влияния нанесены штрих - пунктирными прямыми на рис. 1а,б,в (верхняя группа прямых для нити ВЭД, нижняя – для нити ГЭД). Как следует из рис.1, асимптотика для нити ГЭД в ситуациях **ee**, **em** значительно уступает по величине (в 6-7 раз) асимптотике для нити ВЭД. В случае **mm** наибольшую величину имеет асимптотика для нити ВЭД, размещенной на вершине цилиндрической неоднородности наибольшей высоты (штрихпунктирная кривая **mm**, рис.1б). Таким образом, при «металлических» свойствах неоднородности и полупространства наиболее эффективно размещение нити ВЭД на вершине цилиндрической неоднородности. В ситуации **me** более эффективно размещение нитей ВЭД и ГЭД вблизи ребра неоднородности.

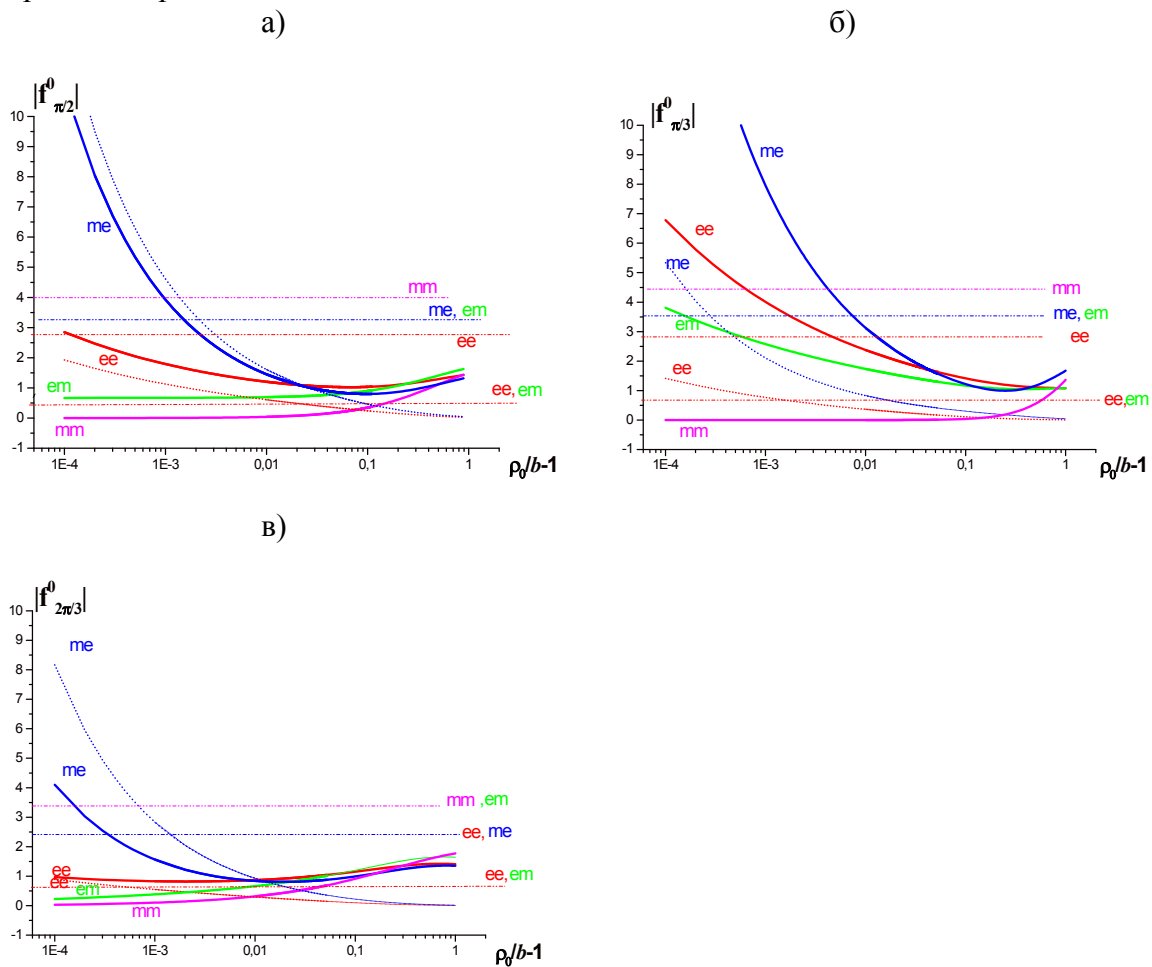


Рис.1. Асимптотика функции влияния в зависимости от удаления источника от ребра

Литература

1. Козина О.Г., Макаров Г.И. // Вестн. СПб. ун-та. Сер. 4. Физика. Химия. 1997. № 4. С. 14.
2. Бичуцкая Т.И., Макаров Г.И. // РЭ. 2002. Т. 47. № 9. С. 1059.
3. Бичуцкая Т.И., Макаров Г.И. // РЭ. 2006. Т. 54. № 1. С. 45.
4. Бичуцкая Т.И., Макаров Г.И. // РЭ. 2010. Т. 55. № 5. С. 517.
5. Бичуцкая Т.И., Макаров Г.И. // РЭ. 2011. Т. 56. № 10. С. 1176.
6. Meixner J. // IEEE Trans. 1972. V. AP-20. № 4. P.442.

Ю.П.Галюк, М.А.Бисярин, Н.Ю.Заалов, Л.Н.Лутченко

КОМБИНИРОВАННЫЙ ЦИФРОВОЙ ПРИЕМНИК РАДИОНАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ ОНЧ И НЧ ДИАПАЗОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Санкт-Петербургский государственный университет

Сообщается о разработке цифрового приемника радионавигационных систем “Альфа” и Logan-C. Приводятся принципиальные технические решения, позволяющие объединить прием и обработку радиосигналов диапазона 11-15 кГц и 100 кГц в рамках единого приемного устройства при минимуме аналоговых элементов. Обсуждаются возможности использования комбинированного приемника для целей мониторинга состояния нижней ионосферы и детектирования крупномасштабных ионосферных возмущений.

Значительная чувствительность фазы и амплитуды электромагнитных волн ОНЧ диапазона к состоянию D-слоя ионосферы делает их естественным и надежным средством ионосферных исследований, формирования регулярной многофакторной эффективной модели нижней ионосферы, мониторинга ионосферы, обнаружения и идентификации крупномасштабных ионосферных возмущений типа внезапных ионосферных возмущений (ВИВ), солнечных протонных событий (СПС) и магнитных бурь (МБ). В диапазоне НЧ весьма чувствительной к высоте ионосферы является задержка отраженного от ионосферы импульса относительно земной волны. Постоянные наблюдения на сети контрольных пунктов позволяют выделить регулярные составляющие сезонных, суточных, широтных (и определяемых другими физическими факторами) вариаций электронной плотности и частоты соударений в пределах нижней ионосферы. Не менее важной является возможность с высокой степенью достоверности фиксировать начало крупномасштабных ионосферных возмущений и в режиме реального времени оповещать заинтересованных пользователей. Для выполнения названных функций представляется целесообразным иметь цифровой приемное устройство, разработанное на основе стандартных, серийных составных элементов. Необходимо также оснастить цифровой приемник комплексом программ как для первичной и вторичной обработки сигналов, так и для последующего решения задач оценки состояния ионосферы, детектирования и идентификации крупномасштабных ионосферных возмущений.

В настоящей работе описывается техническая реализация и программное обеспечение цифрового приемника ОНЧ-НЧ диапазонов, разработанного и применяющегося на кафедре радиофизики физического факультета Санкт-Петербургского государственного университета. В последнее время осуществлена его модернизация по сравнению с первоначальной версией [1,2]. Приемник приспособлен для работы по сигналам российской радионавигационной системы (РНС) ОНЧ диапазона «Альфа» и сигналам НЧ диапазона формата импульсно-фазовой РНС Logan-C. РНС «Альфа» включает в состав три станции, расположенные в районах Новосибирска, Краснодара и Хабаровска, излучение ведется в рамках определенной временной диаграммы на частотах 11,9, 12,6 и 14,9 кГц. Станции РНС типа Logan-С излучают амплитудно-модулированный сигнал с известной формой огибающей [3], приемник может быть настроен на работу по сигналам любой цепочки типа Logan-C. Приемник осуществляет первичную обработку принятых сигналов, определение амплитуды, фазы и доплеровского сдвига частоты ОНЧ сигналов, амплитуду и временной сдвиг НЧ сигналов, выполняет навигационные функции и осуществляет архивирование информации.

Образно говоря, описываемый программно-аппаратный комплекс не является отдельным изделием с точки зрения технических средств, это новая функция имеющегося оборудования. Основной особенностью цифрового приемного устройства является то, что традиционная обработка сигнала с помощью различного рода стандартных радиотехнических устройств (преобразователи частоты, фильтры, детекторы и т.п.) заменяется на цифровое преобразование временного ряда отсчетов. Упомянутые радиотехнические элементы реализуются в виде **цифровых** аналогов, тем самым, приемник превращается в виртуальный, находящийся в памяти персонального компьютера в виде набора подпрограмм обработки этого ряда отсчетов. Аналоговая часть сведена к предельному минимуму, она включает два элемента: фильтр и делитель частоты, вырабатывающий из высокостабильной синусоиды 5 МГц внешнего опорного генератора частоту квантования сигнала аналого-цифровым преобразователем (АЦП). Сигнал с антенны поступает на фильтр низких частот, после чего сразу же квантуется с помощью АЦП и далее поступает на шину данных персонального компьютера, в котором далее и производится выделение сигнала из шума и вся последующая обработка. Аппаратные средства включают в себя персональный компьютер, антенную систему, генератор опорной частоты и плату АЦП. Допустимо использовать любой современный компьютер типа IBM PC под операционной системой Windows (имеются версии программного обеспечения для Pentium 166 MMX под ОС Windows98, что позволяет, в принципе, задействовать списанную вычислительную технику). Антенная система представляет собой штырь высотой 4 м, включенный через буферный каскад для согласования с волновым сопротивлением фидера, соединяющего антенну с приемником. Главное требование к генератору опорной частоты – высокая стабильность, предпочтительно использование рубидиевого стандарта, применение кварцевого генератора со стабильностью порядка 10^{-7} , тем не менее, допустимо, однако это сильно усложнит обработку фазовых измерений. Плата АЦП – серийная, помещается в слот материнской платы компьютера, требуемые для работы драйверы поставляются с АЦП и устанавливаются в операционную систему.

Содержанием первичной обработки сигналов радионавигационной системы НЧ диапазона является определение амплитуды, фазы и частотного сдвига этих сигналов и оценка отношения сигнал-шум. Программный модуль, осуществляющий первичную обработку, состоит из блока инициализации цифрового приемного устройства, подпрограммы ввода-фильтрации, блока проверки частоты квантования, блока тестирования входного тракта, блока временной привязки диаграммы излучения, блока контроля частоты квантования, блока обнуления массивов сумматоров, блока оперативной установки режимов работы, блока суммирования синхронных детекторов, блока вывода на экран визуальной информации, блока записи результатов на магнитный носитель и блока выключения цифрового приемного устройства. Первичная обработка сигналов НЧ радионавигационной системы обеспечивает определение амплитуды и временной задержки импульса, для этого необходимо осуществить аналогичные действия, однако специфика РНС НЧ диапазона потребовала других технических решений, прежде всего, в алгоритме привязки диаграммы излучения.

Программное обеспечение приемника РНС «Альфа» работает под управлением ОС Windows и осуществляет вывод информации на дисплей в четыре окна, на рис.1 представлен вид экрана. Левое верхнее окно содержит карту, на которой отмечены передающие станции и приемник, а также нарисованы трассы распространения радиосигналов, показаны дневная и ночная области Земного шара. В правое верхнее окно выводятся временная диаграмма излучения и результаты первичной обработки сигналов: амплитуды, фазы и отношения сигнал-шум по всем сегментам диаграммы излучения. Правое нижнее окно содержит навигационную информацию, а также некоторые средства контроля работы программы и системы.

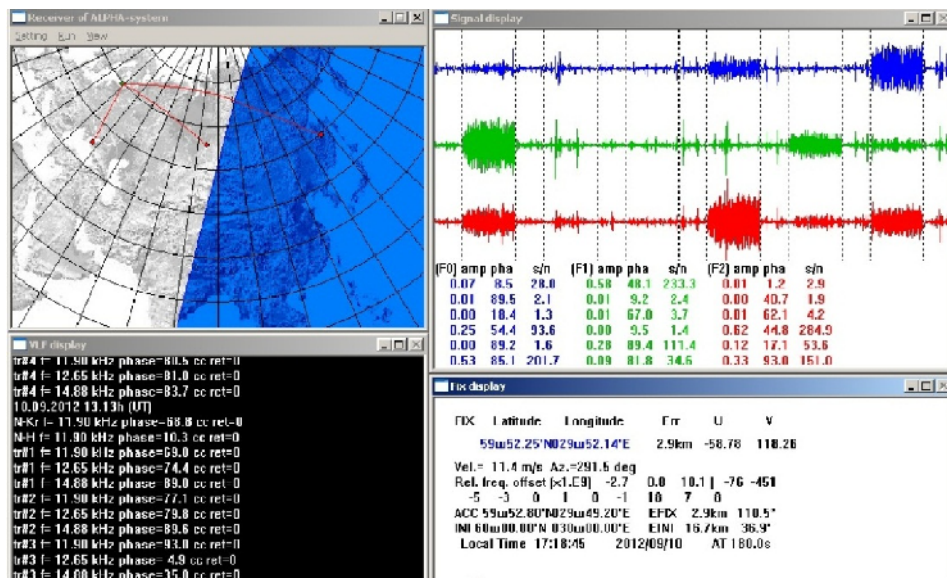


Рис.1. Вид экрана при приеме сигналов РНС «Альфа».

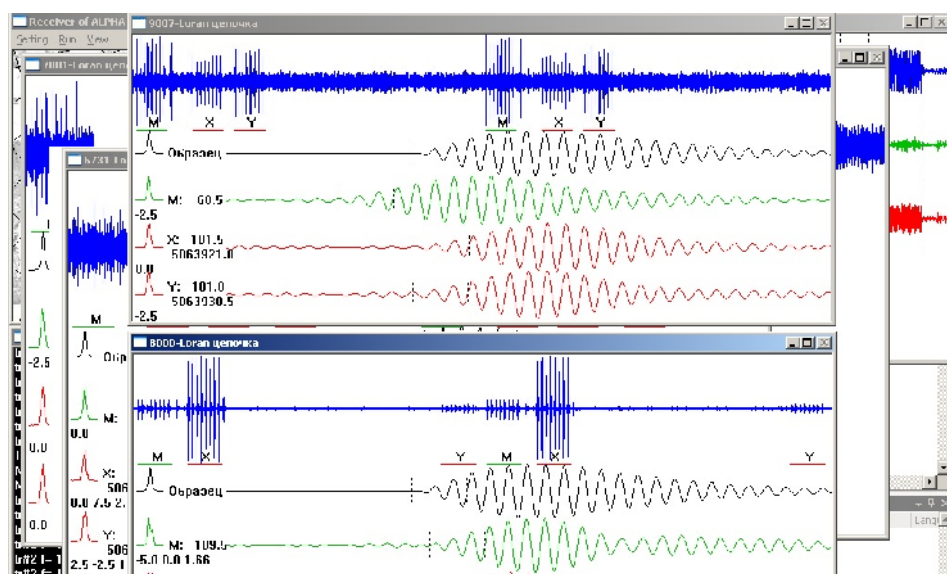


Рис.2. Вид экрана при приеме сигналов РНС Loran-C.

В левое нижнее окно выводится текущая информация, отражающая работу программного модуля вычисления поправок на распространение ОНЧ радиоволн. Теоретические основы и алгоритм программы изложены в [4], в программе использовано решение задачи о распространении ОНЧ радиоволн в волноводе Земля-ионосфера с учетом его продольной неоднородности, анизотропии и конечной проводимости подстилающей поверхности.

На рис.2 представлен вид экрана при работе приемника сигналов станций РНС типа Loran-C. Верхняя часть рисунка содержит временную диаграмму излучения, на нижней изображены формы принятых импульсов. На переднем плане представлены сигналы цепочек 8000 и 9007, а вообще на приемном пункте в Петергофе принимаются сигналы станции пяти европейских цепочек.

В процессе функционирования приемника постоянно пополняется архив измеренных

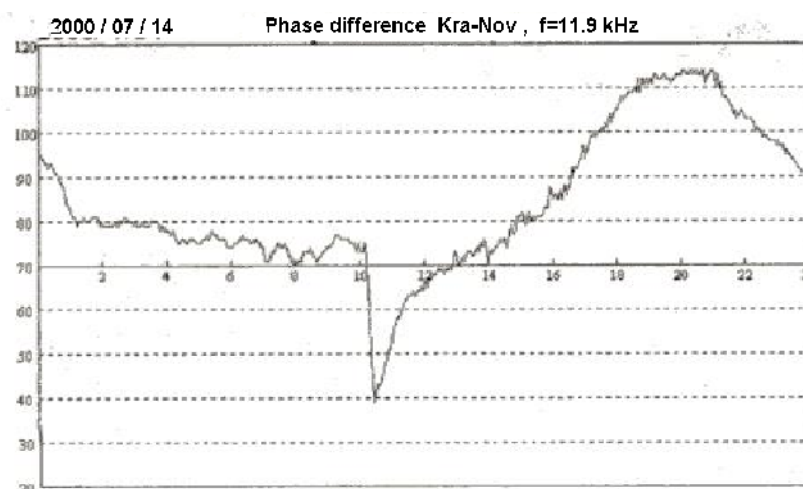


Рис.3. Пример регистрации ВИБ в разности фаз сигналов станций Краснодар-Новосибирск.

значений амплитуды, фазы, частотного сдвига и отношения сигнал-шум. Эти данные используются, в частности, для разработки алгоритмов детектирования и идентификации крупномасштабных ионосферных возмущений. Так, на рис.3 приведен пример разности фаз сигналов станций Краснодар – Новосибирск, записанной 14 июля 2000 г., здесь демонстрируется проявление внезапного ионосферного возмущения. Оно было инициировано мощной солнечной вспышкой, сопровождаемой всплеском рентгеновского излучения в диапазоне 1-8 Å, мощность излучения составила $\approx 6 \cdot 10^{-4}$ Вт/м², что на три порядка превышает фоновое излучение.

Временная задержка импульсных сигналов НЧ диапазона РНС Loran-C чувствительна к проводимости подстилающей поверхности. С другой стороны, время прихода отраженного от ионосферы сигнала заметно превосходит изменение задержки земной волны, что позволяет отделить эффекты изменения проводимости подстилающей поверхности от ионосферных. Соответствующие алгоритмы находятся в стадии разработки.

Работа выполнена в соответствии с Тематическим планом СПбГУ по темам 11.0.61.2010 и 11.37.28.2011.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.П.Галюк, М.А.Бисярин. Цифровой приемоиндикатор радионавигационной системы ALPHA// Третья Международная конференция и выставка «Планирование глобальной радионавигации». –М, 2000.
2. Yu.P.Galyuk, M.I.Belenky, M.A.Bisyrin. Digital receiver of a VLF radionavigation system// XVI European Frequency and Time Forum. Conference Proceedings. St.Petersburg, 2002.
3. The LORAN-C system of navigation. – Jansky and Bailey. A division of Atlantic Research Corporation, 1962.
4. L.N.Loutchenko, M.A.Bisyrin. Application of the normal wave method to calculations of VLF electromagnetic fields in the anisotropic two-dimensionally inhomogeneous Earth-ionosphere waveguide // International Journal of Geomagnetism and Aeronomy. 2007. Vol.7, №2.

Б.Ч. Доржиев, О.Н. Очиров, Б.В. Содномов

СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ ОСЛАБЛЯЮЩИХ СВОЙСТВ БЕРЕЗОВОГО ЛЕСА

Институт физического материаловедения СО РАН

Экспериментально исследованы ослабляющие свойства лиственного леса в случае сверхкороткоимпульсной радиолокации. Выявлены сезонные вариации коэффициента погонного ослабления при различных фенологических состояниях деревьев. Приведены оценки электрофизических параметров лесной среды для соответствующих сезонов.

В настоящей работе приводятся результаты сверхкороткоимпульсной радиолокации (СКИРЛ) лиственного леса, с использованием наносекундного радара трехсантиметрового диапазона. Характерными особенностями СКИРЛ является высокая разрешающая способность по дальности и эффект контрастности отражения от объектов. В работах [1,2] показана высокая проникающая способность короткоимпульсного излучения в лесную среду, что не характерно для традиционной радиолокации. Сочетание указанных особенностей открывает новые возможности радиолокации лесных сред. Одним из результатов зондирования леса является оценка ослабления, что, в свою очередь, позволяет оценить диэлектрические характеристики самой лесной среды и их сезонные вариации.

Экспериментальная часть работы выполнена с использованием измерительного комплекса на базе твердотельного наносекундного радара, разработанного в Институте сильноточной электроники СО РАН. Радар представляет собой радиолокационную систему в виде передвижного лабораторного макета для полевых исследований в области ближней приповерхностной локации. Длительность импульса составляет 10 нс, номинальная пиковая мощность – 40 Вт. Структура радара включает наносекундный приемопередатчик, опорно-поворотное устройство и параболическую антенну. В состав измерительного комплекса входят цифровой осциллограф TDS 1012 с блоком расширения TDS2CMA, ноутбук Siemens, коаксиальные кабели с нагрузкой 50 Ом для регистрации сигналов. Диаметр параболического зеркала антенны составляет 600 мм. Коэффициент усиления антенны – около 40 дБ, ширина диаграммы направленности по уровню 3 дБ равна 5°. Питание радара – от сети переменного тока напряжением 220 В ($\pm 10\%$), частота 50 Гц, потребляемая мощность не более 15 Вт. В полевых условиях в качестве источника питания использовался передвижной генератор CG-0.95.

При проведении эксперимента использован метод горизонтальной локации леса. Методика измерений состояла в следующем. Выбирался участок леса с относительно ровной границей «лес - открытое пространство». Радар устанавливался на расстоянии около 50 метров от границы леса и проводилось сканирование выбранного участка в пределах относительного азимута $\pm 13^\circ$ с шагом 3° при угле места 0° .

Березовый лес характеризуется следующими параметрами – средняя высота порядка 10-12 метров, средний диаметр стволов – 15-17 см. Необходимо отметить, что данный участок леса отличается неоднородностью. С краю поляны вдоль ручья проходит полоса березового леса с большой плотностью $\sim 0,2$ дер/м², затем идет участок разреженного леса и далее средняя плотность леса составляет $\sim 0,1$ дер/м². Отметим также наличие сильного подроста и кустарника, особенно с краю леса, что не учитывалось при определении плотности леса.

В случае короткоимпульсной локации леса излучение проходит сквозь массив леса и испытывает фоновое затухание. Для оценки коэффициента ослабления были проведены соответствующие измерения в разные сезоны года – весной (апрель 2010 г.), когда деревья стоят без листвы, летом (август 2011 г.), деревья в полной листве, и осенью (ноябрь 2011 г.), деревья без листвы.

Экспериментальные осциллограммы, полученные при весенних и летних измерениях, представлены на рисунке 1. Осциллограмма представляет график зависимости амплитуды

отраженного сигнала от времени его прихода в систему регистрации. Значения уровня отраженного сигнала отложены по вертикали, а по горизонтали – время прихода сигнала в пересчете на дальность. За аналитический сигнал принимается огибающая отраженных импульсных сигналов.

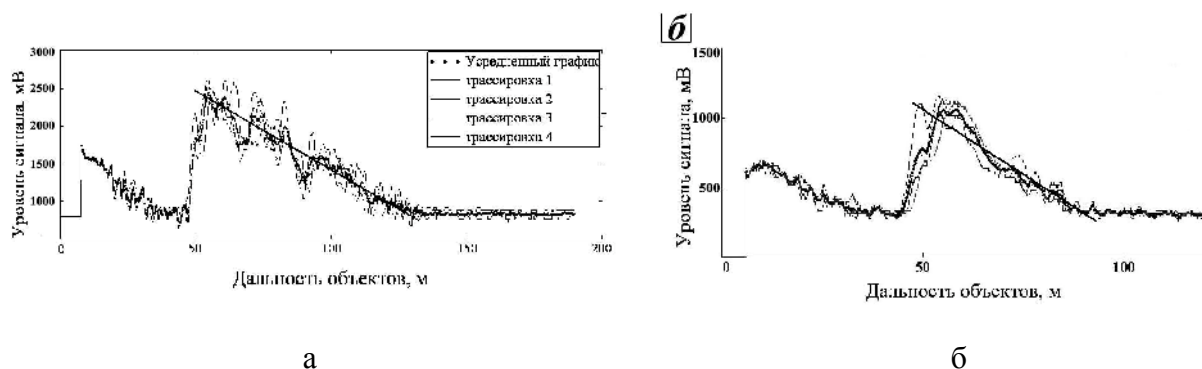


Рис. 1 – Экспериментальные осциллограммы: а – весенние измерения, б – летние измерения

Как видно из представленных графиков, амплитуда аналитического сигнала монотонно убывает с расстоянием. Отдельные пики на осциллограмме (рисунок 1а) соответствует отражениям от группы близкостоящих и отдельных деревьев. В то же время для летних измерений характер осциллограммы меняется и становится более сглаженным, что объясняется наличием листвы, а также подроста и кустарников, покрытых листвой (рисунок 1б). Также есть различие в глубине прохождения сигнала, причем в случае весенних измерений отраженные сигналы наблюдаются до расстояния порядка 130 метров, а для летних – до 80 метров. Оценку ослабления можно сделать, используя метод линейной аппроксимации выделенных участков осциллограмм для соответствующих расстояний. Заметим также, что на рисунке 1 приведены усредненные осциллограммы по четырем наиболее близко совпадающих осциллограмм, полученных при угловом сканировании леса. Такой подход позволяет считать участок леса более однородным. Расчетный коэффициент корреляции экспериментальных данных с линейной зависимостью составляет 0,8-0,9, что указывает на достаточно хорошую аппроксимацию. Для перевода уровня сигнала в уровень мощности входного сигнала A_x используем вольтваттную характеристику приемника.

При этом уровень мощности определяется как непосредственно графическим методом, так и из соотношения:

$$U=19,8A_x+2378,9 \quad (1)$$

где U – уровень сигнала.

Коэффициент погонного ослабления γ определяется как отношение разностей сигналов в дБ к соответствующим расстояниям. Оцененное таким образом значение γ для весеннего сезона равно 0,9 дБ/м, для летнего – 1,25 дБ/м. Отметим, что данные значения получены для наиболее закрытых трасс, то есть, оценено максимальное ослабление для данного участка леса. Коэффициент погонного ослабления рассчитывался для осеннего сезона по вышеописанной методике и составил 0,45 дБ/м.

Сезонные вариации коэффициента обратного рассеяния объясняются изменением водного режима деревьев, что определяет их диэлектрические характеристики, включая ветви, кору и т.п. В весенний период происходит увеличение влажности живой древесины, что особенно характерно для березы. Как показано в [3], период интенсивного соковыделения начинается с повышением среднесуточной температуры, а динамика выделения сока совпадает с колебаниями температуры в этот период. При этом длительность интенсивного соковыделения составляет 8-12 дней в зависимости от вида березы. Для более детального анализа сезонных вариаций коэффициента ослабления были проведены дополнительные измерения именно в этот период.

Дополнительно был проанализирован график суточных изменений температуры во время проведения измерений для оценки начала сокодвижения и периода интенсивного сокодвижения.

Обобщенные результаты всех измерений приведены в таблице 1. Здесь же приводятся дополнительные сведения по сокопродуктивности березы из [3] и величине транспирационного расхода влаги за сутки [4]. Хотя эти данные относятся к другому региону, сезонные изменения состояния деревьев характерны для всех регионов. Это дает основание в целом оценить сезонные вариации ослабляющих свойств березового леса.

Таблица 1.

Дата	Состояние леса	Коэффициент ослабления γ , дБ/м	Дополнительные сведения	
17.04.2012	Деревья без листвы (начало весеннего соковыделения)	0,44		Объем сока, мл. из [3]
20.04.2012	--/--	0,5	100-200	
23.04.2010	Фаза интенсивного соковыделения	0,9	600-800	
3.05.2012	Окончание интенсивного соковыделения	0,45	~200	
Май	Фаза набухания почек Фаза развертывания листьев «Зеленая дымка»		3,43	Потребление влаги q , л./сутки из [4]
Июнь	Рост листьев Полная листва		14,65	
Июль	Полная листва		17,21	
Август (20.08.2011)	Полная листва	1,25	17,34	
Сентябрь	Полная листва Пожелтение листьев Опад листвы		6,97	
Октябрь	Полный опад			
Ноябрь (4.11.11)	Деревья без листвы	0,45		

Как следует из приведенных данных, коэффициент ослабления имеет ярко выраженный сезонный ход и меняется в достаточно широких пределах. В состоянии покоя наблюдаются наименьшие значения γ порядка 0,4 дБ/м. С наступлением фазы весеннего сокодвижения, приводящей к изменению электрических параметров древесины, отмечается увеличение γ до 0,9 дБ/м, совпадающего с фазой интенсивного сокодвижения, и обратный спад до начальных значений. С началом роста листьев следует повторное увеличение ослабления сигнала за счет дополнительного поглощения волн непосредственного в самой листве. В это же время увеличивается потребление влаги березой, которое согласно [4] имеет четко выраженный сезонный ритм. Наибольшее потребление влаги происходит в три летних месяца, что объясняется фенологией развития листвы. В этот период ослабление сигнала максимально и согласно данным измерений составляет 1,25 дБ/м. В осеннее время происходит замедление жизнедеятельности деревьев, в сентябре листва начинает желтеть и полный опад происходит в октябре. Ноябрьские измерения показывают, что γ принимает опять начальные значения. Особый интерес представляет зимние значения ослабления, когда жизнедеятельность

деревьев на время прекращается. Планируется проведение соответствующих измерений после соответствующей подготовки. В этом случае можно оценить годичный цикл ослабления сигнала в лесной среде.

На основании экспериментальных данных возможна приближенная оценка эффективной проводимости леса в случае его представления в виде однородного слоя [5]:

$$\sigma, \text{ мСм/м} = \gamma_{\text{дБ/м}} \cdot n' / 1,2\pi l g e, \quad (2)$$

где n' - эффективный показатель преломления.

Лесной слой является полупрозрачной средой в радиодиапазоне. При этом показатель преломления такого слоя будет зависеть от степени его заполненности элементами растительности. Принимая наиболее типичные пределы изменения $n'=1,01$ для весеннего и осеннего сезонов, когда деревья стоят без листвы и $n'=1,1$ для летнего сезона (деревья в полной листве), можно получить соответствующие интервалы значений эффективной проводимости. Мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости при $\lambda = 3$ см оценивается как:

$$\varepsilon'' = 60\lambda\sigma, \quad (3)$$

где проводимость σ выражается в См/м.

Экспериментальные значения коэффициентов погонного ослабления, полученные для разных сезонов, и значения мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости приведены в таблице 2.

Таблица 2

Месяц	Состояние леса	γ , дБ/м	n'	σ , мСм/м	$\varepsilon'' \times 10^{-3}$
Апрель	Деревья без листвы	0,44	1,01	0,28	0,5
	Фаза весеннего сокодвижения	0,9	1,01	0,55	0,99
Август	Деревья в полной листве	1,25	1,1	0,97	1,75
Ноябрь	Деревья без листвы	0,45	1,01	0,28	0,5

Приведенные интервалы значений σ и ε'' могут служить для оценки сезонных вариаций электрических параметров березового леса, а также могут являться основой для анализа и развития электродинамических моделей.

Литература

1. Якубов В.П., Тельпуховский Е.Д., Цепелев Г.М. Импульсное зондирование лесного полога // Известия вузов. Физика. 2003. № 8, с.36-41.
2. Доржиев Б.Ч., Очиров О.Н., Базаров А.В. Экспериментальные результаты короткоимпульсной локации лесных сред // Журнал радиоэлектроники 2010, №10, с.486-500.
3. Николаева Н.Н., Новицкая ЛЛ. Особенности весенних фаз в развитии карельской березы // Лесоведение. 2006, №6, с.59-65.
4. Ефимова И.Н., Кайбияйнен Л.К. Сезонная динамика потоков пасоки и водопотребления березы повислой // Лесоведение 2001. №4, с.52-57.
5. Доржиев Б.Ч., Очиров О.Н. Определение эффективной проводимости леса в УКВ диапазоне // Известия вузов. Физика. 2010. № 11, с.3-8.

В.А. Егоров, Г.И.Макаров

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РАСТИТЕЛЬНОГО ПОКРОВА МЕТОДОМ УСРЕДНЕНИЯ СВОЙСТВ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ СРЕД ПРОПОРЦИОНАЛЬНО ИХ ОБЪЕМАМ

Физический факультет СПбГУ

Решена задача по определению относительной комплексной диэлектрической проницаемости растительного покрова методом усреднения электрических свойств двухкомпонентных сред пропорционально их объемам. Показано, что решение указанной задачи не зависит от электрических свойств подстилающей земной поверхности. Высказано предположение о возможности использования полученного решения не только в диапазонах ДВ и СВ, но и в метровых диапазонах УКВ, что подтверждено экспериментальными данными.

В последние годы была решена задача о влиянии растительного покрова на распространение вертикально-поляризованных электромагнитных волн в модели однородного слоя с эффективными значениями электрической проводимости σ_n и относительной диэлектрической проницаемости ε_n .

В случае, когда длина электромагнитной волны λ много больше высоты дерева h ($\lambda \gg h$), влияние последнего на распространение электромагнитных волн можно учитывать в модели вертикальной электрической антенны с емкостной нагрузкой, в которой земля и ветви дерева образуют пластины конденсатора, а ствол дерева эквивалентен сопротивлению, включенному между пластинами [1,2].

В работе [3] для случая статистически равномерно распределенных одинаковых деревьев на идеально проводящей плоскости, построено интегральное уравнение для полного поля внутри лесного массива, состоящего из первичного падающего поля, которое было бы в отсутствие деревьев, и суммарного поля, переизлученного деревьями. Там же приведено решение интегрального уравнения относительно полного поля внутри лесного массива и показано, что влияние растительного покрова на распространение электромагнитных волн как с учетом волновых процессов переизлучения, так и с учетом статических процессов переизлученного деревьями поля может быть учтено в модели однородного слоя с относительной эффективной комплексной диэлектрической проницаемостью ε'_n [4]

$$\varepsilon'_n = 1 + i \frac{\sigma_d}{\omega \varepsilon_0} \frac{S_{cm6}}{d^2}, \quad (1)$$

где σ_d - удельная электрическая проводимость древесины стволов деревьев, S_{cm6} - средняя площадь поперечного сечения ствола отдельного дерева, d - среднее расстояние между деревьями, ω - круговая частота, ε_0 - диэлектрическая проницаемость воздуха (вакуума).

Заметим, что формула (1) справедлива только для вертикально поляризованного электромагнитного поля, длина волны которого много больше высоты деревьев ($\lambda \gg h$), а также при расположении деревьев на идеально проводящей плоскости.

Попытаемся получить формулу (1) другим методом, который был бы, по возможности, свободен от указанных выше ограничений.

Рассмотрим следующую задачу: на земной поверхности с произвольными значениями электрических свойств статистически равномерно распределены одинаковые деревья. В этом случае лесной массив со средней высотой деревьев h будет представлять собой двухкомпонентную среду, состоящую из воздуха и деревьев. Учитывая, что объем сучьев дерева составляет незначительную часть общего объема дерева [5], в первом приближении,

рассмотрим следующую модельную задачу, а именно, на плоской земной поверхности с произвольными значениями электрических свойств статистически равномерно распределены стволы деревьев с относительной комплексной диэлектрической проницаемостью ε'_δ

$$\varepsilon'_\delta = \varepsilon_\delta + i \frac{\sigma_\delta}{\omega \varepsilon_0}, \quad (2)$$

где ε_δ - относительная диэлектрическая проницаемость древесины ствола дерева.

В этом случае относительная комплексная диэлектрическая проницаемость двухкомпонентной среды ε'_n может быть определена по следующей формуле, как результат усреднения по объемам

$$\varepsilon'_n V = \varepsilon'_g V_g + \varepsilon'_\delta \Sigma V_\delta, \quad (3)$$

где V - полный объем слоя высотой h , в котором статистически равномерно распределены стволы одинаковых деревьев, $\varepsilon'_g = 1$ - относительная диэлектрическая проницаемость воздуха (вакуума), V_g - объем, занятый воздухом в слое, в котором расположены стволы деревьев, ΣV_δ - объем, занятый стволами деревьев, V_δ - объем ствола одного дерева.

При этом, естественно, что

$$V = V_g + \Sigma V_\delta. \quad (4)$$

Из выражений (2), (3) и (4) с учетом $\varepsilon'_g = 1$ следует, что

$$\varepsilon'_n = \varepsilon_n + i \frac{\sigma_n}{\omega \varepsilon_0} = 1 + (\varepsilon_\delta - 1) \frac{\Sigma V_\delta}{V} + i \frac{\sigma_\delta}{\omega \varepsilon_0} \frac{\Sigma V_\delta}{V}, \quad (5)$$

где ε_n - относительная эффективная диэлектрическая проницаемость слоя, в котором расположены стволы деревьев, σ_n - эффективная электрическая проводимость указанного слоя.

Объем ствола одного дерева $V_\delta = S_{cm\delta} h$, где $S_{cm\delta}$ - площадь поперечного сечения ствола дерева, тогда

$$\Sigma V_\delta = n S_{cm\delta} h, \quad (6)$$

где n - число деревьев о объеме V .

В нашей постановке задачи одинаковые деревья статистически равномерно распределены на земной поверхности с плотностью $\nu = 1/d^2$, где d - среднее расстояние между соседними деревьями. Отсюда следует, что каждое отдельное дерево расположено на площади d^2 , то есть

$$V = n h d^2. \quad (7)$$

Подставляя (6) и (7) в (5), окончательно получаем:

$$\varepsilon'_n = 1 + (\varepsilon_\delta - 1) \frac{S_{cm\delta}}{d^2} + i \frac{\sigma_\delta}{\omega \varepsilon_0} \frac{S_{cm\delta}}{d^2}. \quad (8)$$

Из сравнения (8) и (1) следует, что мнимые части ε'_n совпадают полностью, а реальные различаются слагаемым $(\varepsilon_\delta - 1) S_{cm\delta} / d^2$. В работе [2] показано, что безразмерный параметр $S_{cm\delta} / d^2$ в зависимости от породы деревьев (хвойные или лиственные), от их возраста и от условий произрастания (бонитета) изменяется в незначительных пределах от $1,5 \cdot 10^{-3}$ до $2,5 \cdot 10^{-3}$ и составляет в среднем $2 \cdot 10^{-3}$. Относительная диэлектрическая проницаемость стволов деревьев ε_δ неизвестна, но, даже полагая изменение ε_δ в интервале от 10 до 30, получим, что параметр $(\varepsilon_\delta - 1) S_{cm\delta} / d^2$ изменяется в пределах от 0,02 до 0,06. Следовательно выражение (8) совпадает с выражением (1) с погрешностью до нескольких процентов в реальной части.

Покажем, что выражение (1), как и выражение (7), не зависит от электрических

свойств подстилающей земной поверхности.

В работе [6] показано, что отношение $|\Delta E_n|$ переизлученного поля от всех деревьев лесного массива, расположенных в бесконечных пределах на плоскости x, y и связанных только с волновыми процессами распространения $\Sigma E_{n2}(R^{-1})$ к переизлученному полю деревьев, расположенных внутри окружности $\lambda/2\pi$ и связанных только со статическими процессами распространения $\Sigma E_{n2}(R^{-3})$ определяется по модулю следующим образом

$$|\Delta E_n| = \left| \frac{\sum E_{n2}(R^{-1})}{\sum E_{n2}(R^{-3})} \right| = 2.2 \frac{\alpha^2}{2\pi} |W(sr) - 1|, \quad (9)$$

где $\alpha^2 = d^2/h_0^2$, d – расстояние между деревьями.

Оценим величину $\alpha^2/2\pi$. В Атласе лесов СССР [7] представлены значения объема ствольной древесины $\sum V_{cm6}$ в кубометрах на гектар, в зависимости от высоты деревьев h_0 и от радиусов их стволов r_{cm6} .

В этом случае

$$\frac{\alpha^2}{2\pi} = \frac{10^4}{2\pi} \frac{S_{cm6}}{\sum V_{cm6}} \frac{1}{h_0}.$$

В таблице представлены указанные выше значения $\sum V_{cm6} \cdot 10^4$, h_0 и r_{cm6} , а также $\alpha^2/2\pi$ для дубовых лесов 100-летнего возраста в зависимости от условий произрастания (бонитета).

$\sum V_{cm6} \cdot 10^4$ (м ³)	600	500	400	300
h_g (м)	31	27	23	18.5
r_g (м)	0.2	0.175	0.15	0.12
$\alpha^2/2\pi$	$1.08 \cdot 10^{-2}$	$1.13 \cdot 10^{-2}$	$1.22 \cdot 10^{-2}$	$1.29 \cdot 10^{-2}$

Из таблицы следует, что при изменении объема ствольной древесины на гектар в два раза и при изменении h_0 и r_{cm6} в 1.7 раза параметр $\alpha^2/2\pi$ остается практически неизменным и составляет $(1.18 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$. Аналогичные расчеты были проведены для дубовых лесов 60-летнего возраста, для которых $\alpha^2/2\pi$ составляет $(0.97 \pm 0.13) \cdot 10^{-2}$. Таким образом, $\alpha^2/2\pi \approx 10^{-2}$, тогда

$$|\Delta E_n| = \begin{cases} 2.2 \cdot 10^{-2} |\sqrt{\pi sr}| \ll 1, & \text{при } |sr| \ll 1 \\ 2.2 \cdot 10^{-2} \ll 1, & \text{при } |sr| \gg 1, \end{cases} \quad (10)$$

т.е. $|\Delta E_n| \ll 1$ при любых значениях численного расстояния sr .

Из выражения (10) следует, что на формирование вертикальной составляющей электрического поля внутри лесного массива основное влияние оказывают деревья, расположенные внутри окружности с радиусом $\lambda/2\pi$, т.е. деревья, расположенные в непосредственной близости относительно точки наблюдения. Таким образом, $\Sigma E_{n2}(R^{-3})$ составляет 98% от общего переизлученного деревьями поля, что позволяет не учитывать в интегральном уравнении $\Sigma E_{n2}(R^{-1})$. В этом случае, как показано в работе [4], ε'_n дается формулой (1).

В работе [8] показано, что электромагнитное поле от вертикального электрического диполя внутри окружности $\lambda/2\pi$ не зависит от электрических свойств подстилающей земной поверхности с погрешностью до долей процента по модулю и до долей градуса по

фазе. Следовательно, формула (1), как и формула (8), не зависят от электрических свойств подстилающей земной поверхности.

Решение задачи в виде формулы (8) по определению ε'_n методом усреднения двухкомпонентных сред пропорционально их объемам не имеет ограничения типа $\lambda \gg h$, поэтому можно предположить, что полученное значение ε'_n по этому методу может быть распространено и на более высокие частоты. Для подтверждения этого предположения обратимся к работе [9], в которой обобщены экспериментальные исследования по измерению электромагнитного поля летом в джунглях с диапазоне частот 50-100 мГц. Автор пришел к выводу о том, что существует экспоненциальная зависимость затухания электрического поля в лесу, что в модели однородного слоя соответствует эффективной электрической проводимости σ_n , которая изменяется в пределах

$$10^{-5} \leq \sigma_n \leq 10^{-3} \frac{См}{м}.$$

По формуле (8) $\sigma_n = \sigma_\delta S_{cme} / d^2$. Учитывая, что безразмерный параметр $S_{cme} / d^2 = 2 \cdot 10^{-3}$, а $\sigma_\delta = 1,25 \cdot 10^{-2} См/м$ как для хвойных, так и для лиственных пород леса [2], получаем $\sigma_n = 2,5 \cdot 10^{-5} См/м$.

Следовательно, эффективная проводимость слоя по формуле (8) находится внутри пределов изменения σ_n , полученных из экспериментальных данных, что позволяет использовать формулу (8) не только для средних и длинных волн, но и для метровых волн КВ и УКВ диапазонов.

Вопрос о применимости метода двухкомпонентных сред для горизонтально поляризованного электромагнитного поля остается открытым, до тех пор пока не будет решена строгая электродинамическая задача.

Литература

1. Reinolds L.G. Pros. IEE (London), 1953, Vol. 100, pt. 111 (63), P. 29-35.
2. Егоров В.А. Влияние растительного покрова на распространение радиоволн. Проблемы дифракции и распространения волн. Изд. ЛГУ, вып. 23, 1990, С. 158-177.
3. Егоров В.А. Определение эффективных электрических свойств растительного покрова в модели однородного «леса-слоя» с учетом волновых и индукционно-статических членов переизлученного электромагнитного поля. Тезисы XIV рег. конф., 2008, С. 71-74.
4. Егоров В.А., Макаров Г.И. Влияние растительного покрова на распространение электромагнитных волн в учетом сезонных и суточных изменений температуры. Вестн. СПбГУ, серия 4, вып. 1, 2006, С. 10-20.
5. Анучин Н.П. Лесная таксация. Изд. ВНИИ лесоводства и механизации лесного хозяйства. М. 2004.
6. Егоров В.А. Область, существенная для формирования электромагнитного поля, переизлученного деревьями лесного массива. Тезисы XVI рег. конф., 2010, С. 148-152.
7. Атлас лесов СССР. М., 1973, С. 222.
8. Johler J.R., Berry L.A. Loran-D phase corrections over inhomogeneous irregular terrain. ESSA Techn. Rep. Institute for environmental research. Boulder. Colorado. November 1967.
9. Tamir Th. On radio-wave propagation in forest environments. IEEE Trans. Antennas and Propagation, Vol. AP-15, No.6, November 1967, P. 806-817.

Н.В. Калитёнков, В.И. Милкин

ОСОБЕННОСТИ ДВОЙНОГО НАЗНАЧЕНИЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДИАПАЗОНА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРИ СВЯЗИ С ПОГРУЖЕННЫМИ ПОДВОДНЫМИ ОБЪЕКТАМИ

Кафедра радиотехники и радиотелекоммуникационных систем
Морской академии Мурманского государственного
технического университета (МГТУ)

В докладе рассматривается запатентованный способ увеличения надежности работы радиоканалов и снижения мощностей излучения радиопередающих устройств в СНЧ диапазоне длин электромагнитных волн для картированных зон, открывающий подходы к гидроэлектромагнитной радиосвязи. Одновременно, при реализации рассматриваемого усовершенствования существующего способа радиосвязи с подводными объектами предлагается обнаружение зон повышенной трещиноватости или глубинных разломов для осуществления их картирования в целях использования для осуществления радиосвязи и поиска полезных ископаемых.

Связь с подводными лодками в подводном положении осуществляется в СНЧ и СДВ диапазонах радиоволн, что всегда привлекает особое внимание, но и подразумевает ограниченность объективной информации по работе этих каналов связи. Не достаточно изученным является СНЧ диапазон и из-за того, что практика времени и широты его использования не так велика. На базе ранее полученных данных по изучению геопатогенных зон, с учётом наличия аномальных превышений значений амплитуд измеряемых сигналов, при определении положения зон повышенной трещиноватости или глубинных разломов, исследована возможность инновационного подхода к усовершенствованию существующего способа радиосвязи с подводными объектами.

При обобщении опыта автоматизации управления и функционирования связи ВМФ, в материалах главы «Особенности каналов связи, их характеристики и использование», в издании 2001 года «Автоматизация управления и связь ВМФ», под общей редакцией начальника связи ВМФ Ю.М. Кононова констатировано: «Радиоволны диапазонов СНЧ, СДВ и ДВ характеризуются сравнительным постоянством условий распространения. Каналы радиосвязи этих диапазонов радиоволн можно отнести к каналам с постоянными параметрами. Однако возможны колебания напряжённости поля сигналов от минимума до максимума до двух раз» [1].

Кроме этого СНЧ диапазон характеризуется не очень востребованными значениями полос пропускания, накладывающих свой отпечаток на пропускную способность каналов связи и значительностью габаритов, при сложности конструкций, приёмных и передающих антенн. Специфическими требованиями к связи с подводными лодками, дополнительно к скрытности, для чего изначально и существуют боевые подводные средства, являются обеспечение минимальных ограничений при маневрировании по глубине, скорости и курсу в условиях обеспечения связи, а на глубине приём сигналов возможен только с применением выпускных буксируемых антенных устройств [2]. Дополнительно к этому, эффективность антенн в СНЧ диапазоне недопустимо мала, требующая использования при излучении больших мощностей для питания физически больших антенн, что ограничивается только односторонней передачей с берега. Однако, необходимость использования командно-информационных направлений дальней оперативной связи, обеспечивающих морскую мощь государств, вынуждает применять СНЧ диапазон для связи с погруженными подводными

лодками. Всё это в комплексе, на протяжении многих лет, вызывает постоянное внимание специалистов различных направлений науки и техники и не только в России.

Учитывая некоторые уникальные возможности системы связи на несущей частоте ниже 100 Гц, Министерство ВМС США в течение многих лет финансировало работы, направленные на исследование естественных параметров в этой области частот вообще и на проектирование конкретной системы связи в частности. В этой системе передатчик, расположенный на территории США, передавал сигналы на подводные лодки, действующие в Мировом океане, когда они находились в подводном положении. Эти работы проводились в рамках проекта «Сангвин».

Уникальные преимущества использования экстремально низких частот в следующем:

- а) на столь низких частотах сигнал может глубоко проникать в морскую воду, так что подводной лодке и ее приемной антенне не нужно находиться вблизи поверхности;
- б) затухание экстремально низкочастотного сигнала с увеличением расстояния от передатчика изменяется очень мало, что позволяет осуществлять почти глобальную связь;
- в) распространение на экстремально низких частотах в волноводе Земля — ионосфера очень стабильно по сравнению с ВЧ или ОНЧ, в частности при естественных или искусственных возмущениях ионосферы.

Работы, выполненные по проекту «Сангвин», охватили чрезвычайно широкий круг вопросов — от измерения атмосферных помех на экстремально низких частотах, до изучения влияния полей помех на экстремально низких частот на микроорганизмы; от проектирования систем, защищенных от атомного нападения, до учета помех работе телефонных систем; от измерений проводимости земли до сбора данных о распределении длительностей сигналов станций организованных помех.

Работы, которые проводятся на протяжении последних лет в России, на Кольском полуострове, в большей степени связаны с геофизикой. Излучения электромагнитного поля искусственного гармонического колебания в крайне низком (от 3 Гц до 30 Гц) и сверхнизком (от 30 Гц до 300 Гц) частотных диапазонах используются для нахождения зон повышенной трещиноватости или глубинных разломов в земной коре при измерении адаптерами магнитного поля. По измерениям вертикальной составляющей магнитного поля от искусственного источника электромагнитного поля на частотах излучения на границе раздела сред атмосфера – литосфера, выполнив измерения, производят сравнительный анализ полученных данных, из которого по наличию аномальных превышений значений определяют положение зон повышенной трещиноватости или глубинных разломов. Измерения осуществляют в реальном масштабе времени, цифровые значения отличаются на порядок [3].

Природа таких зон, по мнениям большинства учёных, объясняется тектоническими нарушениями, формирующими глубинные трещины в кристаллических породах. Многие такие зоны классифицируют как геопатогенные, данность природы, требующие нестандартных подходов к изучению [4].

В свою очередь в настоящее время, ряд технических достижений в таких областях, как обработка сигналов, кодирование и конструирование антенн, а также возможность применения малых скоростей передачи информации в ВМС, существенно снизили требования к мощности передатчиков. Важное значение в этом отношении имеет то, что большая часть энергии атмосферных помех в экстремально низкочастотном диапазоне заключена в дискретных импульсах, вызываемых грозовыми разрядами. Поэтому простой ограничитель шумов может устранить большую часть мощности помех, не оказывая, по существу, влияния на сигнал. Результатом является значительное улучшение отношения сигнал/шум. Дополнительно к этому массогабаритные характеристики радиопередатчиков СНЧ на современной твердотельной элементной базе с использованием цифровых систем

формирования информационных сигналов сопоставимы с устройствами коротковолнового диапазона. К этим же размерам приближаются и их импульсные источники питания, что не исключает мобильного исполнения СНЧ приёмо-передающих систем.

В случае подводных лодок, находящихся в подводном положении, имеются два важных шумовых эффекта, связанных с глубиной погружения приемных антенн. Один из них заключается в том, что при распространении в глубину океана атмосферные помехи затухают в той же степени, что и сигнал. Поэтому отношение сигнал/шум не зависит от глубины погружения до точки, в которой атмосферные помехи уже нельзя считать большими по сравнению с локальными шумами (помехами, шумами антенны и приемника). Таким образом, за увеличение глубины приема нет необходимости платить повышением мощности передатчика. С равной эффективностью уменьшаются локальные шумы. Второй эффект заключается в том, что электрически океан ведет себя как дисперсионный фильтр, сглаживающий во времени атмосферные импульсные помехи и уменьшающий тем самым эффективность ограничителя шумов. Следовательно, перед ограничителем нужно поместить фильтр «компенсация влияния океана», восстанавливающий острые импульсы атмосферных помех. Кроме этого горизонтальный электрический вибратор является наиболее подходящей конструкцией для реальной подводной приемной антенны и если выполнить ее из кабеля, можно буксировать за кормой подводной лодки, что всегда так и делается.

Однако, приемо-передающие антенные системы в комплексе с современными техническими решениями устройств радиопередатчиков для рассматриваемого направления могут иметь и инновационные решения. Вариант, имеющий право на существование, может быть использован, кроме организации односторонней и для двусторонней связи подводного объекта с другими подводными объектами, надводными, наземными или с воздушными объектами, когда в качестве активного антенного вибратора включается в работу корпус подводного объекта при трансформаторно-шунтовом питании. На данную разработку под названием «Способ двусторонней связи с подводными объектами» выдан патент на изобретение [5]. Это техническое решение не ограничивает функциональные возможности носителя, обладает повышенной надежностью и приближается по технологии использования к классическим образцам радиосвязи, образуя новый вид связи: - гидроэлектромагнитная радиосвязь. Как и в широко применяемых видах радиосвязи, использование СНЧ технических средств приёма-передачи, без практических ограничений, можно осуществлять в любом состоянии подводного объекта.

Таким образом, использование консервативного направления связи с подводными лодками в сверхнизкочастотном диапазоне радиоволн, при передаче сигналов сверхмощным радиопередающим устройством для находящихся в подводном положении объектов, с учетом рассмотренных инноваций, может быть реально модернизировано. Применение в качестве активного вибратора корпуса подводной лодки может облегчить эксплуатацию подводного антенного вооружения и улучшить основные тактико-технические характеристики боевых единиц при решении ими первоочередных задач. Это совершенствует классическое использование. Дополнительно к этому, применение современной элементной базы, при создании относительно мощных малогабаритных радиопередатчиков, позволит размещать их на подводных объектах. И если учесть, что при нахождении подводных лодок на рабочих глубинах организация связи в информационном направлении с подводных лодок на берег, кроме вариантов выпускных информационных устройств, реально не функционирует, то в данном случае появляется возможность её организации. Это открывает новый вид подводной связи: - двустороннюю гидроэлектромагнитную радиосвязь.

Способ обнаружения региональных зон повышенной трещиноватости и глубинных разломов литосферы, упомянутый выше, предполагает картирование обнаруженных зон. Такие зоны, тем или иным образом обнаруженные, в основном, наиболее изучены на

материках. Однако, такие зоны присущи и дну океанов. Таким образом, при нахождении подводного объекта над геопатогенной зоной в океане, как и в случае нахождения адаптера в подобной зоне на суше, подвержены идентичным воздействиям. Исходя из предполагаемого, следует, что при нахождении подводной лодки в районе геопатогенной зоны уровень принимаемого сигнала подводным объектом будет выше, чем вне зоны, что обеспечивает повышение надёжности радиоконтакта или даёт возможность снизить мощность излучения береговым радиопередатчиком для обеспечения номинальной напряжённости в зоне. На техническое решение: «Способ дальней радиосвязи с подводным объектом» получен патент [6]. Способ включает определение географических координат расположения зоны нахождения подводного объекта и назначение рабочей частоты радиоканала для организации радиосвязи. По данным картируемой поверхности Земли находятся ближайшие координаты зон повышенной трещиноватости или глубинных разломов дна океана, используемых в качестве зон радиосвязи, в которых напряжённость принимаемых сигналов резко возрастает, и осуществляют корректуру радиосвязи по времени и координатам подводного объекта. Патент на предложенный способ юридически закрепляет практику реализации инновационного подхода к усовершенствованию существующего способа радиосвязи с подводным объектом. Дополнительно к этому, повышение напряжённости принимаемых сигналов, с учётом взаимности, даёт возможность при излучении из геопатогенной зоны, для организации обратной связи, использовать меньшие мощности радиопередатчиков, реализуемых на подводных объектах. Всё это в комплексе обеспечивает не только возможность обратной радиосвязи, а и реализацию двухсторонней связи с другими подводными объектами, оснащёнными комплектами подобны приёмо-передающих средств.

В дополнение к рассмотренным подходам к гидроэлектромагнитной радиосвязи, предложенный способ обеспечивает и второе, конверсивное направление. По уровню принимаемого СНЧ радиосигнала подводной лодкой при маневрировании, с учётом глубины погружения и глубины дна морского района, регистрируется уровень сигнала, анализируется и по наличию аномальных превышений значений определяют положение зон повышенной трещиноватости или глубинных разломов.

В рассмотренном докладе предложен инновационный способ увеличения надёжности работы радиоканалов и снижения мощностей излучения радиопередающих устройств в СНЧ диапазоне длин радиоволн для картированных зон с одновременным обнаружением зон повышенной трещиноватости или глубинных разломов для последующего картирования.

Литература:

1. Автоматизация управления и связь ВМФ/ Под общ. ред. Ю.М. Кононова. Изд. 2-е. – СПб.: «Элмор», 2001, с.301.
2. Автоматизация управления и связь ВМФ/ Под общ. ред. Ю.М. Кононова. – СПб.: «Элмор», 1998, с.176.
3. Способ обнаружения региональных зон повышенной трещиноватости и глубинных разломов литосферы, патент на изобретение RU 2374666 от 27.11.2009, бюлл. №21, ПГИ КНЦ РАН.
4. Геопатогенные зоны: что необходимо знать, А.С. Зайцев, М.Э. Аронзон, Точка опоры, М.: ООО «Реал-М», № 6, март 2010, стр. 20-22.
5. Способ двухсторонней связи с подводным объектом, патент на изобретение RU 2361364 от 10.07.2009, бюлл. № 19, ФГОУВПО МГТУ.
6. Способ дальней радиосвязи с подводным объектом, патент на изобретение RU 2440687 от 20.01.2012, бюлл. №2, ПГИ КНЦ РАН.

О СУТОЧНЫХ ВАРИАЦИЯХ АТМОСФЕРИКОВ В СНЧ- и ОНЧ- ДИАПАЗОНАХ В АРКТИКЕ

Полярный геофизический институт Кольского научного центра РАН

Представлены результаты измерений атмосфериков на частотах 600Гц и 6000Гц в обл.ПГИ "Ловозеро" (центральная часть Кольского п-ва) в течение нескольких месяцев 2012г. Показано, что на суточные вариации поля в спокойных геофизических условиях оказывают существенное влияние как параметры волновода "земля-ионосфера", так и активность мировых грозных центров. Переход к летним условиям приводит к резкому изменению вида суточных вариаций атмосфериков. Метод наложения эпох не обнаружил достаточно уверенной связи между понижениями интенсивности атмосфериков и ГКЛ.

Практическая реализация современных компьютерных методов приема, обработки и распознавания сигналов на фоне помех немыслима без информации о статистических и спектральных характеристиках помех, среди которых атмосферные помехи занимают центральное место и которые возникают за счет обмена зарядами атмосферных неоднородностей и частиц, перемещающихся в атмосфере Земли. Обмен зарядами может происходить как в форме т.н. тихого разряда, так и в процессе пробоя воздуха внутри облака, между облаками, а также между облаком и Землей. В последнее время обнаружены и специфические виды разрядов - между облаками и нижней ионосферой (спрайты, эльфы и джетты). По современным представлениям, одиночный грозовой разряд состоит из серии нескольких импульсов лидер-возвратный разряд, каждый из которых имеет длительность порядка нескольких десятков - сотен микросекунд с интервалами между импульсами в несколько десятков миллисекунд. При этом ежесекундно во всей атмосфере Земли происходит около сотни грозных разрядов. Они возникают в различных районах земного шара, и поэтому в пункте приема всегда присутствуют импульсные помехи, называемые атмосфериками, от ближних и дальних гроз.

Атмосферики представляют собой нестационарный случайный процесс в виде неперiodической случайной во времени последовательности импульсов, длительность которых обычно меньше длительности сигнала в диапазонах километровых и более длинных радиоволн, а ширина спектра больше ширины спектра сигнала. Для атмосфериков характерны случайность амплитуд, длительности отдельных импульсов и временных интервалов между ними, а также группирование импульсов в пакеты со случайным числом импульсов и случайными интервалами между пакетами.

Наблюдения за атмосфериками, обусловленных грозовой активностью, кроме практического интереса, связанного с высокой пожарной опасностью молниевых разрядов и необходимостью обеспечения устойчивой работы ряда технических устройств, дают экспериментальный материал для разработки теорий глобальной электрической цепи. С прикладной и с научной точек зрения, изучение статистических свойств импульсного шумового электромагнитного КНЧ-ОНЧ-полей высоких широт в зависимости от солнечной активности, геомагнитной возмущенности, сезона, времени суток и пр. имеет большую значимость. К сожалению, информация подобного рода в литературе практически отсутствует.

С целью некоторого восполнения указанного пробела, в ПГИ было разработано и изготовлено устройство для измерения амплитуд, моментов прихода и количества атмосфериков в диапазонах СНЧ и ОНЧ [1]. Ниже обсуждаются результаты экспериментальных измерений атмосфериков, выполняющихся к настоящему времени в регулярном режиме в обсерватории ПГИ "Ловозеро" (центральная часть Кольского п-ва; 67,97⁰с.ш., 35,08⁰ в.д.). с помощью разработанной аппаратуры на двух частотах - 600 Гц и 6

кГц. В качестве антенны применены 2 ортогональные рамки, каждая эффективной площадью около 100 кв.м, ориентированные вдоль и поперек магнитного меридиана.

Из-за того, что с поздней осени до ранней весны в северном полушарии наблюдается минимальное количество гроз, для анализа был выбран период с января по апрель 2012г. В условиях высокоширотных наблюдений отсутствие грозových источников, близкорасположенных к Кольскому п-ву, позволяет более уверенно фиксировать изменения молниевой активности в удаленных мировых центрах гроз, а также проводить их сравнение с магнитосферными источниками низкочастотных излучений. При этом можно предполагать, что рассматриваемые источники шумов (молнии и магнитосферные возмущения) имеют разные статистические характеристики амплитуд.

Выбранный для анализа период характеризуется весьма разнообразной космогеофизической обстановкой: от спокойных условий до чрезвычайно возмущенных. Сортировка дней осуществлялась с помощью совместного рассмотрения магнитограмм, динамических спектров КНЧ-диапазона, коэффициентов геомагнитной активности и по данным нейтронного монитора. Также исключались дни с техногенными помехами.

Рассмотрение суточных ходов атмосфериков показало, что на суточные вариации поля в спокойных геофизических условиях оказывают существенное влияние как параметры волновода "земля-ионосфера", так и активность мировых грозových центров - Азиатского (АзГЦ), Африканского (АфГЦ) и Американского (АмГЦ). В качестве примера, на рис.1 представлены суточные хода количества сигналов за 30 мин. (N_{30}) на обеих частотах за апрель 2012 года (600 Гц - сплошная линия, 6 кГц - пунктир). Здесь горизонтальными отрезками обозначены восходно-заходные периоды на высотах 0-90км в разных пунктах.

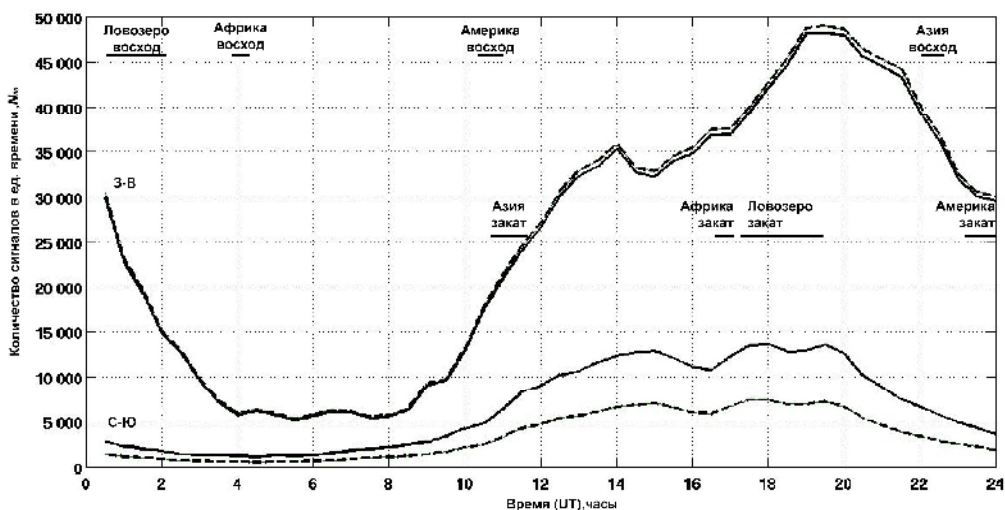


Рис.1.

Видно, что по обеим компонентам суточные изменения N_{30} на обеих частотах подобны друг другу. При этом наблюдается дневной провал уровня N_{30} , обусловленный солнечной освещенностью большей части трасс распространения "Мировой грозовой центр - Ловозеро". В этих условиях практически не проявляется действие АзГЦ, максимум которого приходится примерно на 08UT, что соответствует местному полудню в Ловозере, за счет чего активизация АзГЦ нивелируется увеличением дневного затухания в волноводе "Земля-ионосфера". Наличие АзГЦ сказывается лишь на сдвиге максимума атмосфериков, обусловленных действием АфГЦ, с 15UT на 14UT в компоненте «З-В». Максимум интенсивности АфГЦ в компоненте «С-Ю» приходится на 15UT и выражен достаточно ясно. Увеличение N_{30} в 17-18UT в компоненте «С-Ю» вызвано началом действия АмГЦ и переходом к ночному периоду трассы на приемном конце в Ловозере. Максимум N_{30} , обусловленный действием АмГЦ в 19-20UT, выражен в компоненте «З-В» наиболее ярко за

счет того, что приходится на ночные условия распространения атмосфериков на высокоширотном участке трассы.

Переход к летним условиям приводит к существенному изменению вида суточных вариаций атмосфериков. В качестве примера, на рис.2 представлены суточные вариации за июнь 2012г. (слева - компонента с/ю, справа - з/в). Видно, что за счет увеличения грозовой активности в дневные часы на средних широтах в записях по обеим компонентам на обеих частотах возникает широкий дневной максимум, за счет чего маскируется активность мировых грозовых центров. Заметим при этом, что в летний период ионосфера над Кольским п-вом находится в режиме полярного дня, когда затухание при волноводном распространении максимально в течение всего времени суток.

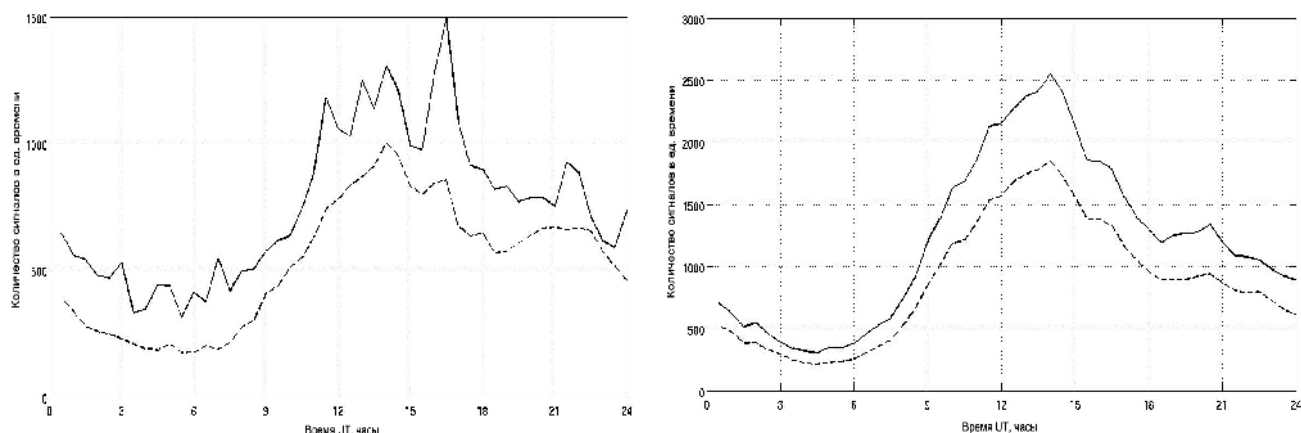


Рис.2

Анализ сигналов в спокойных условиях показал, что экспериментальное распределение амплитуд атмосфериков удовлетворительно аппроксимируется с помощью полученного в работах [3,4] выражения вида:

$$P(X) = [1 + (\frac{X}{X_{50}})^k]^{-1}$$

Суточный ход показателя степени из этого выражения меняется от 2.2 до 3.2 для 600 Гц и от 1.5 до 2 для 6 кГц.

Далее, в результате проведенного анализа было обнаружено влияние геомагнитных возмущений на условия распространения атмосфериков. В частности, коэффициент корреляции между геомагнитным индексом A_p и вариациями среднесуточного количества атмосфериков оказался отрицательным и равным: -0.51 (600 Гц) и -0.52 (6кГц). Для среднесуточных значений амплитуд и индекса A_p коэффициент корреляции составил -0.48 (6кГц). На частоте 600 Гц корреляция значительно хуже и величина -0.48 достигается только для сильных сигналов выше порога 400 усл.ед. Таким образом, можно констатировать, что повышение геомагнитной активности приводит к значительному затуханию сигналов в волноводе за счет возникновения аномальной ионизации нижней ионосферы в высокоширотной области и, как следствие, к уменьшению амплитуд и количества атмосфериков, регистрируемых на Кольском п-ве.

Следует сказать, что в период с января по март 2012 года на Солнце произошло несколько сильных вспышек, сопровождавшихся Форбуш-понижениями. Напомним, что Форбуш-эффекты - это результат рассеяния галактических космических лучей (ГКЛ) «облаками» низкоэнергичной плазмы с «вмороженными» магнитными полями. Сопоставление результатов наблюдений атмосфериков в Ловозере с данными нейтронного супермонитора в Апатитах показало, что хотя Форбуш-понижения происходят на фоне уменьшений количества и амплитуды атмосфериков (рис.3), тем не менее методом

наложения эпох нескольких событий не обнаружено достаточно уверенной связи между обоими параметрами (рис.4).

Работа выполнена при финансовой поддержке Программой Отделения физических наук РАН "Физика атмосферы: электрические процессы, радиофизические методы исследований".

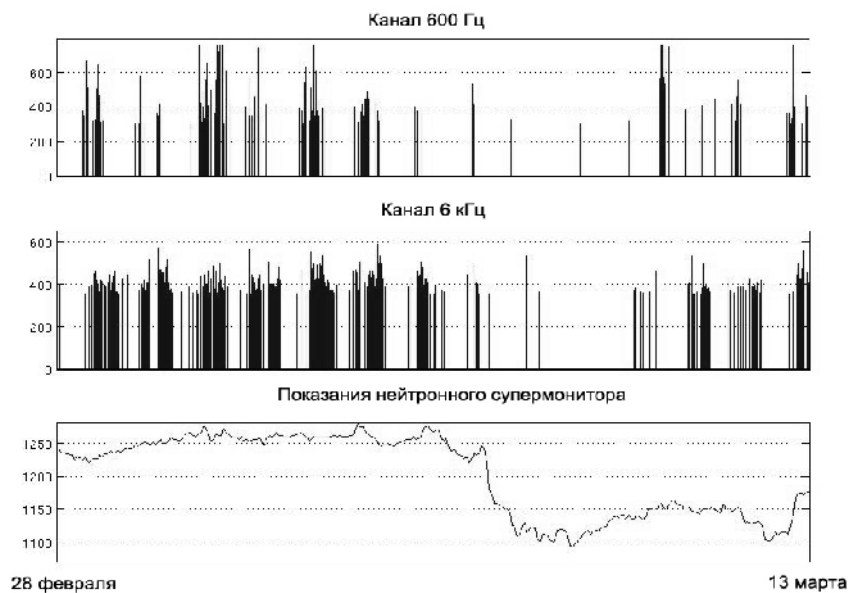


Рис.3.

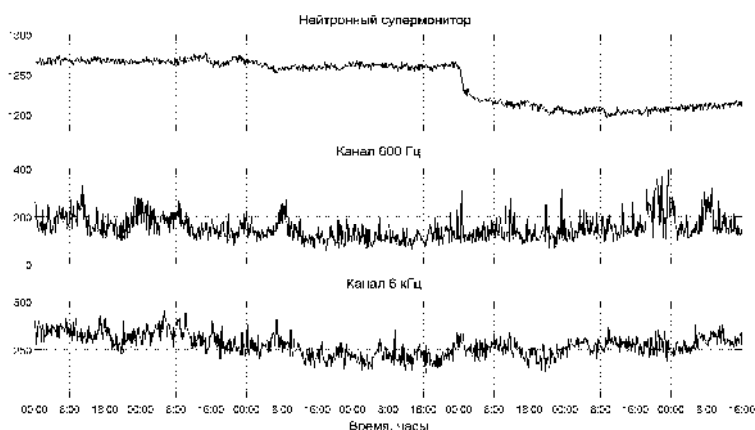


Рис.4

Литература

1. В.Ф.Осинин. Радишумы естественных источников на востоке СССР. М.: Наука. 1982. 161с.
2. Галахов А.А., Ахметов О.И. Комплекс аппаратуры для регистрации импульсной компоненты электромагнитного поля диапазона очень низкой частоты // Приборы и техника эксперимента, 2011, №3, С.136-142.
3. Лихтер Я.И. Об аппроксимационной формуле закона распределения амплитуды огибающей атмосферных радиопомех // Геомагнетизм и аэронавигация. Т.1. 1961. №2. С. 281.
4. Махоткин Л. Г. Статистика атмосферных радиопомех // Геомагнетизм и аэронавигация. Т.3. 1963. №2. С.284-292.

Э.Х. Латыпова, К.М. Антащук, М.И. Пертель, А.К. Сараев

МУЛЬТИ-ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 0.1 ГЦ – 1 МГЦ

Геологический факультет СПбГУ

Исследования электромагнитных (ЭМ) предвестников землетрясений и разработка технологий мульти-параметрического мониторинга в частотном диапазоне 0.1 Гц- 1 МГц выполнялась в районе Бишкекского полигона (Кыргызстан) и в Ленинградской области. В качестве основания для разработки технологий мы использовали достоверно установленные предвестники землетрясений, которые были зарегистрированы различными группами в разных регионах планеты, с реализацией мониторинговых наблюдений сетью должным образом установленных мульти-параметрических приборов и интегрированной интерпретации данных.

Разработанная технология включает в себя регистрацию таких электромагнитных предвестников, как изменения вариаций кажущегося сопротивления (ρ_k), электротеллурические аномалии, электромагнитная эмиссия и возмущения ионосферы. В исследованиях этих предвестников в прошлые годы отмечен значительный прогресс [1,2], и полученные результаты были использованы при разработке технологии мульти-параметрического электромагнитного мониторинга.

Для ЭМ мониторинга мы используем два типа аппаратуры. Станция аудиоманнитотеллурических (АМТ) зондирований АКФ-4М используется для измерений в частотном диапазоне 0.1-1000 Гц. Аппаратура включает цифровой регистратор с интерфейсом Ethernet с четырьмя синхронными каналами и 24-разрядными АЦП в каждом канале для измерения горизонтальных составляющих электрического (E_x , E_y) и магнитного (H_x , H_y) полей, предусилитель электрических каналов, две симметричные приемные электрические линии и две магнитные антенны. Аппаратура позволяет производить четырехкомпонентные (тензорные) и двухканальные (скалярные) измерения, а также мониторинг с программным управлением процессом измерений. Осуществляется регистрация временных рядов, вычисление спектральных характеристик измеряемых составляющих поля и определение амплитуды импеданса (кажущегося сопротивления) и фазы импеданса.

Для успешной регистрации таких электромагнитных предвестников землетрясений, как вариации удельного сопротивления, электротеллурические аномалии и электромагнитная эмиссия необходимо решить проблему выбора тензочувствительных зон, для проведения мониторинга. Подход, включающий анализ геологических особенностей территории и полевые экспериментальные исследования, использовался при выборе этих зон.

АМТ зондирования позволяют нам оценивать свойства горных пород и степень неоднородности среды на выбранной территории. Опыт работы по изучению вариаций ρ_k показал, что тензочувствительные зоны характеризуются неоднородной структурой и горные породы имеют высокое удельное сопротивление и пороговое содержание влаги. Выполнение коротких сеансов мониторинга на предварительно выбранных точках помогает нам оценить возможности регистрации приливных эффектов в вариациях ρ_k и аномалии электромагнитной эмиссии. Изменения напряженно-деформированного состояния горных пород под влиянием деформаций во время подготовки землетрясений и под воздействием приливных деформаций подобны. Таким образом, по наблюдениям приливных вариаций ρ_k можно оценить правильность выбора тензочувствительной точки и изучать изменения геоэлектрических параметров перед сейсмическими событиями.

Рассмотрим пример выбора тензочувствительной зоны на Бишкекском полигоне. Поведение АМТ-кривых зондирования - кажущегося сопротивления и фазы импеданса для азимутов 0 градусов (ρ_{k2}, φ_{z2}) и 90 градусов (ρ_{k1}, φ_{z1}) характеризуют неоднородность и высокое удельное сопротивление горных пород на территории участка Таш Башат и однородность и низкое удельное сопротивление на территории участка Уч Эмчек (Рис. 1). Данные АМТ-мониторинга и сравнения с изменениями вертикальной амплитуды приливных деформаций dH показывают значительные изменения ρ_k в тензочувствительной зоне Таш Башат и отсутствие изменений на участке Уч Эмчек (Рис. 2).

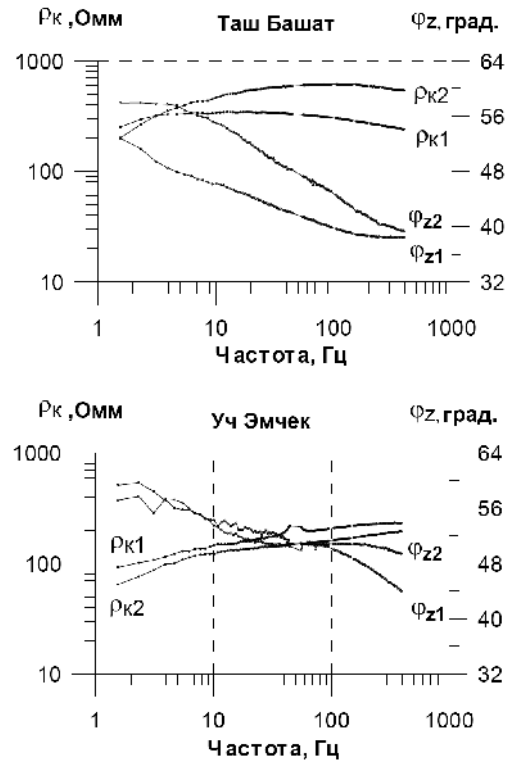


Рис.1: Кривые АМТ-зондирования для точек Таш Башат и Уч Эмчек (Бишкекский полигон)

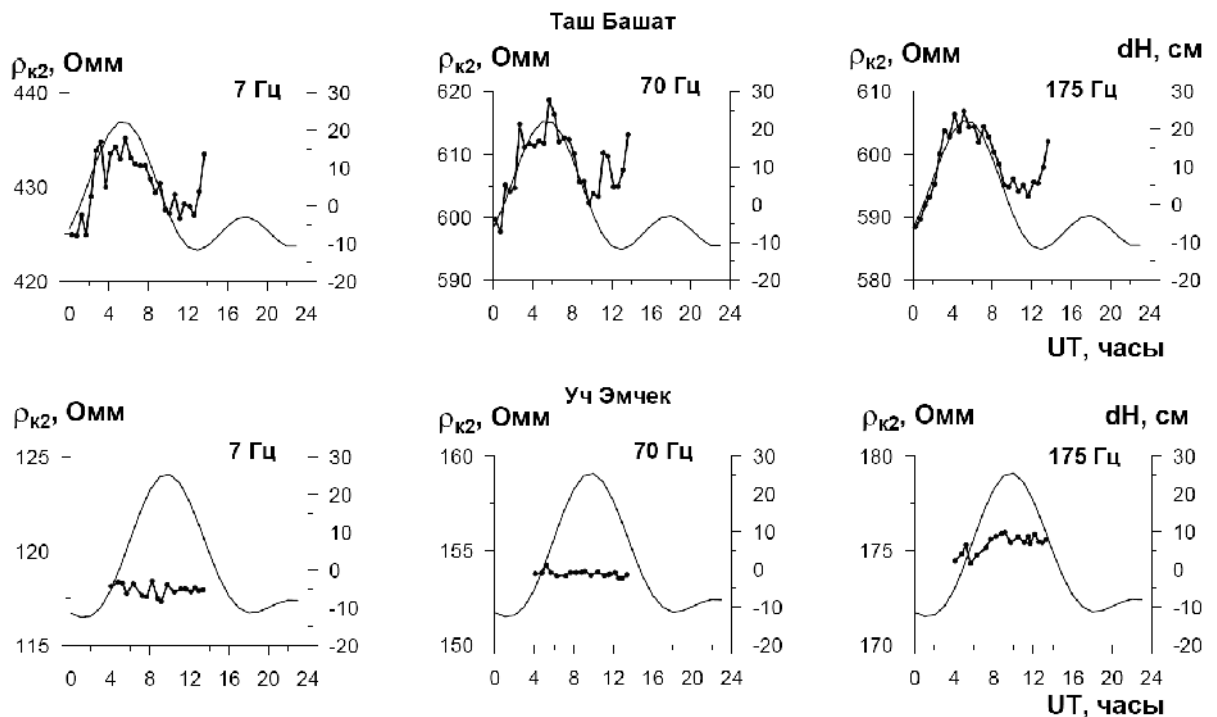


Рис.2: Результаты мониторинга для точек Таш Башат и Уч Эмчек (Бишкекский полигон)

Для мониторинга вариаций ρ_k в тензочувствительных зонах мы применяем АМТ-метод, который отличается достаточно большой глубиной для исключения влияний сезонных и

метеорологических факторов. Достигнутая в последние годы высокая точность измерений в методе АМТ зондирования (Рис. 3): 0.5 % по кажущемуся сопротивлению ρ_k и 0.5 градусов по фазе импеданса φ_z обеспечивает получение надежных данных для мониторинга напряженно-деформированного состояния пород. Метод АМТ зондирования обладает достаточно большой глубиной для исключения влияний сезонных и метеорологических факторов. Мы видим хорошее совпадение кривых зондирования в диапазоне 7-40 Гц в АМТ диапазоне частот и их существенное расхождение в диапазоне частот 1-7 Гц.

Глубинные зондирования используют частоты магнитотеллурического диапазона (ниже 1 Гц) для изучения больших глубин (5-20 км.), где обычно и располагаются очаги землетрясений. Вариации удельного сопротивления горных пород в очаговых зонах могут достигнуть больших значений, но эти зоны локальные и обычно расположены неоптимальным образом относительно станций мониторинга. Эти вариации обычно не появляются в данных мониторинга значений ρ_k .

При изучении электромагнитной эмиссии обычно используется узкополосная регистрация электрического и магнитного поля на предварительно выбранных частотах. Мы используем широкополосную регистрацию временных рядов электрического и магнитного поля в частотном ряде от 0.1 Гц до 1 МГц для повышения информативности мониторинга и выявления надежных предвестников землетрясений. Также выполняется регистрация вариаций электротеллурических полей для частот меньше 1 Гц (метод VAN).

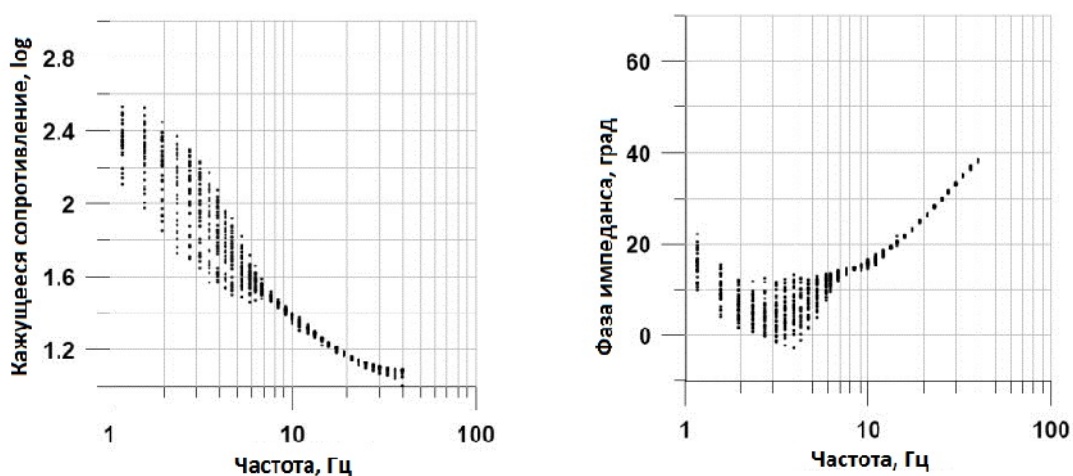


Рис.3: Кривые АМТ-зондирования в частотном диапазоне 1-400 Гц по данным 34-х одночасовых измерений

Пример отражения возмущений магнитосферы в динамическом спектре магнитного поля, измеренном с аппаратурой АКФ-4М, показан на Рис. 4. Аномалии электромагнитной эмиссии перед землетрясением имеют подобный вид. Для обнаружения предвестников землетрясений необходимо иметь сеть мониторинга, которая позволит нам выделять другие сигналы (возмущения магнитосферы, промышленные шумы и т.д.).

Ранее были выполнены исследования ионосферных предвестников землетрясений по наблюдениям амплитуд и фаз сигналов удаленных радиостанций [2]. Дополнительная информация о состоянии ионосферы может быть получена из наблюдений Шумановских резонансов в частотном диапазоне 8-45 Гц [6]. Разрабатываемая нами технология включает наблюдения за особенностями распространения радиоволн в радиочастотном диапазоне и Шумановских резонансов естественного электромагнитного поля в аудиочастотном диапазоне и позволяет нам сейчас увеличить надежность регистрации ионосферных предвестников землетрясений.

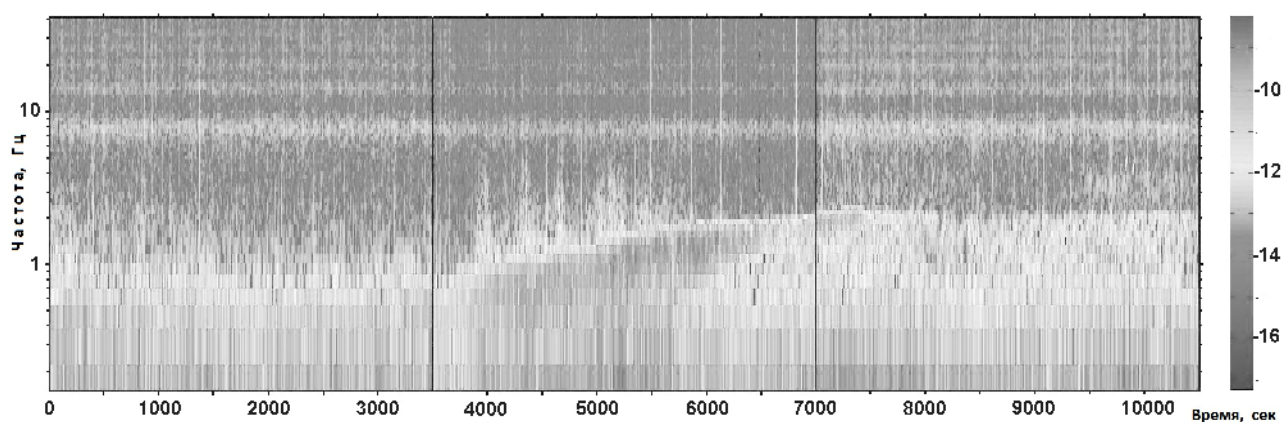


Рис.4: Пример аномалии, вызванной возмущением магнитосферы, в динамическом спектре магнитного поля $\lg S_{HH}$ в частотном диапазоне 5-20 Гц

Данная работа была поддержана грантом Санкт-Петербургского государственного Университета и проектом МНТЦ KR-1828.

Литература

1. Hayakawa M., Molchanov O.A. (Eds.). Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling. TERRAPUB, Tokyo, 2002, 477 p.
2. Electromagnetic phenomena associated with earthquakes. Ed. M. Hayakawa. Transworld Research Network, Fort P.O., Trivandrum - 695 023, Kerala, India, 2009, 279 p.
3. Saraev A.K., Golovenko W.B., Larionov K.A., Smirnova T.E. The ACF-4M audimagnetotellurics system, *Industrija*, 3 (33), 110, 2003, p. 110-111.
4. Tezkan B., Saraev A. A new broadband radiomagnetotelluric instrument: application to near surface investigations, *Near Surface Geophysics*, Vol. 6, No 4, 2008, p. 245-252.
5. Saraev A.K., Pertel M.I., Malkin, Z.M. Monitoring of tidal variations of apparent resistivity, *Geologica Acta*, Vol. 8, No 1, March 2010, 2010, p. 5-13.
6. Hayakawa M., Ohta K., Nickolaenko A.P., Ando Y. Anomalous effects in Schumann resonance phenomena observed in Japan, possibly associated with the Chi-chi earthquake in Taiwan, *International Workshop on Seismo Electromagnetics, IWSE-2005*, March 15-17, 2005, 2005, p.199-200.

... (1) ... (1) ... (2)

(1)
(2)

(50)
(75).

1.

[1, 2] -
(h < 75)
(),

(3 ÷ 10).
p_k, k = 1, 2, ..., K,

N(h, q_n p_k),

X_M(N(h, q_n p_k)), q_n -
n - : W.
M
[1, 2]
, F_g = 45° ÷ 60°.

X_S

F_g

L_g,

UT,

N

q 50 - 75 .

[3] q(F_m, L_g), F_m -

q

[3],

q

;

h =

50 .

: 1)

N(h, F_m, L_g)

; 2)

N(h, F_m, L_g)

q

(

); 3)

N

[1, 2].

2.

F_m = 0 50°,

[1, 2],

[4] (15)

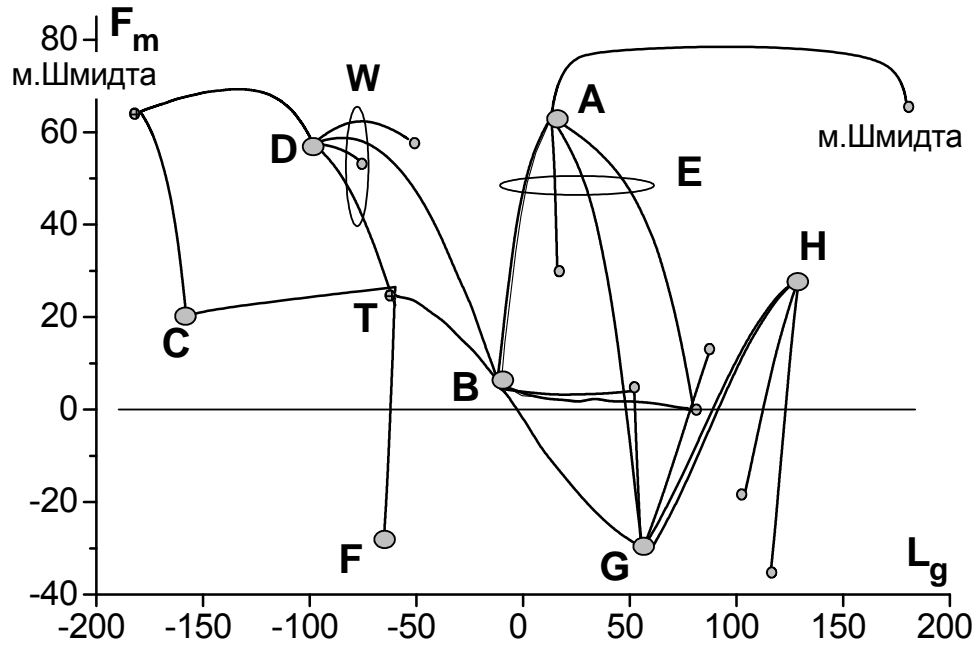
UT,

35 « »

(. 1): 5 , , $L_g = 0^\circ \div 70^\circ$, (E); 4

, $L_g = - (40^\circ \div 120^\circ)$, (2 - -

W); 24



. 1.

« »

W E

A- D-

L_g

$L_g = 0, F_m > 0$

3.

$N(h)$ [5],

[1, 2]

$$N(h, L_g, F_g, UT, M, W) = G [N_{50}(h, F_m^{(50)}, LT = 12, M = 7, W = 10, p_1, p_2) , N_0(h, F_m^{(0)}, LT = 12, W = 10, p_3, p_4), h, L_g, F_m, UT, M, W]. \quad (1)$$

: $N_{50}(h)$ -

$F_m^{(50)} = 50^\circ$

$N_0(h)$ - $F_m^{(0)} = 0.$

$N_{50}(h)$

[1, 2]: h_2 h 105 , $h_2 = 71$, -

[5]; h_1 h h_2 , $h_1 = 50$ -

$N(h) =$

$S(h, p_1, p_2);$

44 h 50 -

$d(\ln N)/dh = 0,25$ -1.

h_1 $N(h)$

h ,

$N(h_1)$ h_2 $N_0(h, p_3, p_4)$ $p_2 = [d(\ln S)/dh]$ $N(h = h_2)$ $p_1 =$
 F_m $[0, 50^\circ]$ $[50^\circ, 90^\circ]$ $N(h, F_m)$ $-$
 $\sin^4(1,3 F_m)$ $h < 66$ $-$
 $N(h)$ $F_m > 60^\circ$ $N(h)$ $-$
 $F_m(F_g, L_g)$ N $-$
 $N_{50}(h)$ $N_0(h)$
 $N(h = 50, L_g, F_g)$ $D(L_g, F_g)$ $. 2, 3:$

$$D(L_g, F_g) = [q(50, L_g, F_g) / q(50, L_g^{(0)}, F_g^{(0)})]^{0.5} \cdot [N_{50}(L_g^{(0)}, F_g^{(0)}) / N_{50}(L_g, F_g)]^{0.5}, \quad (2)$$

$$q(h = 50, L_g, F_g) - \quad [3]$$

$$[6]; (h = 50, F_g) -$$

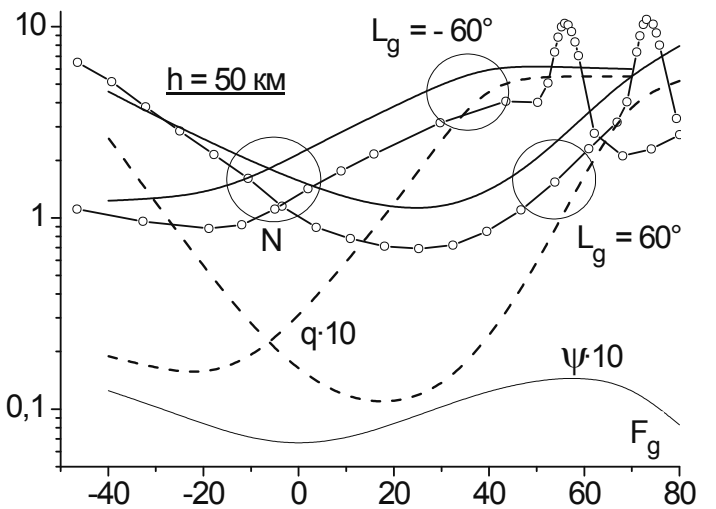
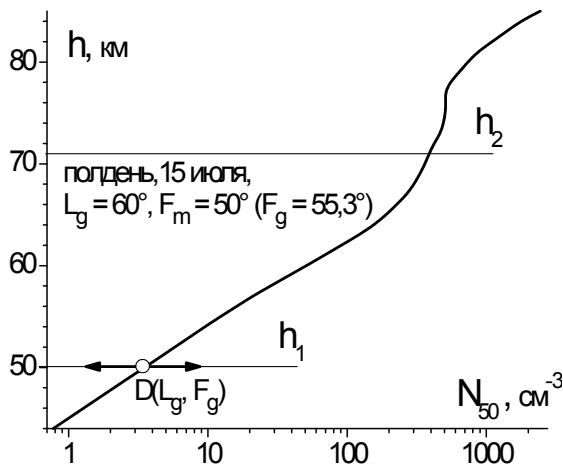
[7]

$$(F_g) \quad .3); L_g^{(0)} = 60^\circ, F_g^{(0)} = 55,3^\circ (F_m^{(0)} = 50^\circ) -$$

« » ,

$$\sin^4(1,3 F_m), \quad N(F_m), \quad [1, 2, 5]$$

$$60 \div 71, \quad D(L_g, F_g) \quad 60; \quad N(h, L_g, F_g) \quad N(h, F_g), \quad [1, 2, 5].$$



.2.

$$N_{50}(h), \quad h_1 \quad h_2 \quad D(L_g, F_g)$$

$N(h)$

$h < 60$

[60, 71]

.3.

$$N(F_g), \quad L_g = 60^\circ \quad -60^\circ \quad 15, \quad LT = 12, W = 10$$

(2),

),

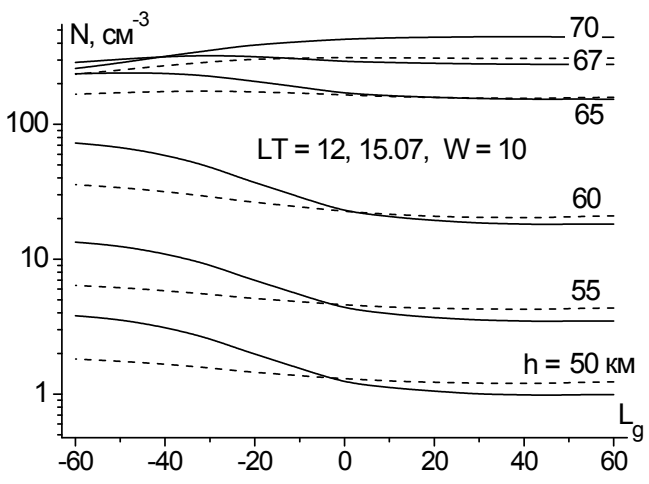
$$), N = (q /)^{0.5}, \quad (F_g) [7] ($$

$h < 71$ $q(50, L_g, F_g)$ [3] $(50, F_g)$ [7]. [1, 2, 5],
 $N(h, L_g, F_g)$, (W) ,
 $($

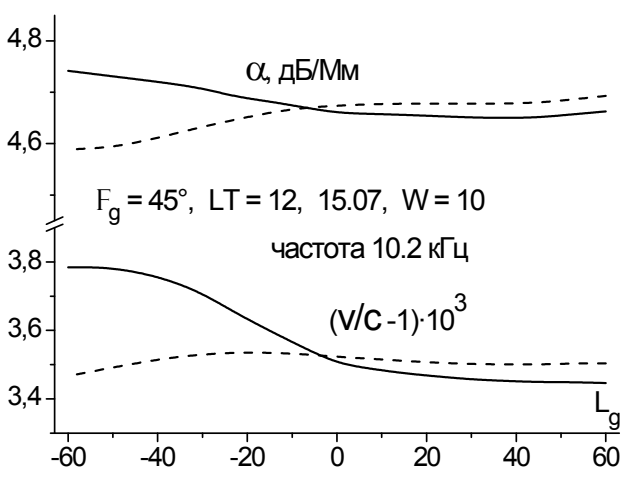
p_3 , $p_3 = p_1 \cdot D(L_g = 60^\circ, F_m = 0)$,
 $[d(\ln S)/dh]$ $h = h_2$ $N_0(h)$: p_1, p_2 $N_{50}(h)$ $p_4 =$
 $q(50, L_g, F_m)$ $(50, F_g)$; (2) D
 $L_g^{(0)} = 60^\circ, F_m^{(0)} = 50^\circ$.

$p_{1,2,4}$ $N(F_m)$ N , 75° (3).
 (10)
 P_s
 $[9]$.

v/c (-3) , [1, 2] - 10%,
 $10,2 - 2 \cdot 10^{-4}$,



4.



5.

(2), (4).

4.

1. () 0,8

2. (1), E W (1), 1. « »

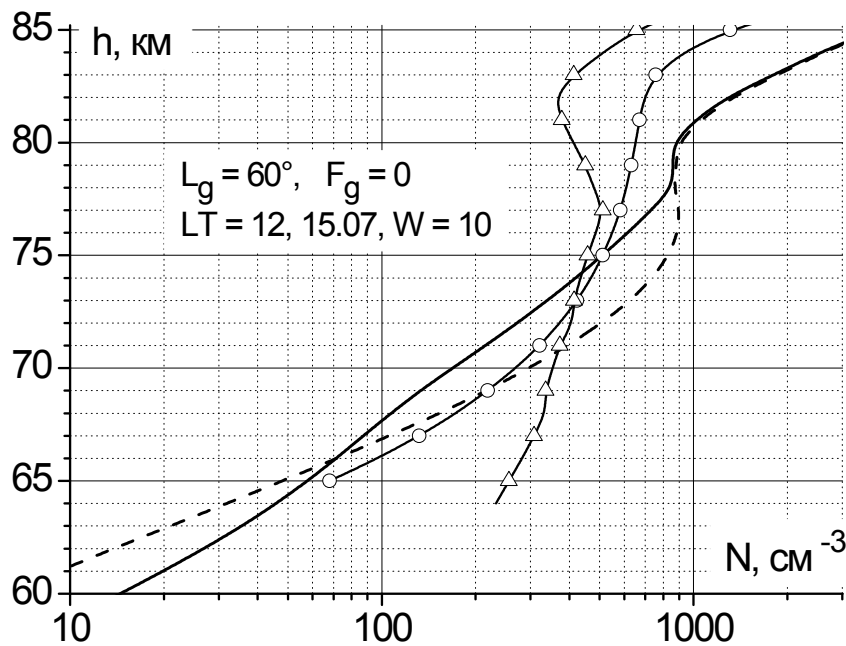
$p_k)$
 $0,2 / ,$ $W - 0,8 / ($ $q(L_g, F_m) ($ $E, -$
 $0,8 /$ $(v/c) 3 \cdot 10^{-4}$
 $F_g = 45^\circ (. 4).$

1. $E W ($ $,$ $/ ,$ $)$

	W	E
(2)	0,2 (0,4)	-0,1 (0,1)
(2)	-0,6 (0,3)	-0,3 (0,1)

3. $p_1 = N(50 , L_g^{(0)}, F_g^{(0)})$
 $(E W)$ $($ $P_{2,4}$ $,$ $p_1,$

1,13 $N(h, F_g) (2)$
 $[0, 60^\circ],$ $[3, 7],$
 $(. 1).$



6. $[1, 2] ($ $)$ $[10]: IRI-95 (o)$
 FPT-2000 (Δ).

4. $0 < F_g < 65^\circ$ $L_g = 60^\circ$ $-10^\circ < F_m < 55^\circ$ $-20^\circ < F_m < 50^\circ$ $L_g = -60^\circ$ N
 50 , [3, 7], 1,5 ÷ 1,6
 (2),
 (. 2).

5. N(h) [1, 2]
 IRI-2007 [10], IRI-95 FPT-2000 (FIRI [11]) (. 6).
 $70 \div 75$. 75
 [1, 2]
 $65 - 70$ IRI - 95 .
 N(h) FPT-2000 72
 77 . $h < 70$.
 N(h), .
 N 65 (.) .

6. N($F_g, h = 50$) ,
 [1, 2], .
 (. 3), ;
 N($F_g = 0, h = 50$) 3
 [1, 2]. N(h) .
 $60 \div 70$; $h = 65$.

1. . . . « . . . » // 51, 1, c. 80 – 89, 2011.
2. . . . // 17, . 24 – 29, 2011.
3. P.I.Y. Velinov, I. Mateev, N. Kilifarska, «3-D model for cosmic ray planetary ionization in the middle atmosphere» // *Annales Geophysicae*, Vol. 23, p. 3043 – 3046, 2005.
4. «Omega Propagation Correction Tables for 10.2 kHz», Hydrographic Center Publication N224, Defense Mapping Agency Hydrographic Center, Washington, D. C. 20390, 1973.
5. . . . , , « . . . » // 21. . . . , 112 – 130, 1987.
6. R.A. Nymmiki R.A. et al, «Method and results of the analysis of data on vertical rigidities of cosmic rays cutoff in the geomagnetic field» // *Proc. 30th ICRC*, Reds Rogelio Caballero et al, Vol. 1, Mexico, p. 701 – 704, 2008.
7. N.V. Smirnova, O.F. Ogloblina, V.A. Vlaskov. Modelling of the lower ionosphere // *Pure Appl. Geophys.* Vol. 127. p. 353 – 379, 1988.
8. MSIS-E-90 Atmosphere Model. http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html
9. . . . , , 148 . 1993.
10. D. Bilitza, B.W. Reinisch. International Reference Ionosphere 2007: Improvements and new parameters // *Advances in Space Research.* Vol. 42. p. 599 – 609, 2008.
<ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/models/ionospheric/iri/iri2007>
11. Friedrich M., Torcar K.M. FIRI: A semi-empirical model of the lower ionosphere // *J. Geophys. Res.* Vol. 106. A10. p. 21409 – 21418, 2001.

М.А. Поляков, А.А. Пылаев

О ПРОГНОЗИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НАД СТАТИСТИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНЫМИ СТРУКТУРАМИ

Физический факультет СПбГУ

Рассматривается вопрос о механизме усреднения электрических параметров случайных трасс распространения радиоволн в диапазоне СВ (земная волна). На примере Европейской части России оценена точность прогноза модуля и аргумента функции ослабления при использовании таких усредненных трасс в зависимости от их длины.

Реальные трассы распространения радиоволн представляют собой статистически неоднородные структуры с хаотически распределенным импедансом. В то же время все теоретические модели – это некие малокусочные трассы с постоянными импедансами отдельных кусков. Поэтому естественно встает вопрос о том, как сформировать эти куски, чтобы обеспечить требуемую точность прогноза электромагнитного поля. В [1] нами был проанализирован вопрос о статистике электрических свойств реальной земной поверхности и о распространении земной волны над статистически неоднородными структурами. В качестве основы была использована многокусочная модель подстилающей поверхности, полученная при построении карт электрических свойств (карт ГЭР - гео-электрических разрезов). При этом было использовано тот факт, что трассы по картографическим данным являются слабо-коррелированными – оцененный их пространственный радиус корреляции (первые десятки километров) оказался значительно меньше их длин (первые сотни километров). В этих условиях, по результатам работы [2] среднее поле должно быть равно полю при арифметически среднем импедансе, то есть импедансы отдельных кусков можно просто усреднять чтобы получить классическую мало-кусочную трассу, удобную для анализа. Однако было отмечено, что в [2] использовалась плоская модель Земли, а распределение составляющих комплексных импедансов отдельных кусочков предполагалось нормальным. В настоящем сообщении мы предполагаем исследовать случай, более близкий к реальности.

Актуальность исследования определяется тем, что в настоящее время активно выполняется построение сети контрольно-корректирующих станций (ККС) для спутниковых радио-навигационных систем Д-Глонасс и D-GPS. Эти станции работают на земной волне и для них крайне важен вопрос прогнозирования рабочих зон. Учитывая сложность строгого теоретического рассмотрения проблемы, мы воспользовались методом математического моделирования. Частоту моделирующего сигнала мы выбрали равной 300 кГц – средней рабочей частоте ККС, и все расчеты проводились в одномерном классическом (трассовом) приближении. Было сформировано 50 случайных трасс, каждая из которых состояла из 50-и кусочков. С целью обеспечения более высокой точности моделирования их размер выбран равным 8-и километрам – в два раза меньше дискрета реальной карты. Для модулей импедансов этих кусочков было задано лог-нормальное распределение, параметры которого соответствовали величинам, полученным при анализе реальных карт ГЭР. Учитывалось также и соответствие модельных и реальных радиусов корреляции свойств – это достигалось путем обработки случайных модулей импедансов отдельных кусочков алгоритмом скользящего среднего. Аргументы импедансов не варьировались и считались равными их среднему значению на карте. Связано это с тем, что вариации реальных и мнимых частей импедансов, вызванные статистическим распределением их модулей, в соответствии с картой оказались значительно ниже, чем вариации, вызванные статистическим распределением фаз импедансов.

После того, как трассы были сформированы, выполнялся расчет функций ослабления каждой случайной трассы в зависимости от расстояния, используя формулу Миллингтона [3]. Следующий шаг – выборка значений модуля и аргумента полученных функций ослабления каждой трассы при одинаковых расстояниях и, наконец, их статистический анализ. В качестве анализируемых величин мы выбрали комплексные значения натурального логарифма функций ослабления. Реальная часть этих чисел есть значения $\ln|W|$, а мнимые части – это $\arg W = \varphi_{\text{доп}}$. Они образуют некие вектора, для составляющих которых вычисляются их средние значения на каждом расстоянии. Теперь можно подобрать однородную трассу, для которой эти вектора наиболее близки к полученным средним случайным. В качестве критерия близости используется метод наименьших квадратов

$$L = \min \left[\sum \left[(\ln|W_i| - \ln|V_i|)^2 + (\arg W_i - \arg V_i)^2 \right] \right], \text{ где}$$

i – индекс суммирования по всем расстояниям,

W_i – усредненная по реализациям функция ослабления случайной трассы,

V_i – функция ослабления искомой однородной трассы.

При формировании случайных трасс были заданы средние значения $\text{Re}(\delta) = 0.0300$, $\text{Im}(\delta) = -0.0335$, то есть $|\delta| = 0.045$, а $\arg \delta = -0.84$. Напомним, что все эти величины, как и функции распределения их случайных составляющих, задавались по результатам проведенного нами ранее статистического анализа реальных карт ГЭР [1]. Для оптимальной однородной трассы оказалось $\text{Re}(\delta) = 0.0327$, а $\text{Im}(\delta) = -0.0346$, т.е. $|\delta| = 0.0476$ а $\arg \delta = -0.814$. Оптимизированная трасса стала несколько менее индуктивной со слегка увеличенным модулем импеданса. Средние квадратические отклонения логарифма модуля и аргумента функции ослабления реальной случайной трассы от сформированной равны 0.17 дБ и 0.2 радиана.

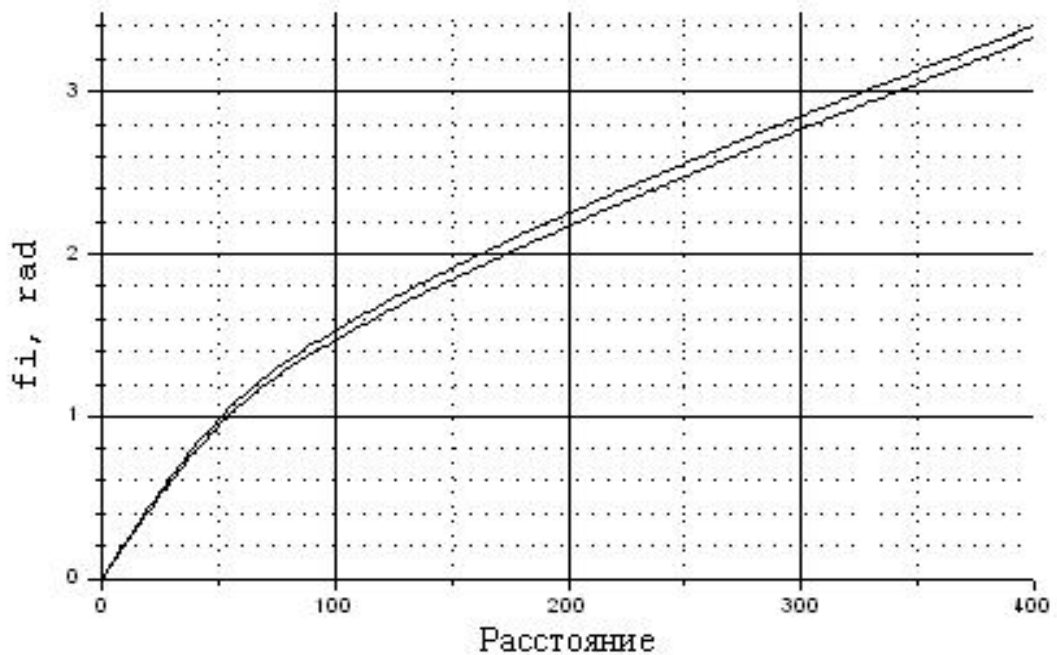


Рис.1

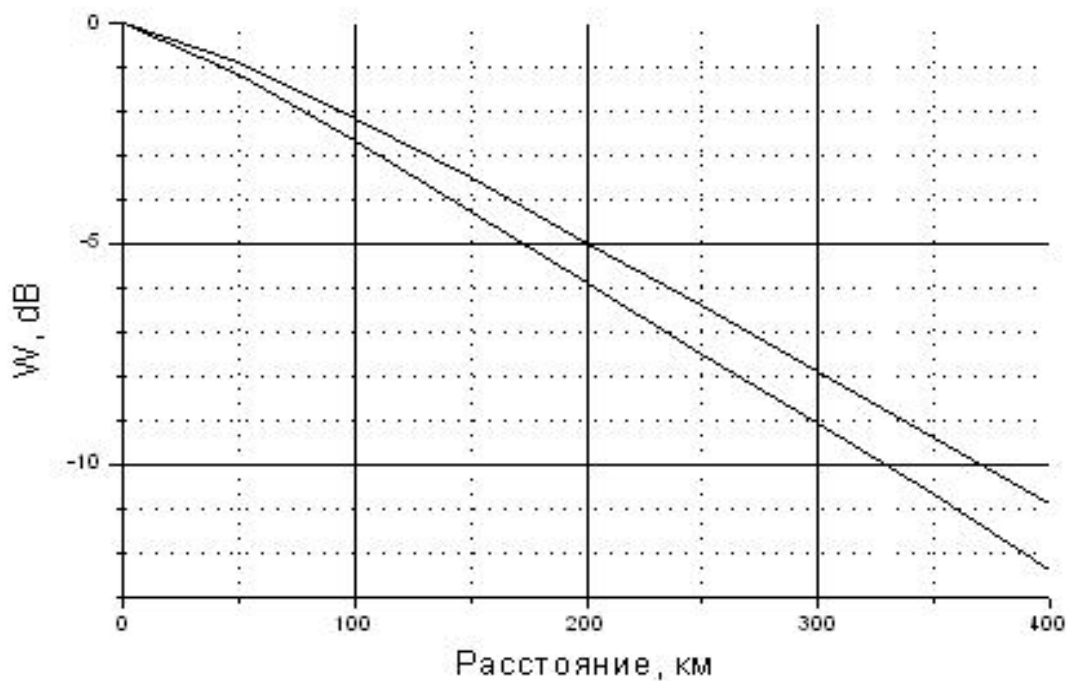


Рис. 2

На рис.1 и 2 изображены графики комплексных составляющих логарифма функций ослабления для однородной трассы с просто средними (по карте) параметрами и для карты с параметрами, значения которых получаются только после специальной ее обработки по не очень тривиальному алгоритму. Из графиков следует, что максимальное отличие модуля функции ослабления оптимизированной трассы от просто средней равно по амплитуде 1.5 децибела, то есть 19 %, а по фазе около 6 градусов.

Таким образом, выполненное нами моделирование показало, что для проанализированного региона (это был Северо-Запад России) допустимо построение усредненных по импедансу карт с весьма большими размерами фрагментов (в нашем случае равными 400 километров). При этом во много раз уменьшается размер памяти для хранения таких карт и для работы с ними. Однако нерешенным остается вопрос о практической фрагментации карты. В разных регионах алгоритм ее может быть не простым и трудно формализуемым.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность программисту кафедры радиофизики СПбГУ Тамкун Л.Г. за предоставление разработанных ею программ расчета электромагнитных полей над многокучными трассами.

Литература.

1. Винонен В.И., Пылаев А.А., Тамкун Л.Г. Статистические характеристики реальной земной поверхности в диапазоне километровых радиоволн // Тезисы докладов XIV Региональной конференции по распространению радиоволн. Санкт-Петербург. 2008. С.88-91
2. Зернов Н.Н. О распространении земной волны над трассами с хаотически распределенным импедансом // Проблемы дифракции и распространения волн. Изд-во ЛГУ. 1986. Вып. 20. С. 230-237.
3. G. Millington. Groundwave propagation over an inhomogeneous earth, Proc. IEE, pt 3, p 53-64.96, 53, January, 1949.

В.Д. Терещенко

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ГРАВИТАЦИИ НА ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ИОНИЗИРОВАННОЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Полярный геофизический институт КНЦ РАН, г. Мурманск

На основе решения уравнений магнитной гидродинамики получено простое дисперсионное соотношение для низкочастотных волновых возмущений в атмосфере Земли. Определены частоты, фазовые и групповые скорости атмосферных волн при их распространении вдоль и поперёк магнитного и гравитационного полей, а также в плоскости магнитного меридиана и на магнитном экваторе.

Введение. Распространение волновых возмущений в любой материальной среде (атмосфере или ионосфере) описывается дисперсионным уравнением, которое определяет спектр собственных колебаний среды [1, 2]. Магнитогидродинамическая теория собственных колебаний для модели сжимаемой электропроводящей жидкости, находящейся в магнитном и гравитационном полях представлена в работах [1, 3]. Однако дисперсионные уравнения, полученные в этих работах, были чрезвычайно сложными, поэтому для анализа атмосферных волн были рассмотрены два предельных случая [4]: 1) отсутствие магнитного поля и 2) отсутствие гравитации. В первом случае получаем дисперсионное уравнение для акустико-гравитационных волн, а во втором – для магнитозвуковых волн. При таком подходе к исследованию волновых процессов в атмосфере теряется взаимосвязь между различными типами волн.

Целью настоящей работы является: найти простое дисперсионное соотношение и исследовать влияние магнитного поля и гравитации на низкочастотные волновые процессы в атмосфере Земли.

Дисперсионное уравнение. Рассмотрим ионосферную среду как электропроводящую, сжимаемую и стратифицированную жидкость, в которой волновые процессы происходят адиабатически с показателем адиабаты γ . Целесообразнее всего рассмотреть колебания атмосферы в виде простых плоских волн, которые имеют вид

$$\exp(z/2H) \exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t), \quad (1)$$

где $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = k_x x + k_y y + k_z z$, $H = RT/g$ – приведенная высота однородной атмосферы, R – универсальная газовая постоянная, g – ускорение силы тяжести, T – температура по Кельвину. В дальнейшем полагаем, что $T = \text{const}$. Оси x и y декартовой системы координат направлены горизонтально, а ось z – вертикально вверх, противоположно \mathbf{g} . Множитель $\exp(z/2H)$ показывает рост амплитуды волны с увеличением высоты.

Если ввести углы: φ – угол между векторами \mathbf{k} и \mathbf{g} , η – угол между геомагнитным полем \mathbf{H}_0 и \mathbf{g} , ϑ – угол между \mathbf{k} и \mathbf{H}_0 , и искать решение линеаризованной системы уравнений магнитной гидродинамики в форме (1), то получим дисперсионное уравнение для низкочастотных колебаний в частично ионизированной атмосфере в виде [3]:

$$\left(\omega^2 - \omega_A^2 \cos^2 \vartheta \right) \left[\omega^4 - \omega^2 \left(\omega_s^2 + \omega_A^2 + i \frac{\omega_s^2}{kH} \cos \varphi \right) + N^2 \omega_s^2 \sin^2 \varphi + \omega_s^2 \omega_A^2 \cos^2 \vartheta + i \frac{\omega_s^2 \omega_A^2}{kH} \cos \eta \cos \vartheta \right] = 0. \quad (2)$$

Здесь $\omega_A^2 = k^2 V_A^2$, $N^2 = (g^2/c_s^2 + (g/\rho) \partial \rho / z) = g(1-1/\gamma)/H = (g^2/c_s^2)(\gamma-1)$ – квадраты частот МГД волн, звука и Брента-Вяйсяля соответственно;

$V_A^2 = H_0^2/4\pi\rho$, $c_s^2 = \gamma g H$ – квадраты скоростей МГД волн и звука; $k = \sqrt{k_\perp^2 + m^2}$ – полное волновое число, $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$, $m = k_z - i/2H$, ρ – плотность атмосферного газа. Введение комплексного m формально сводит задачу распространения волн в неоднородной атмосфере к случаю однородной среды. Величина N есть частота резонанса для смещённого объёма воздуха внутри атмосферы, когда возвращающая сила является выталкивающей силой при всплытии. Выражение в круглой скобке описывает распространение в ионосфере поперечных волн Альвена [5], а в квадратной – распространение магнито-акустико-гравитационных волн (МАГВ) [3].

Для атмосферных волн на геомагнитном полюсе и на экваторе, т.е. когда внешнее магнитное поле параллельно или перпендикулярно гравитационному полю, анализ дисперсионного соотношения в квадратной скобке не вызывает затруднений [3]. При иных углах между этими полями дисперсионное соотношение остаётся очень сложным, поэтому его необходимо привести к более простому виду.

Введём для этого систему координат, в которой $k_y = 0$, так что $\mathbf{k} = (k_z, 0, k_x)$. Вращая систему координат вокруг оси y по часовой стрелке на угол η и, освобождаясь от мнимых членов, получим следующий вид дисперсионного соотношения для МАГВ:

$$\omega^4 - \omega^2 B + C = 0, \quad (3)$$

где $B = k'^2 V_A^2 + c_s^2 (k'^2 + 1/4H^2)$,

$$C = c_s^2 \left[N^2 (k'_z \sin \eta + k'_x \cos \eta)^2 + k'^2 V_A^2 (k'_z^2 + \cos^2 \eta / 4H^2) \right], \quad (4)$$

\mathbf{k}' – волновой вектор в повёрнутой на угол η системе координат, $k'_x = k_x - i \sin \eta / 2H$, $k'_z = k_z + i \cos \eta / 2H$.

Возвращаясь в исходную неподвижную систему координат для коэффициентов (4), входящих в дисперсионное уравнение (3), получим

$$B = \omega_A^2 + \omega_s^2 + N_A^2, \quad C = N^2 \omega_s^2 \sin^2 \varphi + \omega_A^2 (\omega_s^2 \cos^2 \vartheta + N_A^2 \cos^2 \eta), \quad (5)$$

где $N_A = c_s / 2H$ – предельная акустическая частота, т.е. резонансная частота всей атмосферы, когда возвращающая сила вызвана сжатием.

Таким образом, мы нашли простой вид дисперсионного уравнения (3) с коэффициентами (5) для МАГВ в земной атмосфере, находящейся в магнитном и гравитационном полях.

Если магнитное поле отсутствует, то $\omega_A = 0$ и (3) переходит в классическое дисперсионное уравнение для АГВ [6]: $\omega^4 - \omega^2 (\omega_s^2 + N_A^2) + N^2 \omega_s^2 \sin^2 \varphi = 0$. Если отсутствует гравитация, то $N = N_A = 0$. Тогда (3) становится дисперсионным уравнением для магнитозвуковых волн [5]: $\omega^4 - \omega^2 (\omega_A^2 + \omega_s^2) + \omega_A^2 \omega_s^2 \cos^2 \vartheta = 0$.

Анализ. Перейдём теперь к исследованию колебаний, способных возбуждаться и распространяться в атмосфере Земли. Для выяснения возможных частот возбуждаемых атмосферных волн перепишем уравнение (3) в виде

$$\omega^2 = \omega_s^2 \frac{\omega^2 - N^2 \sin^2 \varphi}{\omega^2 - N_A^2} + \omega_A^2 \frac{\omega^2 - \omega_s^2 \cos^2 \vartheta - N_A^2 \cos^2 \eta}{\omega^2 - N_A^2}. \quad (6)$$

Если ограничиться случаем действительных k_{\perp} и k_z , то следствием этого уравнения будет существование трёх групп волн: магнитогравитационных, альвеновских и магнитозвуковых.

Магнитогравитационные волны определяются, как волны с частотами $|\omega| < N$, и обусловлены силами тяжести и магнитными силами. Для $|\omega| \ll N$ уравнение (6) превращается в

$$\omega^2 = \frac{N^2 \sin^2 \varphi + \omega_A^2 (\cos^2 \vartheta - \cos^2 \eta / 4k^2 H^2)}{1 + V_A^2 / c_s^2 + 1/4k^2 H^2}. \quad (7)$$

Магнитозвуковые волны возникают при условии $|\omega| > N_A$ и обусловлены магнитными силами и силами упругости. При $|\omega| \gg N_A$ выражение (6) переходит в классическое уравнение для магнитозвуковых волн. Низкочастотные волны этого типа могут распространяться в ионосферной плазме в результате совместного действия гидростатического и магнитных давлений [5]. В такой волне ионы обуславливают инерцию колебаний, тогда как магнитные силы играют роль возвращающих (квазиупругих) сил.

Оценка частот N_A и N показывают, что на высотах мезосферы периоды волн $2\pi/N_A$ и $2\pi/N$ соответственно равны около 4 и 5 мин, а на высотах нижней термосферы они составляют примерно 14 и 15 мин. Отсюда следует, что гравитационные волны всегда являются более низкочастотными, чем акустические. К этому выводу можно прийти, если дисперсионное уравнение записать в виде

$$\omega^2 / \omega_{ma}^2 + \omega_{mg}^2 / \omega^2 = 1, \quad (8)$$

где частоты магнитозвуковых ω_{ma} и магнитогравитационных волн ω_{mg} определяются следующими формулами: $\omega_{ma}^2 = \omega_A^2 + \omega_s^2 + N_A^2$, $\omega_{mg}^2 = \frac{N^2 \omega_s^2 \sin^2 \varphi + \omega_A^2 (\omega_s^2 \cos^2 \vartheta + N_A^2 \cos^2 \eta)}{\omega_A^2 + \omega_s^2 + N_A^2}$.

В промежуточной области частот $N \sin \varphi < |\omega| < N_A$ существуют альвеновские волны, обусловленные магнитными силами. Для $N \ll |\omega| \ll N_A$ дисперсионное соотношение (6) можно аппроксимировать в виде

$$\omega^2 = \omega_A^2 \frac{\cos^2 \vartheta + \cos^2 \eta / 4k^2 H^2}{1 + V_A^2 / c_s^2 + 1/4k^2 H^2}.$$

Таким образом, на частотах ниже частоты Вэйсяля-Брента в частично-ионизованной атмосфере Земли возбуждаются и распространяются магнитогравитационные волны.

Решая уравнение (8) относительно ω^2 , найдём

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[\omega_A^2 + \omega_s^2 + N_A^2 \pm \sqrt{(\omega_A^2 + \omega_s^2 + N_A^2)^2 - 4\omega_s^2 N^2 \sin^2 \varphi - 4\omega_A^2 (\omega_s^2 \cos^2 \vartheta + N_A^2 \cos^2 \eta)} \right], \quad (9)$$

где знак "плюс" соответствует магнитоакустическим волнам, а знак "минус" – магнитогравитационным волнам.

Из соотношения (9) видно, что тип низкочастотных колебаний возбуждаемых и распространяющихся в атмосфере Земли, зависит от геомагнитных координат точки

наблюдения и направления распространения волны. Так, например, в атмосфере над геомагнитным полюсом ($\eta = 0$) могут возбуждаться и распространяться в вертикальном направлении ($\vartheta = \varphi = \pi$) альвеновская волна $\omega^2 = \omega_A^2$ и модифицированная звуковая волна $\omega^2 = \omega_s^2 + N_A^2$.

Над геомагнитным экватором ($\eta = \pi/2$) при вертикальном распространении ($\vartheta = \pi/2, \varphi = \pi$) будут возбуждаться модифицированная магнитозвуковая волна $\omega^2 = \omega_A^2 + \omega_s^2 + N_A^2$ и энтропийная волна $\omega^2 = 0$.

В направлении, отличном от вертикального, в плоскости магнитного экватора будут распространяться модифицированные магнитозвуковая волна $\omega^2 \approx \omega_A^2 + \omega_s^2 + N_A^2$ и гравитационная волна $\omega^2 \approx \frac{\omega_s^2}{\omega_A^2 + \omega_s^2 + N_A^2} N^2 \sin^2 \varphi$.

Используя выражение (6), можно получить формулы для фазовой \mathbf{v}_ϕ и групповой $\mathbf{v}_{гр}$ скоростей магнитогидродинамических волн:

$$\mathbf{v}_\phi = (\omega/k^2) \mathbf{k} = \left[\frac{c_s^2 (\omega^2 - N^2 \sin^2 \varphi) + V_A^2 (\omega^2 - \omega_s^2 \cos^2 \vartheta - N_A^2 \cos^2 \eta)}{\omega^2 - N_A^2} \right]^{1/2} \frac{\mathbf{k}}{k},$$

$$\mathbf{v}_{гр} = \partial \omega / \partial \mathbf{k} = \frac{[\omega^2 (V_A^2 + c_s^2) - V_A^2 (2\omega_s^2 \cos^2 \vartheta + N_A^2 \cos^2 \eta)] \mathbf{k} - N^2 c_s^2 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}) \mathbf{e}}{\omega (2\omega^2 - \omega_A^2 - \omega_s^2 - N_A^2)},$$

где \mathbf{e} – единичный вектор в горизонтальном направлении.

Видно, что волны, кроме частотной дисперсии, имеют и пространственную дисперсию (направления фазовой и групповой скоростей различны).

Заключение. Получено простое дисперсионное соотношение для собственных колебаний в изотермической ионизованной среде при наличии силы тяжести и магнитного поля. Это уравнение имеет важное практическое применение для понимания механизмов возбуждения и распространения низкочастотных волн в атмосфере и ионосфере Земли.

Литература

1. Госсард Э.Э., Хук У.Х. Волны в атмосфере. – М.: Мир, 1978. – 532 с.
2. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. – М.: Наука, 1975. – 256 с.
3. McLellan N.A., Winterberg F. Magneto-gravity waves and the heating of the Solar corona // Solar Phys. – 1968. – V. 4. – N4. – P. 401-408.
4. Хантадзе А.Г., Гвелесиани А.И., Джандиери Г.В. Малые колебания верхней атмосферы Земли // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. Т. 12. – №3. – С. 261-277.
5. Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г. Космическая электродинамика. – М.: Мир, 1967. – 260 с.
6. Хайнс К.О. Движения нейтральной атмосферы. // Физика верхней атмосферы Земли. – Л.: Гидрометеиздат, 1971. – С. 144-167.

Распространение радиоволн высоких частот и структура верхней ионосферы

Ф.И. Выборнов, Д.С. Котик, А.В. Першин

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ ИСКУССТВЕННОГО F-SPREAD С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИОНОЗОНДА CADI

ФГБНУ НИРФИ, г. Нижний Новгород

Приводятся результаты исследования искусственной ионосферной диффузности (искусственного F-spread), возбуждаемой мощным коротковолновым излучением нагревного стенда «Сура». Диагностика проводилась цифровым ионозондом CADI, который установлен в непосредственной близости от нагревного стенда.

Одним из видов реакции ионосферы на зондирование ее мощной радиоволной является уширение следа отражения на высотно-частотной характеристике. Это явление получило название искусственного F-spread (F-рассеяния) или искусственной диффузности (ИД).

Впервые это явление было обнаружено в экспериментах по искусственной модификации ионосферы в Боулдере (США) [1,2], а затем в г. Горьком с использованием нагревного стенда «Ястреб» [3].

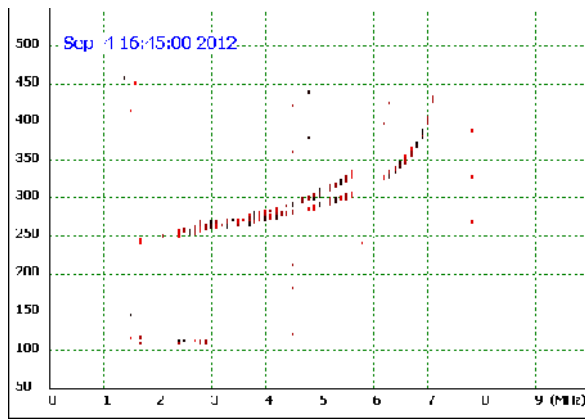
Первые эксперименты с использованием нагревного стенда «Ястреб», а затем более мощного стенда «Сура» показали, что ИД уверенно наблюдается как в ночное, так и в дневное время. Для диагностики ИД использовались ионосферные станции типа АИС, Базис-М, Сойка-6000, выходная мощность которых составляла 10-25 кВт в импульсе.

В последние годы в нашей стране появилось достаточно много современных ионозондов как иностранного, так и отечественного производства. На полигоне ФГБНУ НИРФИ в Васильсурске (Нижегородская область) установлен ионозонд CADI. Этот ионозонд использовался для диагностики ионосферы, возмущаемой мощным коротковолновым излучением нагревного стенда «Сура». Расстояние между антеннами нагревного стенда и ионозонда не превышает 300 метров. Ионозонд имеет выходную мощность 600 Вт и может работать в разных режимах: в моноимпульсном; в режимах кодирования 7 или 13 битным кодом Баркера; 16 битным дополнительным кодом. В качестве основного был выбран режим с 13-битным кодом Баркера (улучшает соотношения сигнал/шум на 11 дБ) и усреднением по 4-м принимаемым импульсам. Воздействие на ионосферу излучением нагревного стенда «Сура» осуществлялось на частоте ниже критической на обыкновенной компоненте с эффективной мощностью до 80 МВт, как правило, в дневное и вечернее время весной-летом-осенью 2012 года. ИД уверенно диагностировалась ионозондом CADI при временах нагрева около 10 минут. Обычно наблюдался частотный F-spread с интенсивностью до 3 баллов [4]. При этом установлено, что релаксация ИД происходит за время 15-30 минут. Увеличение длительности нагрева более 15 минут в непрерывном режиме не приводит к усилению диффузности. На рис. 1 приведены ионограммы, полученные с использованием ионозонда CADI 4 сентября 2012 года с 16:45 по 17:08 UT (рис. 1a - ионограмма, полученная до включения стенда «Сура», рис 1b – ионограмма после 10-минутной работы нагревного стенда, рис. 1c - ионограмма, полученная через 8 минут после выключения передатчиков нагревного стенда).

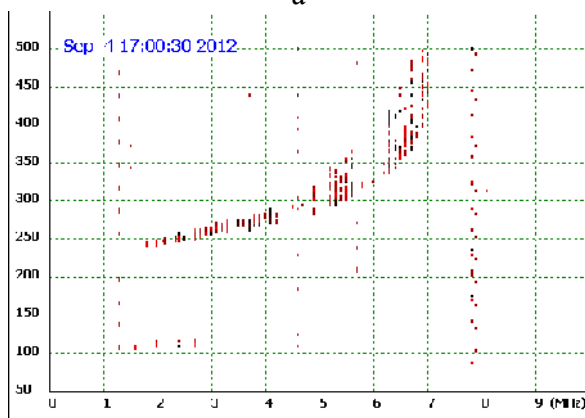
Регистрация ионограмм во время работы нагревного стенда оказалась практически невозможной из-за подавления сигнала ионозонда мощным излучением нагревного стенда.

Установлено, что ИД обладает пороговым эффектом и наблюдается при временах воздействия около 10-15 минут только при эффективной мощности нагревного стенда не менее 10 МВт. Увеличение мощности приводит к росту интенсивности ИД при равных временах воздействия, а при мощности волны накачки около 50 МВт – к насыщению. При этом уменьшаются времена развития ИД до 2–3 минут.

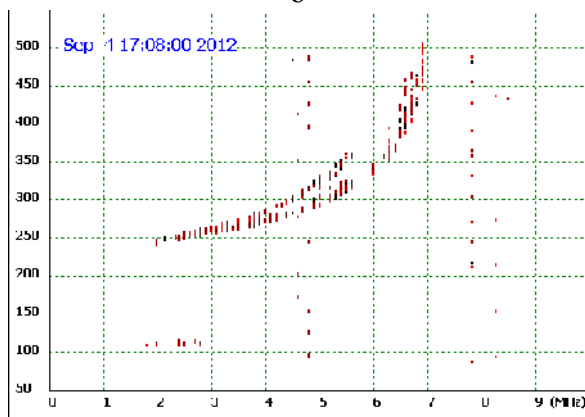
Подтверждены ранее установленные факты:



a



b



c

Рис 1. Ионограммы ионозонда CADI 4 сентября 2012 г. (a – до включения стенда, b – после выключения нагревного стенда, c – через 8 мин. после выключения стенда)

Для оценки относительных флуктуаций электронной концентрации $\Delta N/N$ крупномасштабных искусственных возмущений можно использовать соотношение [7]:

$$2\Delta f / F_{0F_2} \approx 1.4 \cdot \Delta N / N,$$

где Δf – частотное уширение ионосферного трека в области критических частот. Значение $\Delta N/N \approx 0.15$, полученное для приведенного сеанса на рис. 1, достаточно хорошо совпадает с ранее полученными другими методами (см., например, [6, 8]).

За полугодовой интервал наблюдений не было зарегистрировано каких-либо аномально сильных возмущений ионосферы (см., подробнее [8]), но было замечено, что возмущение ионосферы волной X-поляризации приводит к явлению ИД при больших пороговых мощностях, чем это было получено для O-поляризации. Как правило, ИД при этом развивалась бо-

- ИД возникает во всех циклах нагрева и может синхронно наблюдаться на разных ионозондах, расположенных на расстоянии нескольких сотен километров;
- длительность нагрева 5-10 минут достаточно для развития ИД; дальнейшее увеличение времени нагрева не приводит к росту интенсивности ИД;
- интенсивность ИД зависит от соотношения f_{BH} / F_{0F_2} частоты волны накачки и критической частоты F-слоя ионосферы;
- интенсивность ИД зависит от высоты отражения волны накачки нагревного стенда;
- интенсивность ИД зависит от естественно-возмущенного состояния ионосферы; наличие естественных возмущений типа ПИВ (перемещающихся ионосферных возмущений), дополнительных и наклонных отражений, слабой начальной диффузности, как правило, усиливают интенсивность ИД;
- интенсивность ИД растет при увеличении высоты F₂-слоя ионосферы.

Два последних обстоятельства характерны как для искусственного, так и естественного F-spread в среднеширотной ионосфере.

В естественной ионосфере явление F-spread связывают с рассеянием радиоволн на неоднородностях электронной концентрации с размерами 1-5 км [6].

Роль различных масштабов неоднородностей в формировании ИД обсуждалась в [5, 8]. На основании экспериментальных данных показано, что слабая ИД может быть вызвана неоднородностями с масштабами 1–3 км (времена развития 1–3 минуты). Максимальная ИД достигается за 5–10 минут, что соответствует масштабам неоднородностей 10–40 км.

лее слабо, на ионограммах наблюдались сильные расслоения и деформации ионосферных треков.

Дополнительная диагностика возмущенной области ионосферы проводилась методом радиопросвечивания сигналами искусственных спутников Земли. Сигналы ИСЗ системы «Парус» принимались на частотах 150 и 400 МГц на полигоне ФГБНУ НИРФИ Васильсурск. Измерения показали, что ИД всегда сопровождается сильными радиомерцаниями принимаемых сигналов ИСЗ, особенно на частоте 150 МГц. В работе [9] ранее нами приводились результаты измерений амплитуды сигнала искусственного спутника Земли на частоте 400 МГц, полученные в эксперименте по радиопросвечиванию области искусственной ионосферной турбулентности, возбуждаемой мощным среднеширотным нагревным стендом «Сура», когда сигнал распространялся вдоль силовых линий магнитного поля Земли. В этом случае также отмечалась сильная искусственная ионосферная диффузность.

Полученные результаты показывают возможность искусственного моделирования в ионосфере процессов и явлений, наблюдаемых в естественных (без техногенного воздействия) условиях. Показаны хорошие эксплуатационные характеристики ионозонда CADI и его пригодность к проведению исследований естественного и искусственного F-spread. Ионозонд CADI может быть использован в качестве диагностического инструмента при проведении исследований с использованием нагревного стенда «Сура». Тем не менее, принято решение о разработке и монтаже усилителя мощности для этого ионозонда и установке дополнительного комплекса приемных антенн.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 11-02-00419-а, № 11-02-97104р_поволжье_a.

Литература

1. Utlant W.F., Cohen R. Modifying the ionosphere with intense radio waves // Science. 1971. V.174, N 4006. P. 245-255.
2. Utlant W.F., Violette E.S. Summary of vertical incidence radio observations of ionospheric modification // Radio science, 1974, V. 9, N 11, November. P. 895-903.
3. Беликович В.В. и др. Новые результаты исследований нелинейных явлений в ионосфере // Изв. Вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 4. С. 516-520.
4. Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм. М:Наука. 1977. 342 с.
5. Ерухимов Л.К., Метелев С.А., Митяков Э.Е. и др. Экспериментальные исследования искусственной ионосферной турбулентности // В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький: ИПФАН. 1979. С. 7-46.
6. Гершман Б.Н., Казимировский Э.И. Кокуров В.Д., Чернобровкина Н.А. Явления F-рассеяния в ионосфере. – М.: Наука. 1984. 141 с.
7. Алимов В.А., Выборнов Ф.И., Караштин А.Н. и др. Распределение электронной концентрации в верхней ионосфере в условиях среднеширотного F-spread // Изв. Вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 3. С. 207-213.
8. Выборнов Ф.И., Митякова Э.Е, Рахлин А.В. Отклик ионосферы на возмущение мощной радиоволной // Препринт №376. Нижний Новгород: НИРФИ, 1993. 27 с.
9. Выборнов Ф.И., Алимов В.А., Котик Д.С., Рахлин А.В. О случае аномальных флуктуаций сигнала ИСЗ на частоте 400 МГц при радиопросвечивании области магнитного зенита искусственно возмущенной ионосферы // В сб. докладов: XXIII Всероссийская научная конференция «Распространение радиоволн», 23–26 мая 2011 г. Йошкар-Ола: Марийский государственный технический университет. Т.2: Доклады. С. 210-213.

ПРЯМОУГОЛЬНЫЙ ЛЧМ-ИМПУЛЬС В РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЕ

Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

Изложены результаты численного моделирования процесса атмосферного распространения прямоугольного радиоимпульса с линейной частотной модуляцией, несущая частота которого совпадает или близка к резонансной частоте 183.36 ГГц единственной сильной линии поглощения водяного пара в диапазоне миллиметровых волн. Наиболее выраженной особенностью искажений огибающей является ее постепенная трансформация в совокупность двух узких пиков, расстояние по временной оси между которыми всегда близко к начальной длительности импульса.

Проблема генерирования и излучения сверхкоротких радиоимпульсов с длительностями в единицы наносекунд и менее в настоящее время интенсивно разрабатывается. Это предопределяет необходимость описания закономерностей распространения таких импульсов по атмосферным трассам. Среди многих возникающих при этом задач самостоятельное место занимает задача о распространении радиоимпульса, несущая частота которого находится в пределах или в окрестности частотного интервала, занимаемого изолированной спектральной линией одного из компонентов атмосферы (например, H_2O или O_2). В докладе представлены результаты численного анализа, в рамках которого на основе интеграла Фурье изучался процесс атмосферного распространения прямоугольного ЛЧМ-импульса наносекундной длительности. Несущая частота импульса принималась равной или близкой к резонансной частоте $\nu_{ij} = 183,36$ ГГц единственной сильной линии поглощения водяного пара в миллиметровом диапазоне волн.

Начальная огибающая прямоугольного ЛЧМ-импульса имеет вид:

$$A(0;t) = A_0 \exp(i \Delta \omega t^2 / (2t_{\epsilon})), \quad -0,5t_{\epsilon} \leq t \leq 0,5t_{\epsilon}; \quad (1)$$

Здесь t – время; t_{ϵ} – длительность импульса; $\Delta \omega = 2\pi \Delta f$; Δf – девиация частоты; A_0 – «высота» импульса.

Текущую комплексную огибающую импульса описывает интеграл Фурье:

$$A(z;t') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(0;\omega) \exp\left(-i \frac{\omega}{c} (n(\omega) - 1) z - \frac{\omega}{c} \kappa(\omega) z\right) \exp(i(\omega - \omega') t') d\omega. \quad (2)$$

В (2): z – длина трассы; $\omega' = 2\pi f'$; f' – несущая частота; c – скорость света; $t' = t - z/c$;

$S(0;\omega) = \sqrt{\pi t_{\epsilon} / \Delta \omega} \exp\left(-i(\omega - \omega')^2 t_{\epsilon} / (2\Delta \omega)\right) \left(C(X_1) + C(X_2) + i(S(X_1) + S(X_2))\right)$ –

– начальный спектр импульса; $X_{1,2} = (\Delta \omega / 2 \pm (\omega - \omega')) / \sqrt{2\Delta \omega / t_{\epsilon}}$; $C(x)$ и $S(x)$ – интегралы Френеля; $n(\omega)$ и $\kappa(\omega)$ – реальная и мнимая части комплексного показателя преломления среды распространения. Фактически интегрирование в (2) выполняется только в области частот $\omega \gg 0$. Слагаемые в показателе экспоненты в подынтегральном выражении в (2) зависят от полуширины спектральной линии $\Delta \nu$ и оптической глубины трассы $\tau(z) =$

$= \gamma(\nu_{ij})z$, где $\gamma(\nu_{ij})$ – коэффициент поглощения среды на резонансной частоте по мощности. Имеем ($\omega_{ij} = 2\pi \nu_{ij}$):

$$\frac{\omega}{c} (n(\omega) - 1) z = \frac{\tau(z)}{2} \cdot \left(2(2\pi \Delta \nu) \omega (\omega_{ij}^2 - \omega^2)\right) / \left((\omega_{ij}^2 - \omega^2)^2 + 4(2\pi \Delta \nu)^2 \omega^2\right);$$

$$\frac{\omega}{c} \kappa(\omega) z = \frac{\tau(z)}{2} \cdot \left(4(2\pi \Delta \nu)^2 \omega^2\right) / \left((\omega_{ij}^2 - \omega^2)^2 + 4(2\pi \Delta \nu)^2 \omega^2\right).$$

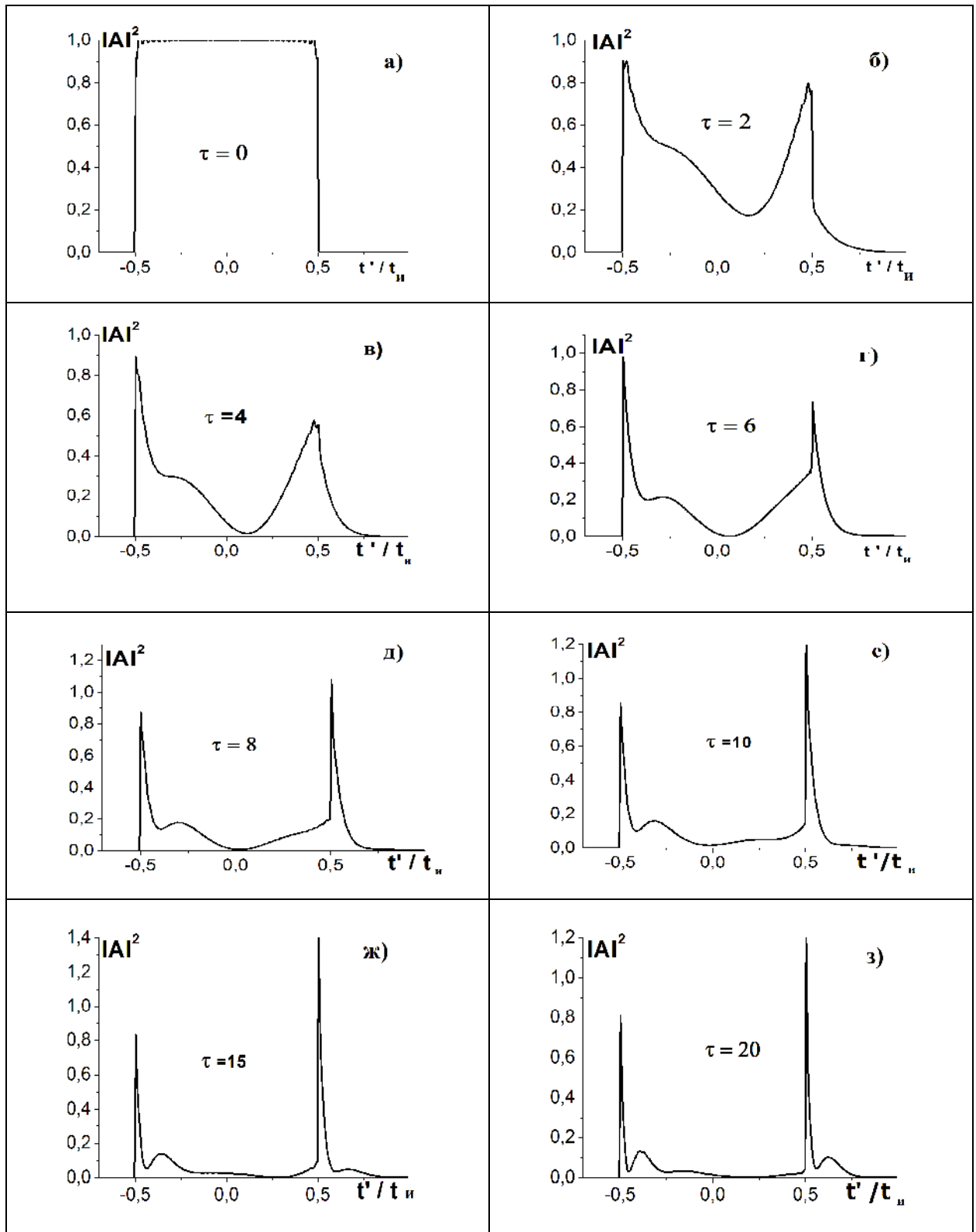


Рис.1. Эволюция прямоугольного ЛЧМ-импульса (1) в резонансно-поглощающей атмосфере при увеличении оптической глубины трассы и $A_0 = 1; f' = 183,36 \text{ \AA\ddot{o}}; \Delta f = 3 \text{ \AA\ddot{o}}; t_e = 10^{-9} \text{ с}; \Delta \nu = 0,5 \text{ \AA\ddot{o}}$.

На рис.1 приведен пример нарастания искажений прямоугольного ЛЧМ-импульса при увеличении оптической глубины трассы. Значения τ указаны возле кривых. Наиболее выраженной особенностью искажений является постепенная трансформация исходного прямоугольника (рис.1а) в совокупность двух пиков поля, высоты которых сопоставимы с вы

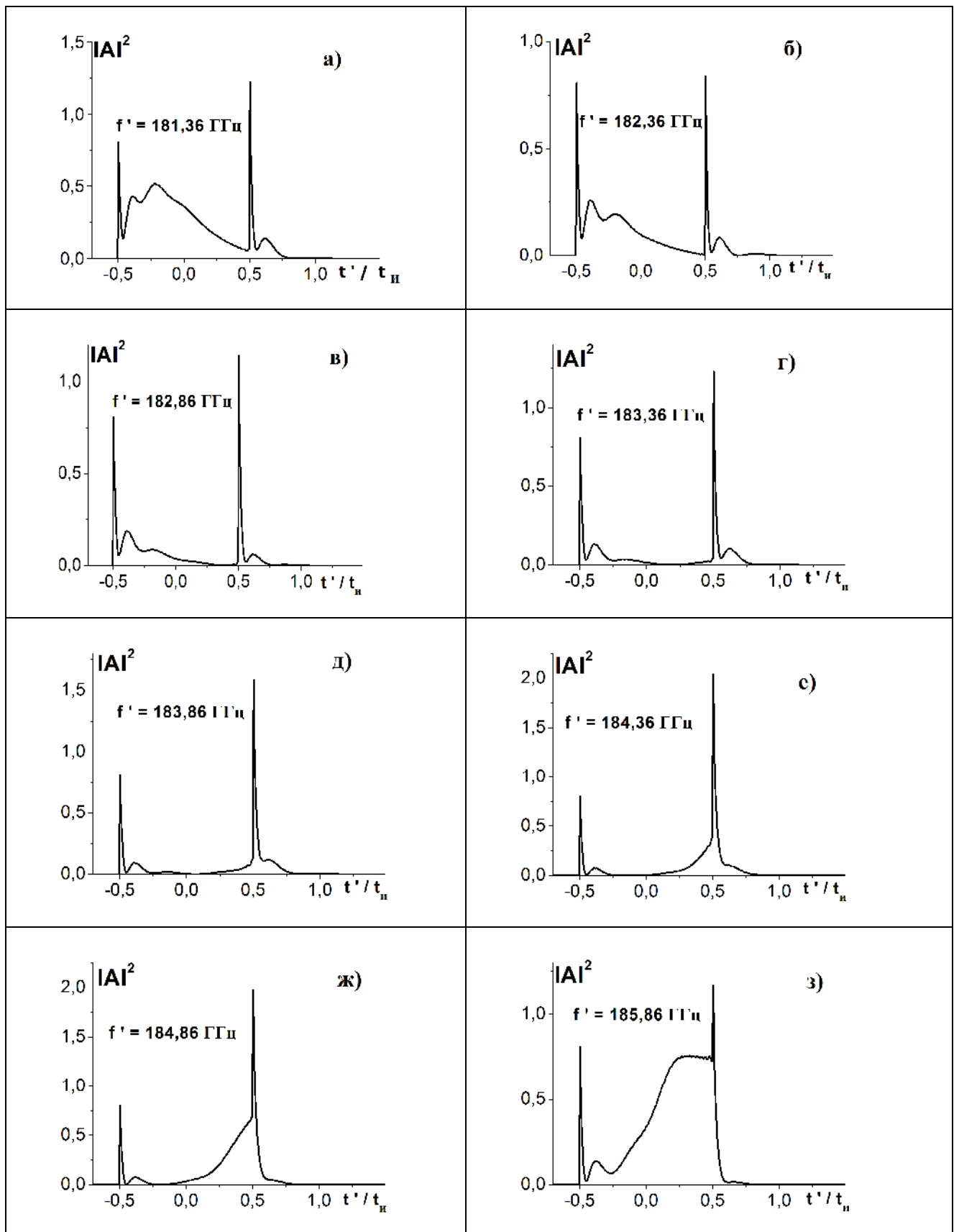


Рис.2. Влияние смещения несущей от центра линии поглощения на искажения прямоугольного ЛЧМ-импульса в резонансно-поглощающей атмосфере при $\tau = 20$

(остальные параметры те же, что и на рис.1).

сотой исходного импульса (рис.1з). Характерные ширины пиков много меньше длительности импульса, а расстояние между ними по временной оси близко к длительности импульса. Воз-

возможность формирования в атмосфере высоких и узких максимумов поля ранее была показана в [1] применительно к водяному пару на основе приближенного аналитического решения задачи и в [2] применительно к кислороду на основе результатов численного моделирования процесса распространения. В обоих случаях импульсы не имели частотной модуляции.

Представляет интерес сопоставить изменение энергии импульса, эволюция которого изображена на рис.1, с ее зависимостью от τ , которую следует ожидать априори на основе общих физических соображений. Для кривых $|A(\tau; t')|^2$ на рис.1 выполняется неравенство $\Delta f > 2\Delta \nu$. Поэтому следует ожидать, что с увеличением оптической глубины энергия

$$E_{\epsilon}(\tau) = \int_0^{\infty} |A(\tau; t')|^2 dt'$$

деформирующегося импульса на рис.1 убывает не просто медленнее, но заметно медленнее, чем это имело бы место при обратном неравенстве. В единицах t_{ϵ} величины $E_{\epsilon}(\tau)$ для кривых, представленных на рис.1 равны 1,002 (а); 0,457 (б); 0,287 (в); 0,209 (г); 0,168 (д); 0,140 (е); 0,098 (ж) и 0,076 (з). Эффективная величина оптической глубины $\tau_y(\tau) = \ln(E_{\epsilon}(0) / E_{\epsilon}(\tau))$ для рис.1з составляет всего $\sim 2,6$. Т.о., результат вычислений с качественной стороны полностью согласуется со спектральными представлениями о процессе распространения электромагнитного импульса в среде с аномальной дисперсией.

При удалении несущей частоты от центра спектральной линии в сторону низких или высоких частот следует ожидать, что энергия импульса при прочих равных условиях будет возрастать. На рис.2 представлены примеры искажений импульса (1) при постоянной величине $\tau = 20$ для случаев, когда несущая частота f' ниже (рис.2а-в) и выше (рис.2д-з) резонансной частоты ν_{ij} (рис.2г совпадает с рис.1з и повторен только для удобства анализа). Значения f' указаны возле каждой из кривых. Во-первых, эффект формирования узких максимумов поля сохраняется. Во-вторых, кривым $|A(\tau; t')|^2$ на рис.2 отвечают значения энергии, равные (в единицах t_{ϵ}): 0,332 (а); 0,135 (б); 0,0897 (в); 0,076 (г); 0,0884 (д); 0,132 (е); 0,216 (ж) и 0,442 (з), так что энергия имеет минимум при $\nu_{ij} = f'$. Можно видеть, наконец, что при $\nu_{ij} > f'$ увеличение энергии обеспечивается первой половиной ЛЧМ-импульса, формируемой относительно низкочастотной частью его спектра (см. рис.2а-в). Напротив, при $\nu_{ij} < f'$ увеличение энергии обеспечивается его второй половиной, формируемой относительно высокочастотной частью спектра (см. рис.2д-з). Соответствие численно получаемых результатов спектральным представлениям очевидно.

Литература

1. Гордин М.П., Стрелков Г.М. Распространение радиоимпульса в среде из гармонических осцилляторов. Препринт ИРЭ АН СССР № 26(398), 1984. М.: ИРЭ АН СССР. 1984. 28 с.
2. Ваксер И.Х., Глуцук А.М., Шарапов Л.И. Использование резонансного поглощения атмосферным кислородом для укорочения импульсов наносекундной длительности. //Иzv. вузов. Радиофизика. 1986. Т. XXIX. № 11. С. 1297-1303.

МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛЧМ-ИМПУЛЬСОВ В ИОНОСФЕРЕ

Балтийский федеральный университет им. И. Канта, г. Калининград

Разработана численная модель распространения ЛЧМ-импульсов в ионосфере с учетом трехмерной неоднородности, анизотропии и дисперсии среды распространения, а также зависимости параметров ионосферы и нейтральной атмосферы от геофизических условий.

Сложные сигналы с частотной и фазовой модуляцией широко применяются для диагностики ионосферы и каналов КВ-связи, в частности, посредством цифровых ионозондов [1]. Обзор теоретических и экспериментальных методов исследования дисперсионных искажений сложных сигналов при распространении в неоднородной анизотропной ионосфере приведен в [2]. В [3] представлено решение задачи о распространении радиоимпульса с произвольной начальной огибающей в холодной бесстолкновительной плазме. В [4] обоснована физическая модель ионосферного широкополосного стохастического ВЧ канала распространения и метода синтеза его характеристик. В [5] изучены особенности лучевого распространения обыкновенной и необыкновенной электромагнитной волн в анизотропной плазме ионосферы при наличии локальных неоднородностей.

Целью работы является построение численной модели распространения декаметровых радиосигналов с частотной модуляцией по линейному закону (ЛЧМ-импульсов). Модель предназначена для исследования распространения сигналов с различной полосой частот и средней частотой спектра в трехмерно неоднородной анизотропной ионосфере. Новизна предлагаемой модели определяется учетом трехмерной неоднородности, анизотропии и дисперсии ионосферы в различных геофизических условиях.

Пусть ЛЧМ-импульс в цепи передатчика описывается математической моделью

$$u(t) = 0, \quad t < 0, \quad t > \tau_u, \quad u(t) = A \exp\left(j \int_0^t (\omega_0 + \mu t) dt\right), \quad 0 < t < \tau_u, \quad (1)$$

где A - амплитуда импульса, τ_u - длительность импульса с началом в момент $t = 0$, ω_0 и μ - параметры частотной модуляции.

Обозначим Δt - интервал дискретизации по времени, который для простоты здесь выбран постоянным. На длительности выделенного ЛЧМ-импульса содержится целое число $N = \tau_u / \Delta t$ интервалов дискретизации. Второе из выражений для функции $u(t)$ в системе (1) можно переписать как

$$u(t) = A \exp\left(j \left(\int_{t_n}^t (\omega_0 + \mu t) dt + \Psi \right)\right), \quad 0 < t < \tau_u, \quad (2)$$

где n - целое число интервалов дискретизации на интервале времени $(0, t)$,

$$\Psi = 0, \quad 0 < t < \Delta t, \quad \Psi = \sum_{i=0}^{n-1} \int_{t_i}^{t_{i+1}} (\omega_0 + \mu t) dt = \Delta t \sum_{i=0}^{n-1} \omega_{i+1/2}, \quad \Delta t < t < \tau_u, \quad (3)$$

причем $t_i = i\Delta t$, $\omega_{i+1/2} = \omega_0 + \mu t_{i+1/2}$, $t_{i+1/2} = (t_i + t_{i+1})/2$.

С учетом (2) и (3) к сигналу (1) применим динамическое представление в виде непрерывной последовательности N цугов колебаний

$$u(t) = \sum_{\ell=0}^{N-1} u_{\ell}(t), \quad (4)$$

где $u_{\ell}(t)$ - цуг колебаний с номером ℓ ,

$$u_{\ell}(t) = 0, \quad -\infty < t < \ell \Delta t, \quad (\ell + 1)\Delta t < t < \infty, \quad (5)$$

$$u_{\ell}(t) = A \exp \left(j \left(\left(\omega_0 + \frac{\mu}{2} t \right) t + \Theta_{\ell} \right) \right), \quad \ell \Delta t < t < (\ell + 1)\Delta t,$$

Θ_{ℓ} - начальная фаза колебаний в цуге $u_{\ell}(t)$,

$$\Theta_0 = 0, \quad \Theta_{\ell} = \Delta t \sum_{i=0}^{\ell-1} \omega_{i+1/2} - \left(\omega_0 + \frac{\mu}{2} t_{\ell} \right) t_{\ell}. \quad \ell = 1, 2, \dots, (N-1). \quad (6)$$

Шаг дискретизации Δt выбирается так, чтобы каждый цуг $u_{\ell}(t)$ квазигармонических колебаний со средней частотой $\omega_{\ell+1/2}$ и прямоугольной огибающей представлял собой узкополосный процесс. Поэтому справедливы неравенства

$$\frac{2\pi}{\omega_{\ell+1/2}} \ll \Delta t \ll \frac{\omega_{\ell+1/2}}{\mu}, \quad \ell = 0, 1, \dots, (N-1). \quad (7)$$

В рамках линейной теории каждый цуг колебаний излучается передающей антенной независимо от остальных цугов волн, составляющих выделенный ЛЧМ-импульс. Излучение каждого цуга колебаний $u_{\ell}(t)$ происходит в виде электромагнитного волнового пакета. Несущая частота волнового пакета с номером ℓ равна $\omega_{\ell+1/2}$. Каждый пакет является узкополосным волновым процессом с квазигармоническими колебаниями и прямоугольной огибающей. Эффективная ширина спектра каждого волнового пакета равна $\mu \Delta t$.

Исследуем вопрос об условиях практической реализации неравенств (7) для ЛЧМ-импульсов в КВ-диапазоне. С ростом номера ℓ волнового пакета $u_{\ell}(t)$ его центральная частота $\omega_{\ell+1/2} = \omega_0 + \mu(\ell + 1/2)\Delta t$ возрастает. Отсюда следует, что с увеличением номера $\ell = 1, 2, \dots, (N-1)$ неравенства (7) выполняются с все большим запасом, если они справедливы при $\ell = 0$. Обозначим k - относительное изменение функции $F(t) = \omega_0 + \mu t$ частотной модуляции на длительности τ_u ЛЧМ-импульса, $k = \mu \tau_u / \omega_0$. Тогда $\omega_{\ell+1/2} = \omega_0 (1 + k(\ell + 1/2)\Delta t / \tau_u)$, и в частности, $\omega_{1/2} = \omega_0 (1 + k \Delta t / (2\tau_u))$. Относительное изменение функции частотной модуляции на интервале Δt составляет $(\omega_{1/2} - \omega_0) / \omega_0 = k \Delta t / (2\tau_u)$.

На нижней границе КВ-диапазона $\omega_0 = 6\pi \cdot 10^6$ 1/с, и $2\pi / \omega_{1/2} = 1 / (3 \cdot 10^6 (1 + k \Delta t / (2\tau_u)))$. Так, если $k = 3$, $\tau_u = 10^{-4}$ с, и $\Delta t = 4 \cdot 10^{-6}$ с, то $\Delta t / (2\pi / \omega_{1/2}) = 12,7$, и $\Delta t / (\omega_{1/2} / \mu) = 0,11$. Выделенный ЛЧМ - сигнал порождает излучение $N = \tau_u / \Delta t = 25$ волновых пакетов.

Проведенные оценки показывают, что при выбранных параметрах ЛЧМ - импульса неравенства (7) соблюдаются с точностью, достаточной для проведения численных расчетов.

Уменьшение величины шага дискретизации Δt по сравнению с выбранным значением в итоге ведет, при прочих неизменных значения параметров ЛЧМ–импульса, к нарушению левого неравенства в (7), а увеличение скорости μ нарастания функции частотной модуляции того же импульса – к нарушению правого неравенства в (7).

В предлагаемой модели каждый излученный ЛЧМ-сигнал представляет собой последовательность волновых пакетов с прямоугольной огибающей. В рамках линейной теории считаем, что волновые пакеты распространяются в атмосфере и ионосфере независимо друг от друга. В диапазоне коротких волн для описания распространения каждого волнового пакета применим приближение геометрической оптики. Полагаем, что основная часть энергии каждого волнового пакета с номером ℓ распространяется вдоль выделенной лучевой траектории, соответствующей гармоническому сигналу с частотой $\omega_{\ell+1/2}$, равной центральной частоте того же волнового пакета.

Комплексные показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн на ионосферных высотах от 60 км до 1000 км, как и в [6], рассчитаны на основе экспериментальных моделей ионосферы IRI и нейтральной атмосферы MSIS. Геомагнитное поле в ионосфере принято дипольным, учтены эффекты мирового времени.

Пусть $n(\mathbf{r}, \omega)$ - комплексный показатель преломления среды для выделенной нормальной моды, \mathbf{r} - радиус-вектор точки наблюдения, и $n = n_1 + jn_2$, где n_1 и n_2 - вещественная и мнимая часть величины n , соответственно. Для каждой из двух нормальных мод решение уравнения эйконала методом характеристик сведено к интегрированию системы шести лучевых уравнений для координат и импульсов:

$$\frac{d\mathbf{r}}{d\tau} = \mathbf{p} - n_1 \frac{dn_1}{d\mathbf{p}} = \mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}), \quad \frac{d\mathbf{p}}{d\tau} = n_1 \frac{dn_1}{d\mathbf{r}}, \quad (8)$$

где τ – параметр интегрирования вдоль каждой лучевой траектории, \mathbf{p} и \mathbf{s} – векторы импульса и луча, соответственно, \mathbf{r} – радиус-вектор точки наблюдения.

В поглощающей среде, на участке луча длины σ от точки излучения \mathbf{r}_0 до точки наблюдения \mathbf{r} , амплитуда волнового пакета с номером ℓ уменьшится до значения

$$B_\ell(\mathbf{r}) = A \exp\left(-\frac{\omega_{\ell+1/2}}{c} \int_0^\sigma n_2(\mathbf{r}, \omega_{\ell+1/2}) \cos \alpha d\sigma\right), \quad (9)$$

где c - скорость света, и $\alpha = \mathbf{p} \wedge \mathbf{s}$, и $A = B_\ell(\mathbf{r}_0)$.

В точке \mathbf{r} выделенного луча прохождение волнового пакета с номером ℓ возбуждает сигнал $u_\ell(t - \Delta t_{\ell g})$, где $\Delta t_{\ell g}$ - время группового запаздывания волнового пакета на участке длины σ луча от точки \mathbf{r}_0 до точки \mathbf{r} ,

$$\Delta t_{\ell g} = \int_0^\sigma \frac{d\sigma}{u_{\ell g}}, \quad (10)$$

где $u_{\ell g}$ - групповая скорость волнового пакета,

$$u_{\ell g}(\mathbf{r}, \omega_{\ell+1/2}) = \frac{c}{\left(n_1(\mathbf{r}, \omega_{\ell+1/2}) + \frac{\omega_{\ell+1/2}}{2n_1(\mathbf{r}, \omega_{\ell+1/2})} \frac{\partial n_1^2}{\partial \omega} \Big|_{\mathbf{r}, \omega=\omega_{\ell+1/2}} \right) \cos \alpha}. \quad (11)$$

При эффективной длительности Δt каждого волнового пакета его длина $\Delta\sigma$ изменяется при распространении в неоднородной ионосфере вдоль соответствующей лучевой траектории.

Мгновенное значение $\Delta\sigma$ для волнового пакета с граничными координатами σ и $\sigma + \Delta\sigma$ вдоль выделенного луча можно найти, решая уравнение

$$\Delta t = \int_{\sigma}^{\sigma + \Delta\sigma} \frac{d\sigma}{u_{lg}}, \quad (12)$$

причем для слабо неоднородной среды $\Delta\sigma \approx u_{lg} \Delta t$.

Из-за дисперсии плазмы ионосферы волновые пакеты с разными несущими частотами не только имеют различные групповые скорости, но и распространяются вдоль различных лучевых траекторий.

Основным результатом работы является построение численной модели распространения ЛЧМ-импульсов в ионосфере.

Модель можно применить для исследования искажений ЛЧМ-импульсов в неоднородной анизотропной дисперсной ионосфере. Модель допускает обобщение на другие типы сложных сигналов, например, - фазоманипулированные сигналы.

Литература

1. Иванов В.А., Иванов Д.В., Рябова Н.В. Развитие радиофизических методов диагностики ионосферы и каналов КВ-связи с использованием цифрового ЛЧМ-ионозонда // Сборник докладов XXIII Всероссийской научной конференции по распространению радиоволн - Т. 1. – Йошкар-Ола, 23 – 26 мая 2011 г. – С. 20 – 30.
2. Анютин А.П., Крюковский А.С., Лукин Д.С., Иванов Д.В., Иванов В.А., Лащевский А.Р. Дисперсионные искажения широкополосных сигналов при распространении в ионосфере. Теория и эксперимент // Сборник докладов XXIII Всероссийской научной конференции по распространению радиоволн - Т. 1. – Йошкар-Ола, 23 – 26 мая 2011 г. – С. 31 – 38.
3. Стрелков Г.М. Сложный радиосигнал в ионосферной плазме // Радиотехника и электроника. – 2008. – Т. 53. - № 9. – С. 1094 – 1103.
4. Зернов Н.Н., Герм В.Э., Заалов Н.Ю., Иванов В.А., Иванов Д.В., Рябова Н.В. Ионосферный стохастический ВЧ-радиоканал: теория, моделирование, эксперимент // Сборник докладов XXIII Всероссийской научной конференции по распространению радиоволн - Т. 1. – Йошкар-Ола, 23 – 26 мая 2011 г. – С. 85 – 98.
5. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В. Исследование особенностей распространения коротких радиоволн в неоднородной анизотропной ионосфере // Электромагнитные волны и электронные системы. - 2009. – Т. 14. - № 8. – С. 17 – 26.
6. Захаров В.Е., Черняк А.А. Численная модель распространения радиотрасс коротких радиоволн в ионосфере // Вестник РГУ им. И. Канта. – 2007. – Вып. 3. – Серия «Физико-математические науки». – Изд-во РГУ им. И. Канта. – С. 36 – 40.

В.Е. Захаров, Д.С. Котова

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ ИСКАЖЕНИЙ ЛЧМ-ИМПУЛЬСОВ В ТРЕХМЕРНО НЕОДНОРОДНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ ИОНОСФЕРЕ

Балтийский федеральный университет им. И. Канта, г. Калининград

Проведены численные эксперименты по исследованию дисперсионных искажений при распространении ЛЧМ-импульсов в ионосфере с учетом трехмерной неоднородности, анизотропии и дисперсии среды распространения, а также зависимости параметров ионосферы и нейтральной атмосферы от геофизических условий.

Экспериментальное и теоретическое исследование дисперсионных искажений широкополосных сигналов при распространении в ионосфере - актуальная задача [1]. Так, цифровые ЛЧМ-ионозонды широко применяются для радиофизической диагностики ионосферы и каналов КВ-связи [2]. Отмечено, что дисперсионное расплывание сигналов усиливается на частотах, близких к критической частоте плазмы. Развитие пространственно-временной геометрической оптики и теории дифракции позволило проанализировать особенности временных искажений широкополосных сигналов [3]. Моделирование распространения радиоимпульса с произвольной начальной огибающей в холодной плазме проведено в [4]. Современные подходы к исследованию и моделированию стохастических ионосферных ВЧ радиоканалов представлены в [5]. В частности, развита теория радиозондирования стохастических ВЧ каналов сложными радиосигналами.

В [6] разработана численная модель распространения ЛЧМ-импульсов в ионосфере с учетом трехмерной неоднородности, анизотропии и дисперсии среды распространения, а также зависимости параметров ионосферы и нейтральной атмосферы от геофизических условий.

Целью данной работы является анализ дисперсионных искажений ЛЧМ-импульсов в трехмерно неоднородной анизотропной ионосфере посредством численных экспериментов на основе модели [6].

На рис. 1 - 4 представлены некоторые результаты проведенных численных расчетов. Расчеты проведены для условий летнего солнцестояния при высокой солнечной активности ($F_{10,7} = 150$). Выбрана гипотетическая среднеширотная передающая станция на поверхности Земли с географическими координатами ($50^{\circ}, 290^{\circ}$). Приняты обозначения: α и β – угол места и азимут излучения передающей антенны, соответственно. В случае рис. 1 и 2 задано $\alpha = 90^{\circ}$, и $\beta = 90^{\circ}$, а рис. 3 и 4 - $\alpha = 30^{\circ}$, и $\beta = 90^{\circ}$.

Рис. 1 и 2 получен для мирового времени UT=16,65 час, а рис. 3 и 4 - для UT=4,65 час. Рис. 1 и 3 получены для обыкновенной волновой моды, а рис. 2 и 4 – для необыкновенной волновой моды. Во всех случаях рассматривается излучение передающей антенной ЛЧМ-импульса

$$u(t) = 0, \quad t < 0, \quad t > \tau_u, \quad u(t) = A \exp \left(j \int_0^t (\omega_0 + \mu t) dt \right), \quad 0 < t < \tau_u, \quad (1)$$

где A - амплитуда импульса, τ_u - длительность импульса с началом в момент $t = 0$, ω_0 и μ - параметры частотной модуляции.

Излучение ЛЧМ-импульса рассматривается как излучение непрерывной последовательности волновых пакетов с длительностью Δt у каждого из них. На длительности ЛЧМ-импульса содержится целое число $N = \tau_u / \Delta t$ интервалов дискретизации. Волновой пакет с номером ℓ , где $\ell = 0, 1, \dots, N-1$, имеет центральную частоту $\omega_{\ell+1/2} = \omega_0 + \mu(t_{\ell} + t_{\ell+1})/2$, где

$t_i = \ell \Delta t$. Пусть k - относительное изменение функции частотной модуляции на длительно-сти ЛЧМ-импульса, $k = \mu\tau_u/\omega_0$. Если заданы $\omega_0 = 6\pi \cdot 10^6$ 1/с, $k = 3$, $\tau_u = 10^{-4}$ с, и $\Delta t = 4 \cdot 10^{-6}$ с, то ЛЧМ-импульс порождает излучение $N = \tau_u/\Delta t = 25$ волновых пакетов.

На рис. 1 – 4 слева в координатах геометрическая длина s , км, вдоль лучевой траектории – высота h , км над поверхностью Земли (по основной оси ординат) показаны графики эффективных лучевых траекторий выделенных волновых пакетов. Там же построены графики дифференциального поглощения k , дБ/км, применительно к амплитудам прямоугольных огибающих тех же пакетов с использованием вспомогательной оси ординат. Искажением формы отдельных волновых пакетов и дисперсионным расщеплением лучевых траекторий их гармонических составляющих пренебрегается. На рис. 1 – 4 справа по оси абсцисс отложена та же величина, что и слева. В каждом случае по основной оси ординат отложены значения приведенной длины s_{np} , км, вдоль той же траектории, а по вспомогательной оси ординат – отношение c/v_{gp} скорости света к групповой скорости волнового пакета. Текущее значение приведенной длины $s_{np} = ct_{gp}$, где t_{gp} - время группового запаздывания каждого волнового пакета от точки излучения до текущей точки на лучевой траектории.

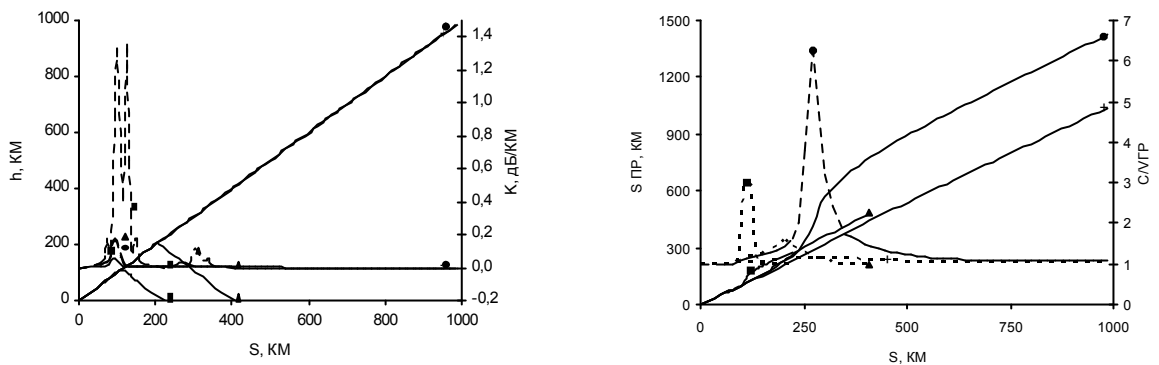


Рис. 1. Результаты численных расчетов зависимостей величин h , k , s_{np} , и c/v_{gp} от s для волновых пакетов обыкновенной волновой моды со средними частотами 3,18 МГц (кривые с маркером ■), 6,06 МГц (кривые с маркером ▲), 6,42 МГц (кривые с маркером ●), и 11,82 МГц (кривые с маркером +), в составе ЛЧМ-импульса при вертикальном зондировании ионосферы в дневных условиях

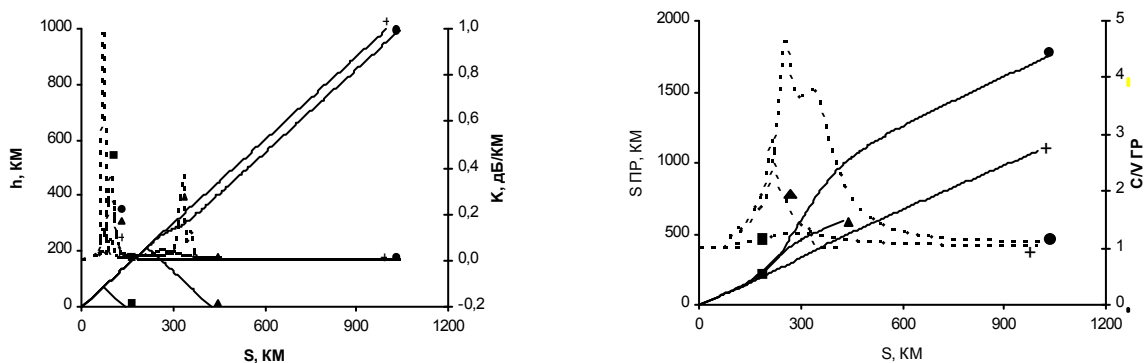


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для необыкновенной волновой моды и волновых пакетов со средними частотами 3,18 МГц (кривые с маркером ■), 6,78 МГц (кривые с маркером ▲), 7,14 МГц (кривые с маркером ●), и 11,82 МГц (кривые с маркером +)

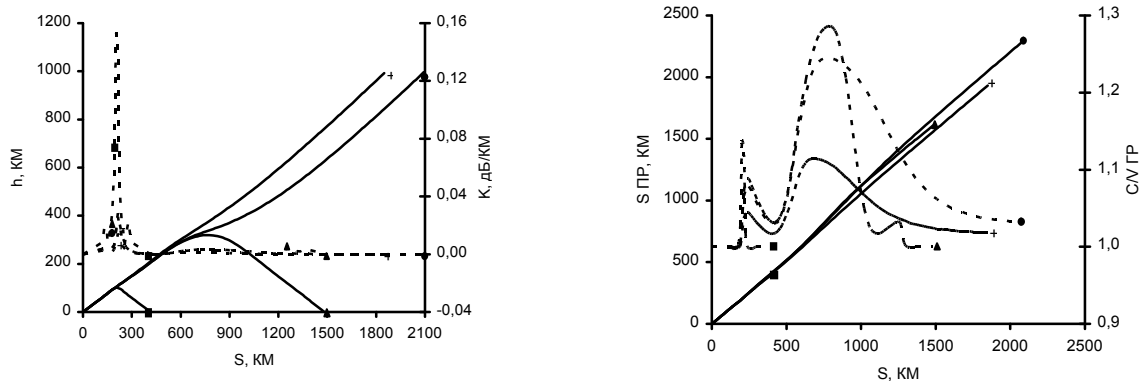


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но для волновых пакетов со средними частотами 3,18 МГц (кривые с маркером ■), 8,58 МГц (кривые с маркером ▲), 8,94 МГц (кривые с маркером ●), и 11,82 МГц (кривые с маркером +) при наклонном зондировании ионосферы в ночных условиях

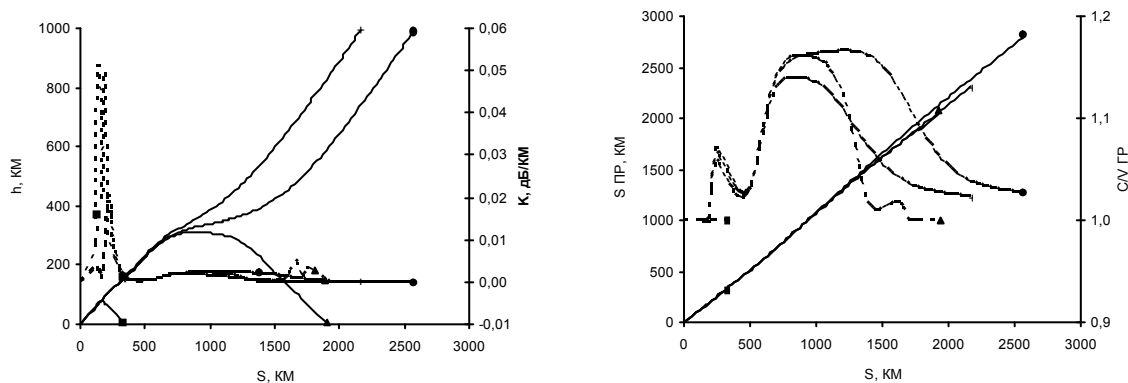


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для необыкновенной волновой моды и волновых пакетов со средними частотами 3,18 МГц (кривые с маркером ■), 10,74 МГц (кривые с маркером ▲), 11,10 МГц (кривые с маркером ●), и 11,82 МГц (кривые с маркером +)

В выбранных условиях критическая частота слоя F2 ионосферы находится в полосе частот спектра заданного ЛЧМ-импульса. В каждом случае графики представлены для четырех волновых пакетов из состава ЛЧМ-импульса – с граничными средними частотами из всего спектра ЛЧМ-импульса, а также с наиболее низкой средней частотой волнового пакета, проходящего сквозь ионосферу, и с наиболее высокой средней частотой пакета, еще отражающегося от ионосферы. Из-за дисперсии плазмы ионосферы волновые пакеты с разными несущими частотами не только имеют различные групповые скорости, но и распространяются вдоль различных лучевых траекторий. При эффективной длительности Δt каждого волнового пакета его длина $\Delta \sigma$ изменяется при распространении в неоднородной ионосфере вдоль соответствующей лучевой траектории, причем для слабо неоднородной среды $\Delta \sigma \approx v_{gp} \Delta t$.

Отношение $c/v_{gp} \geq 1$ для выделенного волнового пакета возрастает при погружении в ионосферу вместе с уменьшением вещественной части показателя преломления ионосферной плазмы n_1 и ростом интенсивности поглощения пакета. Рост дисперсионных искажений пакета проявляется в его сильном расплывании. В конце концов, понятие групповой скорости теряет смысл. В расчетах появление некорректных значений групповой скорости ($c/v_{gp} < 1$) возможно в областях ионосферы, где $n_1 < 0,3$. Такой эффект чаще проявляется для обыкновенной, чем для необыкновенной волновой моды, еще в условиях применимости приближения геометрической оптики. Возникает необходимость коррекции модельного описания пространства волновых пакетов по сравнению с использованным выше. Коррекцию можно провести, например, на основе спектрального подхода.

Численные расчеты проводились и для других условий, кроме тех, результаты которых представлены на рис. 1 – 4. Так, расчеты проводились не только для гипотетических среднеширотных передающих станций, но и для низкоширотных станций при задании различных геофизических условий. Основные закономерности проявления дисперсионных искажений ЛЧМ-импульсов в ионосфере, отмеченные выше, являются общими.

Модель [6] применима как для исследования искажений ЛЧМ-импульсов, излучаемых передающей антенной в одном и том же направлении, при распространении в ионосфере, так и искажений ЛЧМ-импульсов при многолучевом приеме с учетом конечности ширины диаграммы направленности как передающей, так и приемной антенны. Подход к динамическому представлению сложного сигнала последовательностью цугов колебаний – узкополосных процессов для последующего исследования распространения волновых пакетов можно применить не только для ЛЧМ-сигналов, но и для других типов сложных сигналов, например, фазоманипулированных сигналов.

Литература

1. Анютин А.П., Крюковский А.С., Лукин Д.С., Иванов Д.В., Иванов В.А., Лащевский А.Р. Дисперсионные искажения широкополосных сигналов при распространении в ионосфере. Теория и эксперимент // Сборник докладов XXIII Всероссийской научной конференции по распространению радиоволн - Т. 1. – Йошкар-Ола, 23 – 26 мая 2011 г. – С. 31 – 38.
2. Иванов В.А., Иванов Д.В., Рябова Н.В. Развитие радиофизических методов диагностики ионосферы и каналов КВ-связи с использованием цифрового ЛЧМ-ионозонда // Сборник докладов XXIII Всероссийской научной конференции по распространению радиоволн - Т. 1. – Йошкар-Ола, 23 – 26 мая 2011 г. – С. 20 – 30.
3. Анютин А.П. Пространственно-временная геометрическая теория дифракции сигналов в диспергирующей среде и ее некоторые обобщения // Электромагнитные волны и электронные системы. - 2007. – Т. 12. - № 9. – С. 26 – 38.
4. Стрелков Г.М. Сложный радиосигнал в ионосферной плазме // Радиотехника и электроника. 2008. – Т. 53. – В. 9. - С. 1094 – 1103.
5. Зернов Н.Н., Герм В.Э., Заалов Н.Ю., Иванов В.А., Иванов Д.В., Рябова Н.В. Ионосферный стохастический ВЧ-радиоканал: теория, моделирование, эксперимент // Сборник докладов XXIII Всероссийской научной конференции по распространению радиоволн - Т. 1. – Йошкар-Ола, 23 – 26 мая 2011 г. – С. 85 – 98.
6. Захаров В.Е. Модель распространения ЛЧМ импульсов в ионосфере // Региональная XVIII конференция по распространению радиоволн. Тезисы докладов. - СПб.: ВВМ. - 2012 .

Н.В.Калитёнков, В.И.Милкин, В.А.Сазанов,
А.В.Гурин, А.Е.Шульженко

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КВ НА АВРОРАЛЬНОЙ РАДИОТРАССЕ

Кафедра радиотехники и радиотелекоммуникационных систем Морской академии Мурманского государственного технического университета (МГТУ)

В работе представлены результаты нескольких экспериментов по исследованию особенностей распространения КВ в ходе восстановительной фазы геомагнитных возмущений

Вопросам исследования особенностей ионосферного распространения радиоволн в высоких широтах в настоящее время уделяется значительное внимание. Выделение радиотрасс, проходящих через авроральную зону, в особую группу обусловлено прежде всего тем, что в отличие от ионосферы средних широт, где физическое состояние среды контролируется волновым излучением Солнца, здесь существенная, а порой и определяющая роль принадлежит вторгающимся вдоль силовых магнитных линий протонным и электронным потокам и процессам, развивающимся в результате взаимодействия этих потоков с ионосферной плазмой и нейтральной атмосферой. В настоящей работе анализируются отдельные результаты экспериментов по исследованию особенностей распространения декаметровых радиоволн на авроральной радиотрассе в ходе восстановительной фазы геомагнитных возмущений в январе и феврале 1979 года. Детально рассматривается связь условий распространения с такими явлениями как поглощение космического радишума, состояние ионосферы, полярные сияния и изменения в геомагнитном поле.

Эксперимент проводился на радиотрассе Лиинахамари –Умба, протяженностью 430 км и ориентированной поперек авроральной зоны. Передатчик был расположен в Лиинахамари и работал в телеграфном режиме с заменой ключа на специально изготовленное устройство коммутации. При этом периодически излучалась немодулированная несущая на заданных частотах, а паузы в излучении использовались для опознавания сигнала и для исследования помеховой обстановки. Для приема радиосигнала использовались типовые радиоприемники с узкополосными приставками. Радиоприемник работал в телеграфном режиме с необходимой расстройкой 3 гетеродина относительно 2ПЧ. Это давало возможность преобразовывать радиосигнал в низкочастотный для целей последующего спектрального анализа. С учетом параметров используемой для этого анализа аппаратуры величина расстройки выбиралась в пределах от 400 Гц до 2КГц. В качестве регистрирующих устройств служили двухканальные магнитофоны и самопишущие миллиамперметры. Измерение амплитуды принимаемых в ходе экспериментов радиосигналов проводилось по методу замещения. Помимо исследуемых сигналов на магнитную ленту регистрировалось текущее время, что позволяло с достаточной точностью привязываться к другим геофизическим явлениям. Информация о возмущениях геомагнитного поля и пульсациях земного тока поступала с цепочки магнитовариационных станций типа Боброва, располагающейся практически вдоль радиотрассы (п-ов Рыбачий, obs. Лопарская, obs. Ловозеро, пос.Умба) и с магнитотеллурической станции obs. Ловозеро. Исследования состояния ионосферы в период эксперимента проводилось методом вертикального зондирования на ионосферной станции в средней точке радиотрассы obs. Лопарская. Интенсивность космического

радиошума на частоте 32 МГц измерялась с помощью риометра obs. Лопарская, а на частоте 40 МГц риометра, работающего в Апатиты. Вместе с регистрацией этих параметров проводилось измерение интенсивности свечения полярных сияний в некоторых основных спектральных эмиссиях. Эти измерения осуществлялись с помощью спектральной камеры С-180S в obs. Лопарская. Исследования условий распространения 23 января началось в 22.00 UT на фоне положительного магнитного возмущения. Передатчик излучал на частоте 10.3 МГц. Начиная с 22.05 UT уровень сигнала на входе приемного устройства возрастает с 5-7 мкВ до 25 мкВ, нося при этом квазипериодический характер с квазипериодом 3 минуты. К 22.53 UT уровень сигнала падает до величины регистрируемой в 22.00 UT. Затем с 22.46 UT происходит квазипериодическое усиление сигнала до величины 75 мкВ, с резким падением к 23.15 UT и, после некоторой депрессии, дальнейшим усилением до максимального значения. Эта величина равнялась 100 мкВ. Интересным является интервал с 23.45 UT до 00.00 UT. Этот промежуток времени совпадает с резким и значительным изменением в ходе компонент геомагнитного поля и проявился в значительном (до 5 мкВ) убывании уровня сигнала. Восстановление уровня сигнала во времени происходит по экспоненциальному закону. После 01.30 UT интенсивность сигнала падает, что связано с резким смягчением спектра вторгающихся частиц и исчезновением ионизации в области E ионосферы. В риометрическом поглощении отмечен рост с 22.50 UT. Этот рост носил всплесковый характер, как в пространстве так и во времени.

Рассматривая геофизические условия, в которых происходило распространение радиоволн на радиотрассе, необходимо указать, что согласно данным спектральной камеры примерно с 13.30 UT в атмосферу Земли вторгаются потоки низкоэнергичных (0.3-0.5 КэВ) электронов. До 14.10 UT наблюдалось красное сияние 6300А, интенсивность которого возрастала к северу от зенита. В это время в суточной кривой критических частот F слоя наблюдаются незначительные колебания. Кроме этого регистрировались дополнительные короткоживущие отражения. На цепочке магнитовариационных станций фиксируется положительное возмущение. Активные формы сияний появились после 18.00 UT на севере и затем распространились по всему небосводу. К этому времени по данным ионосферной станции можно видеть, как изменяется поток вторгающихся частиц. Это изменение носило довольно плавный характер, а поток был достаточно моноэнергичным и имел небольшую интенсивность. Однако в интервале 17.55 UT - 19.00 UT наблюдались кратковременные вспышки плотности ионизации E слоя. Далее характеристики потока по данным ионозонда (fbEs) менялись следующим образом: существенно возрастает с 22.00 UT до 22.30 UT и затем уменьшается оставаясь постоянной с 22.45 UT до 23.30 UT. В это время наблюдаются отражения от F спорадические. В 23.30 UT вновь происходит увеличение (fbEs), максимальное значение достигается в 21.45 UT, после чего ионозонд каких либо отражений не регистрирует до 00.30 UT, что связано с ужестчением вторгающегося потока и значительным увеличением ионизации в нижней ионосфере (с учетом разрешающей способности ионосферной станции). В 00.30 UT регистрируются отражения с высот области F, а в 01.00 UT и с высот области E. Далее (fbEs) уменьшается во времени по экспоненциальному закону, а в области F появляются спорадические образования. Все это говорит о существенном уменьшении характерной энергии вторгающегося потока. Примерно в 21.50 UT после небольшого спада интенсивность свечения достигает максимального значения с одновременным ужестчением спектра высыпавшихся электронов. Затем следует довольно резкий спад интенсивности сияний и смягчение спектра электронов. Интересным является тот факт, что протонные высыпания к этому моменту времени прекратились. Как отмечалось ранее до 22.00 UT регистрируется положительное возмущение с максимальной амплитудой на ст.Рыбачий достигающей 120нТ. Отрицательное возмущение началось около 22.00 UT В частности в 21.55 UT

регистрировались иррегулярные длиннопериодные слабые пульсации, а с 21.55 UT до 22.07 UT наблюдалась вспышка пульсаций типа P_{1b}. В 23.36 UT ход H компоненты геомагнитного поля резко меняется и возмущения переходят из отрицательного в положительное с максимальным значением в 23.51 UT. Пульсации после указанной вспышки отсутствуют, однако в 22.46 UT усиливаются короткопериодные иррегулярные P_{1c}, а также и длиннопериодные пульсации. Максимальная амплитуда последних зафиксирована в 23.50 UT -23.58 UT. К 01.00 UT пульсации P_{1c} затухают практически до спокойного уровня.

Для изучения особенностей распространения радиоволн декаметрового диапазона были выбраны такие возмущения, которые помимо всех прочих характеристик объединялись еще и необычностью своего развития. Эти возмущения протекали в послеполуночное время, когда статистически на станциях авроральной зоны должны наблюдаться отрицательные магнитные возмущения, приписываемые влиянию западного аврорального электроджета. Особенность, о которой упоминалось выше, состоит в том, что в ходе развития возмущения происходит не только резкое нарушение хода, например, в H и Z компонентах геомагнитного поля и изменение знака временных производных этих компонент, но и быстрое изменение знака самого возмущения. Заслуживают внимания и процессы резкой перестройки в структуре геомагнитного поля, так как к настоящему времени еще не ясны причины возникновения таких аномалий.

Выбор дней для проведения эксперимента и детальное рассмотрение связи условий распространения с такими явлениями как поглощение космического радишума, состояние ионосферы, полярные сияния и изменения в геомагнитном поле дает, как нам представляется, более полную картину изменения условий распространения радиоволн при переходе от состояния значительной магнитно-ионосферной возмущенности к состоянию спокойному.

Н.А. Коренькова, В.С. Лещенко, Ю.В. Черняк

ВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ СЛОЯ E_s ПО ДАННЫМ СТ. КАЛИНИНГРАД ВО ВРЕМЯ ЗИМЫ 2010 года

Западное отделение ИЗМИРАН

В работе приводятся данные по ст. Калининград вариаций $foEs$ и вероятности появления слоя Es за 2010г. для зимнего периода. В январе-феврале этого года в стратосфере наблюдалось внезапное стратосферное потепление, которое может приводить к перестройке циркуляции ветров на высотах нижней ионосферы. В работе представлены изменения параметров Es для всего зимнего периода и во время этого стратосферного потепления.

Спорадический E-слой ионосферы – это тонкий плазменный слой, состоящий из металлических ионов метеорного происхождения, часто, но нерегулярно образующийся на высотах среднеширотной E области. Он обнаруживается с помощью ионозонда, реже радаром или в ракетных пусках. Знание статистических параметров спорадического слоя Es необходимо как для изучения физических характеристик ионосферы в целом, так и для расчета параметров радиосигнала, отраженного от спорадического слоя. Для этих целей разработаны многочисленные модели, на основе усреднения многолетних наблюдений по классической схеме обработки [1], которые часто представляют собой ряды Фурье с коэффициентами, зависящими от ряда геофизических параметров. Эти модели используются как краткосрочные прогностические методики для условий распространения радиоволн в небольшом интервале времени. Однако, простая обработка данных $foEs$ по-прежнему представляет интерес в целях увеличения объема базы данных и выявления новых особенностей суточных вариаций этого параметра.

На средних широтах основным механизмом образования Es является ветровой сдвиг, т.е. резкое изменение направления скорости движения нейтрального газа в зависимости от высоты. Такое высотное распределение скоростей нейтрального газа ассоциируется с волновыми процессами в нейтральной атмосфере, в частности, с приливами или гравитационными волнами (ВГВ), которые «сжимают» долгоживущие металлические ионы в тонкий слой [2]. Недавние исследования динамических атмосферных процессов показали, что горизонтальные планетарные волны (PW), проникающие из стратосферы до высот мезосферы и нижней термосферы (MLT) меняют структуру приливов и, следовательно, связаны с процессами формирования Es [3÷7]. Планетарные волны это квазипериодические глобальные колебания нейтрального ветра, давления и плотности, которые доминируют и распространяются зонально до высот MLT с периодами порядка 2, 5, 10 и 16 дней [8]. Некоторые результаты о связи планетарных волн и спорадического E-слоя получены, например, в [9,10]. Так по данным радара в северной Америке и спутника UARS показано, что имеются PW с периодом 7 дней и амплитудой ветра ~ 20 м/с, распространяющихся на запад. Такой же результат был получен в [11], где показано, что имеются 5-6 дневные PW с зональным волновым числом равным $1(s=1)$ в средних широтах.

Ранее нами проводились исследования слоя Es для летнего сезона [12]. В настоящей работе представлены результаты $foEs$ за зимний период 2009-10гг. по данным вертикального зондирования для ст. Калининград ($54,6^\circ$ с.ш., 20° в.д.) с целью определения временных периодов параметров Es , которые могут ассоциироваться с периодами планетарных волн в области существования спорадического слоя.

Данный период времени характеризуется низкой солнечной и слабой геомагнитной активностями. Среднемесячный поток радиоизлучения на длине волны 10.7 см. составлял не более 80 ед., а средний индекс $Kp \sim 3+$.



Рис.1. Среднесуточные значения вероятности E_s :
 ряд 1 – декабрь 2009; ряд 2 – январь; ряд 3 –
 февраль 2010; ряд 4 – среднее за 3 месяца.

ным стратосферным потеплением. Это потепление началось, примерно, 20 января и продолжалось около двух недель [www.cpc.ncep.noaa.gov/products/stratosphere/].

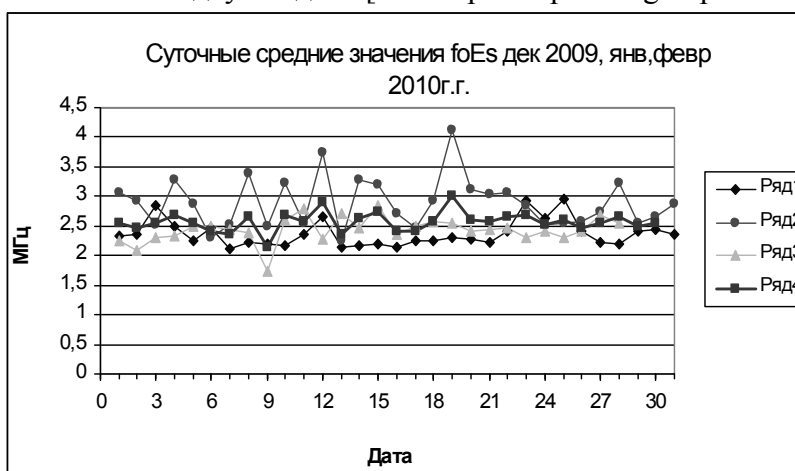


Рис 2. Среднесуточные значения критической частоты E_s :
 ряд 1 – декабрь 2009; ряд 2 – январь;
 ряд 3 – февраль 2010; ряд 4 – среднее за 3 месяца.

солнечных вариаций. В потоке солнечного излучения в это время не наблюдалось каких-либо аномалий, сумма K_p не превышала 13. Поэтому можно сделать вывод, что нерегулярность $foEs$ в зимнее время связана с динамическими процессами в нейтральной атмосфере за этот период.

Выше были приведены средние статистические данные о поведении слоя E_s на ст.Калининград без разделения на типы слоев и причины их возникновения. В средних широтах образование спорадического слоя обычно связано с особенностями ветровой структуры в нижней термосфере, которая приводит к возникновению тонких по высоте областей повышенной электронной концентрации. Известно, что одной из причин, приводящей к образованию нерегулярной по высоте ветровой структуры, могут являться стратосферные потепления. Это метеорологическое явление заключается в повышении температуры атмосферы на высотах 30 – 50 км преимущественно зимой в северном полушарии. Температура при этом может возрастать на несколько десятков градусов по отношению к фону. Потепление может продолжаться несколько дней и даже недель, как

На рис.1 представлен временной ход среднего значения вероятности $p(E_s)$ за зимние месяцы для декабря 2009 и января, февраля 2010гг. Видно, что вероятность возникновения слоя E_s в зимнее время значительно изменяется ото дня ко дню. Слой E_s с вероятностью более 30% в основном, появляется в январе 13-14-го и 19-22-го, а также в конце месяца. Можно отметить, что в середине всех рассмотренных месяцев наблюдалось увеличение вероятности появления E_s , а рост $p(E_s)$ в двадцатых числах января ассоциируется с внезап-

На рис. 2 приведены среднесуточные вариации критических частот $foEs$, а зимний период 2009-10 гг. Видно, что наиболее четкие подъемы частот $foEs$, за рассматриваемый зимний период довольно хорошо совпадают с вариациями $p(E_s)$, хотя и не для всех месяцев.

В целом ход $foEs$ испытывает значительные временные вариации с квазиволновой структурой и средним значением ~2,5 МГц. Всплески $foEs$ довольно трудно связать с данными магнитных и

нами было указано выше для рассматриваемого периода. Во время этого события происходит возбуждение волн различных масштабов, которые могут проникать до высот нижней термосферы. Таким образом, потепления в значительной мере определяют картину температурного и ветрового режима стратосферы и влияют на соответствующие параметры мезосферы и нижней термосферы.

Анализом влияния потеплений на процессы в нижней ионосфере занимались многие исследователи [5,6,10]. В этих работах параметры потепления, такие как температура, на высоте около 30 км сравниваются с параметрами слоя E_s , ищется корреляция между этими процессами, и устанавливаются связи между ними.

Нами в настоящей работе предпринята попытка установления связи между

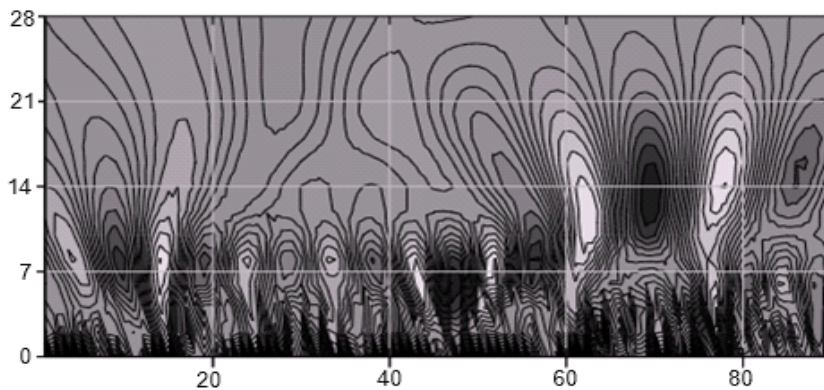


Рис. 3 Вейвлет анализ среднесуточной вероятности E_s с 1.12.2009 по 28.02. 2010г.

вероятностью появления слоя, предельной частотой $foEs$ с PW в стратосфере посредством применения процедуры вейвлет анализа за исследуемый зимний период. На рисунках 3,4 представлены временные среднесуточные вариации этих параметров для стратосферного потепления в январе-феврале 2010 г. За исследуемый период, как было отмечено, произошло одно потепление с 20 января по 9 февраля (53-70 день по оси абсцисс). На вертикальной - оси периоды наблюдаемых волн в днях.

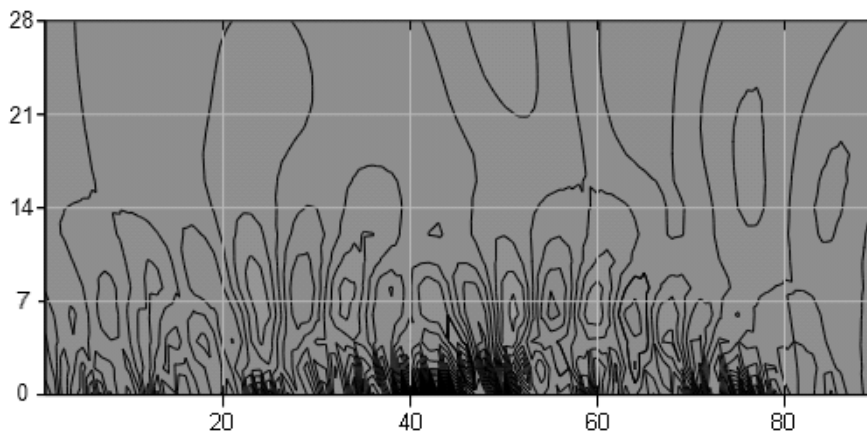


Рис.4 Вейвлет анализ среднесуточной $foEs$ с 1.12.2009 по 28.02. 2010г.

Во время этого потепления наблюдалось возрастание текущих среднесуточных значений $foEs$ и вероятности появления спорадического слоя для усредненных за три месяца значений этих параметров (рис.1,2). Видно, что изменения параметров слоя E_s не всегда точно совпадает с максимальным нагревом стратосферы (22.01.2010 на северном полюсе). Это указывает на то, что возмущения динамических процессов во время этих событий достигают высот нижней термосферы иногда раньше или несколько позже максимума возрастания температуры в стратосфере. Кроме того, такие временные несовпадения зависят от взаимного расположения пункта наблюдения и области максимума стратосферного потепления. Из анализа рисунков хорошо видно, что временные вариации параметров происходят с периодом примерно 7 дней, что подтверждает результаты, полученные в работах [7,14], но после потепления обнаруживаются волны с периодами порядка 16 дней. Такие периоды также наблюдались в нижней ионосфере в высоких широтах южного полушария, где потепления крайне редки [15]. На основании анализа временных вариаций в течение зимних месяцев 2010 г. можно сделать вывод, что зимние стратосферные

Во время этого потепления наблюдалось возрастание текущих среднесуточных значений $foEs$ и вероятности появления спорадического слоя для усредненных за три месяца значений этих параметров (рис.1,2). Видно, что изменения параметров слоя E_s не всегда точно совпадает с максимальным нагревом стратосферы (22.01.2010 на северном полюсе). Это указывает на то, что возмущения динамических процессов во время этих событий достигают высот нижней термосферы иногда раньше или несколько позже максимума возрастания температуры в стратосфере. Кроме того, такие временные несовпадения зависят от взаимного расположения пункта наблюдения и области максимума стратосферного потепления. Из анализа рисунков хорошо видно, что временные вариации параметров происходят с периодом примерно 7 дней, что подтверждает результаты, полученные в работах [7,14], но после потепления обнаруживаются волны с периодами порядка 16 дней. Такие периоды также наблюдались в нижней ионосфере в высоких широтах южного полушария, где потепления крайне редки [15]. На основании анализа временных вариаций в течение зимних месяцев 2010 г. можно сделать вывод, что зимние стратосферные

потепления вызывают изменения динамической структуры в мезосфере и нижней термосфере, влияющие на параметры спорадического среднеширотного слоя. Это проявляется в увеличении вероятности появления слоя и увеличении предельной частоты f_oE_s .

Работа поддержана грантом РФФИ 12-05-00392

Литература

1. Минуллин Р.Г. Периодичности в вариациях медианных значений предельных частот слоя E_s .// Геомагнетизм и Аэрономия. 1988. Т.28. №6. С.969-975.
2. Чавдаров С.С., Часовитин Ю.К., Чернышева С.П., Шефтель В.М. /Среднеширотный спорадический слой E ионосферы. М. Наука.1975.119 с.
3. Tsunoda, R., M. Yamamoto, K. Igarashi, K. Hocke, and S. Fukao, Quasiperiodic Radar echoes from midlatitude sporadic E and role of the 5-day planetary wave, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 951, 1998.
4. Voiculescu, M., C. Haldoupis, and K. Schlegel, Evidence for planetary wave effects on midlatitude backscatter and sporadic E layer occurrence, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 1105, 1999.
5. Корсунова Л.П., Ширмамедов М.И. О связи параметров нижней ионосферы и стратосферных потеплений. /Исследование динамических процессов в верхней атмосфере. 1983. М. Гидрометеоиздат. С. 204-206.
6. Михалев А.В., Ратовский К.Г., Медведев А.В., Черниговская М.А., Медведева И.В. Одновременные наблюдения усиления атмосферной эмиссии 557,7 нм и образования спорадических слоев в периоды температурных возмущений в страто-мезосфере. *Оптика атмосферы и океана*. 2007. Т.20. № 12. С. 1071-1076.
7. Haldoupis Ch., Pancheva D. Planetary waves and midlatitude sporadic E layers: Strong experimental evidence for a close relationship, *J. Geophys. Res.*, 2002, V.107, N6, p.1078, 10.1029/2001JA000212.
8. Forbes, J. M., Tidal and planetary waves, in *The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere, A Review of Experiment and Theory*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 87, edited by R. M. Johnson and T. L. Killeen, p. 67, AGU, Washington, D. C., 1994.
9. Voiculescu, M., C. Haldoupis, D. Pancheva, M. Ignat, K. Schlegel, and S. Shalimov, More evidence for a planetary wave link with midlatitude E region coherent backscatter and sporadic E layers, *Ann. Geophys.*, 18, 1182, 2000.
10. Данилов А.Д., Казимировский Э.С., Вергасова Г.В., Хачикян Г.Я. Метеорологические эффекты в ионосфере. Л. Гидрометеиздат. 1987. 270 с.
11. Wu, D. L., P. B. Hays, and W. R. Skinner, Observations of the -5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 2733, 1994.
12. Коренькова Н.А., Лещенко В.С. Сравнение частотных параметров слоя E_s за 2009-2010 г.г. по данным ст. Калининград. Тезисы XVI региональной конференции по распространению радиоволн. СПбГУ. 2010. С.104-106.
13. Ch.Haldoupis, D.Pancheva and N. J. Mitchell A study of tidal and planetary wave periodicities present in midlatitude sporadic E layers. *J.Geophys. Res.*, 109, A02302, doi:10.1029/2003JA010253, 2004.
14. Zuo X., W.Wan. Planetary wave oscillations in sporadic E layer occurrence at Wuhan. *Earth Planet. Space*, 60, 647-652, 2008.
15. Correia E., P. Kaufmann, J-P. Raulin, F. Bertoni, H.R. Gavilan Analysis of daytime ionosphere behavior between 2004 and 2008 in Antarctica *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* doi:10.1016/j.jastp.2011.

Д.С. Котова¹, М.В. Клименко², В.В. Клименко², В.Е. Захаров¹, В.Г. Воробьев³,
О.И. Ягодкина³

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ПРИЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ 1 – 3 МАЯ 2010 Г.

¹Балтийский федеральный университет им. И. Канта, г. Калининград

²Западное отделение Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, г. Калининград

³Полярный геофизический институт КНЦ РАН, г. Апатиты

Представлены результаты расчетов, полученные на основе численной модели распространения радиоволн с учетом трехмерной неоднородности, анизотропии и дисперсии среды (низкоширотной ионосферы), полученной с использованием модели ГСМ ТИП для условий геомагнитной бури в мае 2010 г.

Для описания распространения радиоволн в КВ-диапазоне применимо приближение геометрической оптики. Из-за дисперсии ионосферной плазмы радиоволны с разными несущими частотами распространяются вдоль различных лучевых траекторий. В [1] были изучены особенности лучевого распространения обыкновенной и необыкновенной электромагнитной волны (в КВ-диапазоне) в анизотропной плазме ионосферы при наличии локальных неоднородностей. В [2] была представлена численная модель распространения коротких радиоволн в ионосфере. В этой модели комплексные показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн на ионосферных высотах от 60 км до 1000 км рассчитывались на основе экспериментальных моделей ионосферы IRI и нейтральной атмосферы MSIS. Геомагнитное поле в ионосфере аппроксимируется диполем с учетом эффектов мирового времени.

Целью работы является исследование распространения радиосигналов КВ-диапазона в трехмерно неоднородной анизотропной низкоширотной ионосфере. В данной работе мы применили модель [2] для исследования распространения радиоволн с разными несущими частотами в неоднородной анизотропной дисперсной области низкоширотной ионосферы. При этом параметры среды на высотах ионосферы от 80 км до 1000 км, используемые для расчета показателей преломления радиоволн, были рассчитаны для 3 мая 2010 года в 09:30 UT (восстановительная фаза геомагнитной бури) в самосогласованной модели ГСМ ТИП (Глобальная Самосогласованная Модель Термосферы, Ионосфе-

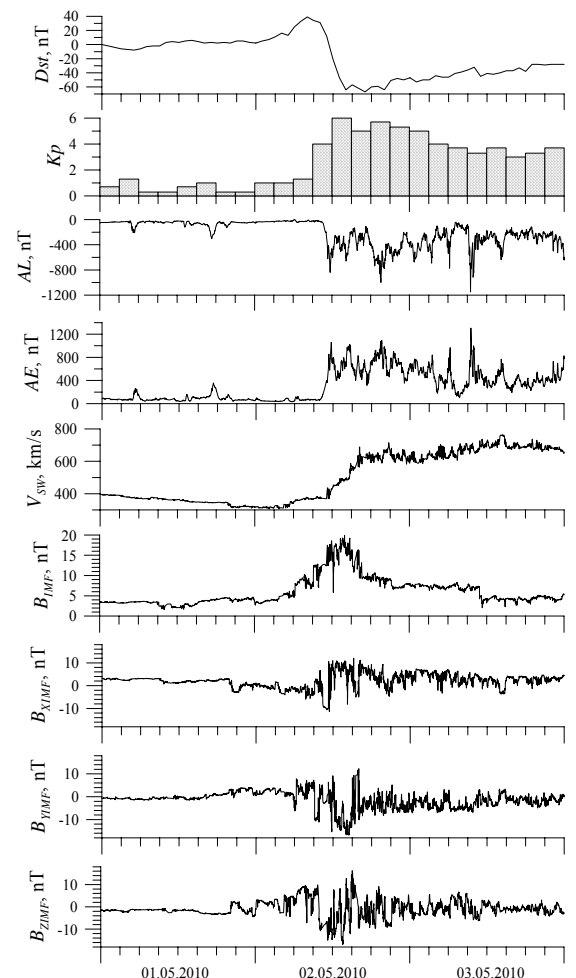


Рис. 1. Поведение геомагнитных индексов Dst , K_p , AL , AE , скорости солнечного ветра V_{sw} и параметров Межпланетного Магнитного Поля (ММП) (B_{IMF} , B_{XIMF} , B_{YIMF} and B_{ZIMF}) во время геомагнитной бури 1 – 3 мая 2010 года.

ры, Протоносферы). Новизна предлагаемой работы определяется совместным использованием численной модели среды и модели распространения радиоволн для исследования радиотрасс при распространении радиоволн в трехмерно неоднородной и анизотропной ионосфере во время геомагнитной бури.

$N_e, 1.e5 \text{ cm}^{-3}$ 03.05.2010 09:30 UT $\Lambda = 5^\circ$

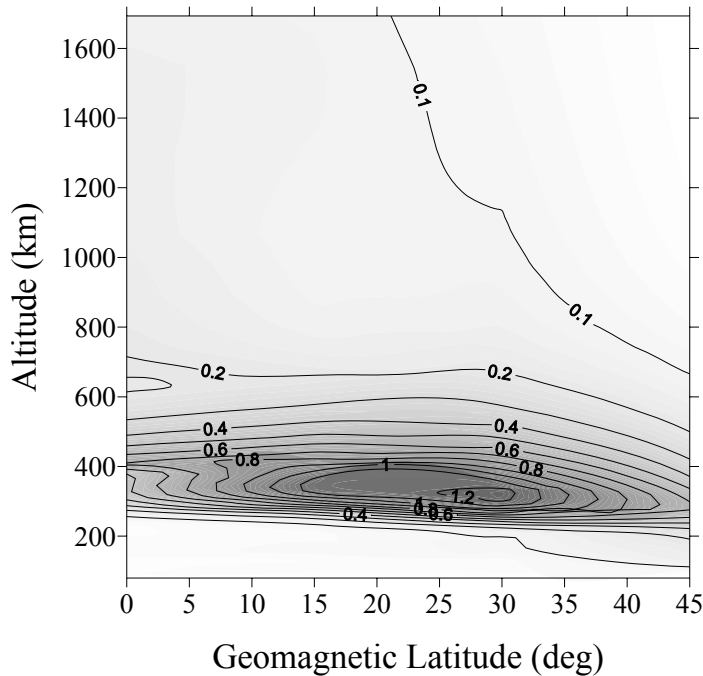


Рис. 2. Рассчитанное в модели ГСМ ТИП широтно-высотное распределение N_e на геомагнитной долготе $\Lambda = 5^\circ$ в 09:30 UT 3 мая 2010 г.

3 мая 2010 года. Более подробная информация о солнечной и геомагнитной обстановке в указанный период представлена в [6].

Модель ГСМ ТИП основана на численном решении квазигидродинамических уравнений непрерывности, движения и теплового баланса для нейтральных и заряженных частиц холодной околоземной плазмы совместно с уравнением для потенциала электрического поля в интервале высот от 80 км до геоцентрического расстояния 15 земных радиусов с учётом несовпадения географической и геомагнитной осей [3, 4]. Ранее модель ГСМ ТИП использовалась для расчета ионосферных эффектов геомагнитных бурь на низких широтах [5]. Постановка задачи и результаты расчетов ионосферных эффектов геомагнитной бури в период 1–3 мая 2010 года с использованием модели ГСМ ТИП представлены в [6]. Высыпания энергичных частиц (энергия и поток энергии) задавались согласно эмпирической модели [7, 8]. На рис.1 показана геомагнитная обстановка в период 1–

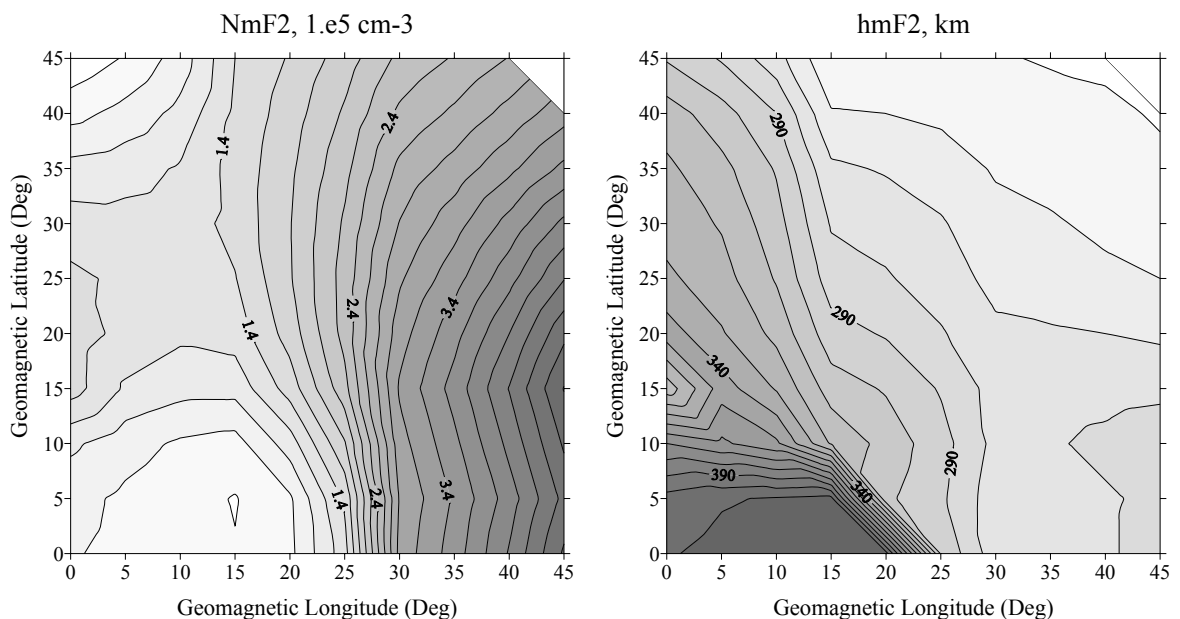


Рис. 3 Рассчитанное в модели ГСМ ТИП распределение параметров максимума F области ионосферы вблизи геомагнитного экватора во время геомагнитной бури 3 мая 2010 г. в 09:30 UT.

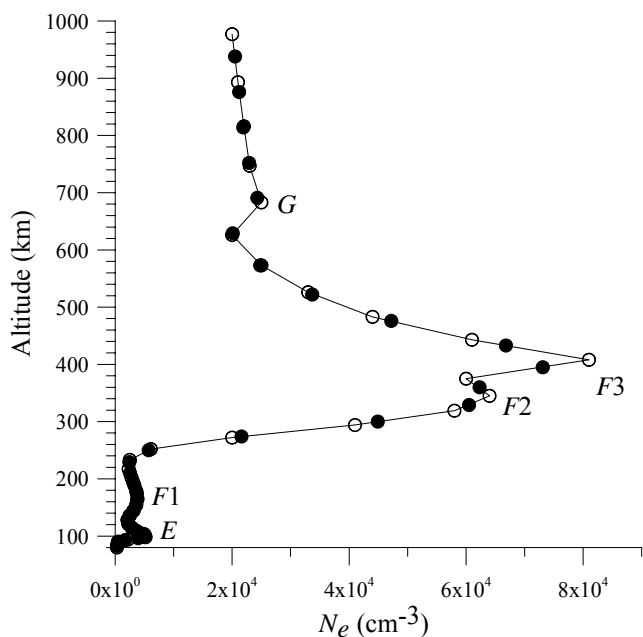


Рис. 4. Пример рассчитанного в модели ГСМ ТИП $N_e(h)$ профиля вблизи экватора (сплошная линия со светлыми кружками). Черными кружками показан результат интерполяции из узлов сетки модели ГСМ ТИП в узлы сетки модели распространения радиоволн.

с разными несущими частотами в неоднородной анизотропной дисперсной области низкоширотной ионосферы. При рассмотрении этих траекторий можно отметить отражение радиоволн от неоднородностей в высотном, широтном и долготном направлениях.

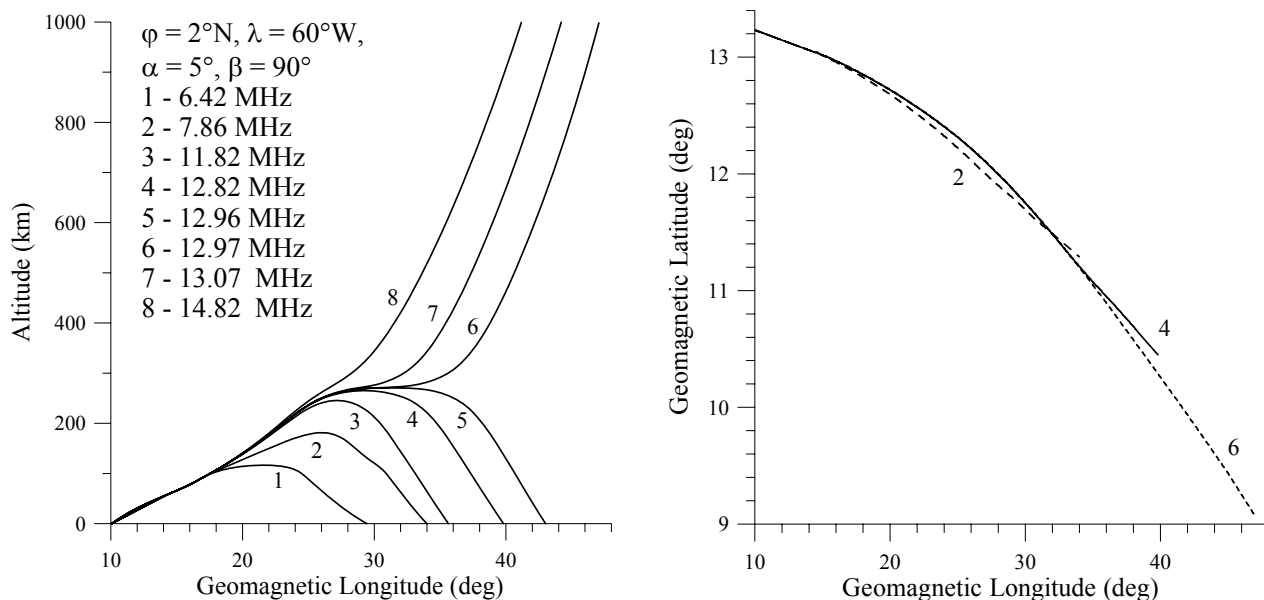


Рис. 5. Распространение радиоволн с различной частотой от первой гипотетической низкоширотной передающей станции с географическими координатами (φ, λ) , для которой α и β – угол места и азимут излучения передающей антенны, соответственно.

На рис. 2 и 3 показаны рассчитанные в модели ГСМ ТИП широтно-высотный разрез электронной концентрации на геомагнитной долготе 5° и долготно-широтное распределение параметров максимума F области ионосферы, которая использовалась для расчета радиотрасс вблизи геомагнитного экватора. Видно наличие неоднородностей в электронной концентрации как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях.

На рис. 4 показан пример вертикального профиля электронной концентрации, рассчитанного в модели ГСМ ТИП и интерполированного в узлы сетки модели для расчета радиотрасс. Из приведенного профиля видно наличие многослойной вертикальной структуры в низкоширотной ионосфере, используемой для расчета радиотрасс. На рис. 5 и 6 показаны результаты расчетов различных лучевых траекторий при распространении радиоволн

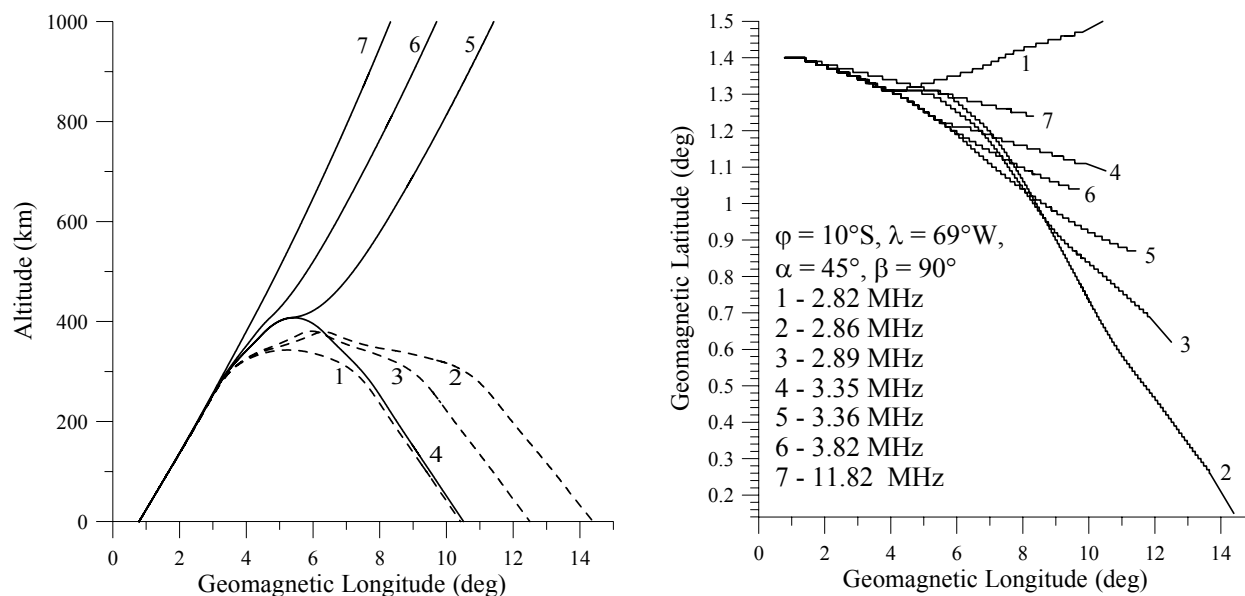


Рис. 6. То же, что и на Рис. 5 для второй гипотетической низкоширотной передающей станции.

Таким образом, в данной статье представлены предварительные результаты расчетов, полученные с помощью двух численных моделей, одна из которых рассчитывает параметры среды распространения радиоволн, а другая – геометрию и вариации параметров радиоволны.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №12-05-31217-мол_а.

Литература

1. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В. Исследование особенностей распространения коротких радиоволн в неоднородной анизотропной ионосфере // Электромагнитные волны и электронные системы. - 2009. – Т. 14. - № 8. – С. 17 – 26.
2. Захаров В.Е., Черняк А.А. Численная модель распространения радиотрасс коротких радиоволн в ионосфере // Вестник РГУ им. И. Канта. – 2007. – Вып. 3. – Серия «Физико-математические науки». – Изд-во РГУ им. И. Канта. – С. 36 – 40.
3. Намгаладзе А.А., Кореньков Ю.Н., Клименко В.В., Карпов И.В., Бессараб Ф.С., Суроткин В.А., Глущенко Т.А., Наумова Н.М. Глобальная численная модель термосферы, ионосферы и протоносферы Земли // Геомагнетизм и аэрномия. – 1990. – Т. 30. – № 4. – С. 612-619.
4. Клименко М.В., Клименко В.В., Брюханов В.В. Численное моделирование электрического поля и зонального тока в ионосфере Земли – Динамо поле и экваториальный электроджет // Геомагнетизм и аэрномия. – 2006. – Т.46. – №4. – С.485-494.
5. Klimentko M.V., Klimentko V.V., Ratovsky K.G., Goncharenko L.P., Sahai Y., Fagundes P.R., de Jesus R., de Abreu A.J., Vesnin A.M. Numerical modeling of ionospheric effects in the middle- and low-latitude *F* region during geomagnetic storm sequence of 9–14 September 2005 // Radio Science. – 2011. – V. 46. – RS0D03, doi:10.1029/2010RS004590.
6. Klimentko M.V., Klimentko V.V., Korenkova N.A., Vorobjov V.G., Yagodkina O.I., Ratovsky K.G., Sahai Y., Fagundes P.R., de Jesus R., de Abreu A.J. Various magnetospheric inputs to the GSM TIP model for investigation of ionospheric response to geomagnetic storm event on 2–3 May 2010 // Proceedings of the 35th Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”, Apatity, 1 – 4 March, 2012. Apatuty: KSC RAS. – (in press).
7. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Влияние магнитной активности на глобальное распределение зон авроральных вторжений // Геомагн. и аэрномия. – 2005. – Т. 45 – № 4. – С. 467–473.
8. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Динамика авроральных высыпаний в периоды сильных магнитных бурь // Геомагн. и аэрномия. – 2007. Т. 47. – № 2. – С. 198–205.

О.А. Мальцева, Н.С. Можаяева, Т.В. Никитенко, Е.В. Линник

ВОЗМОЖНОСТИ НОВОЙ МОДЕЛИ IRI2010 (IRI-Plas)

ФГАОУВПО Южный Федеральный Университет

Одна из возможностей определения $N_e(h)$ -профилей ионосферы связана с использованием ее полного электронного содержания ПЭС. Новая модель IRI2010 (IRI-Plas) отличается включением плазмосферной части, адаптацией к ПЭС. В настоящей работе данные плазменной частоты f_{ne} спутников используются для сравнения методов адаптации модели к различным параметрам (f_oF2 , h_mF2 , ПЭС) и предлагается адаптация модели к частоте f_{ne} . На примере данных станций Loparsk, Leningrad, Moscow показывается, что адаптация модели к частоте f_{ne} позволяет определять $N(h)$ -профили во время возмущений.

Функционирование различных спутниковых телекоммуникационных, навигационных систем, систем позиционирования определяется состоянием ионосферы и нуждается в знании распределения электронов по высоте $N_e(h)$ в ближнем космическом пространстве. В практике наземной радиосвязи и спутниковых телекоммуникаций наиболее широко используется эмпирическая модель ионосферы IRI [1-2], однако она определяет $N_e(h)$ -профиль до высоты 2000 км. Возможность определения профилей на больших высотах связана с таким параметром ионосферы, как полное электронное содержание ПЭС (=ТЕС). Однако модель IRI дает большие расхождения при сравнении ТЕС с экспериментом из-за формы профиля верхней ионосферы, вследствие чего модель модифицировалась несколько раз в этом столетии [1-2] и модификация продолжается. В 2010 году предложена новая версия IRI2010 [3], в которую вошла модель Т.Л. Гуляевой [4-5]. Главным преимуществом этой модели является тщательный выбор параметров верхней части ионосферы, учет плазмосферной части магнитосферы, а также возможность адаптации модели к экспериментальным параметрам: критической частоте f_oF2 , высоте максимума h_mF2 (такая адаптация была предусмотрена в предыдущих версиях), ТЕС (новый элемент). Это должно позволить определять форму $N_e(h)$ -профилей более точно. Особое значение такое определение имеет для возмущенных условий. Чтобы с уверенностью говорить о преимуществах модели, необходимо ее тестировать по данным независимых экспериментов. В данной работе такое тестирование проводится по измерениям плазменной частоты f_{ne} на спутниках CHAMP и DMSP. Следующий шаг сводится к использованию этих частот для адаптации модели. Целью данной работы является сравнение $N_e(h)$ -профилей для различных вариантов адаптации модели и построение таких профилей для наилучшей версии во время возмущенных условий.

Экспериментальные данные и определяемые величины. Основными данными являются значения критической частоты f_oF2 и максимальной высоты h_mF2 из базы SPIDR, значения ТЕС для глобальной карты JPL для станций Loparsk, Leningrad, Moscow. Сравнение $N_e(h)$ -профилей проводится для 4-х опций: (1) исходная модель IRI; модели IRI, адаптированной к экспериментальному значению; (2) f_oF2 , (3) ТЕС, (4) f_oF2 и ТЕС. Опция 1 используется, когда нет никакой текущей информации, и определяет среднее состояние. Она является эталоном для сравнения с результатами других опций. Опция 2 использует текущее значение f_oF2 и полностью определяет нижнюю часть профиля. Опция 3 получила широкое распространение в связи с измерениями ТЕС с помощью навигационных спутников.

Преимущества этой опции перед второй заключаются в непрерывном глобальном мониторинге. Адаптация модели к текущим значениям ТЕС дает значения foF2, которые могут отличаться от foF2(obs) и foF2(IRI). Опция 4, являющаяся, как указано во введении, одним из основных отличий новой модели IRI от предыдущих версий, позволяет определять Ne(h)-профиль в точках расположения ионозондов. Тестирование этих опций заключается в сравнении плазменных частот на высотах спутников, рассчитанных для модели, с экспериментальными значениями fne. Сравнение проводилось для двух спутников CHAMP (hsat~400 km) и DMSP (hsat~840 km). Результаты приводятся для апреля 2001, включающего два сильных возмущения (1-2 апреля с минимумом Dst=-228nT and 11-12 апреля с минимумом Dst=-273 nT) и два умеренных возмущения (18 and 22-23 апреля) с минимумом Dst~-100nT.

Тестирование модели по спутниковым данным. На рис. 1 показано поведение плазменных частот fne спутника CHAMP и их медиан для обнаружения характера возмущений в верхней части ионосферы. Выбраны случаи почти одновременного пролета спутника над тремя станциями. В дневное время характер возмущений совпадает для всех станций. В ночное время видно разнообразие протекания возмущений.

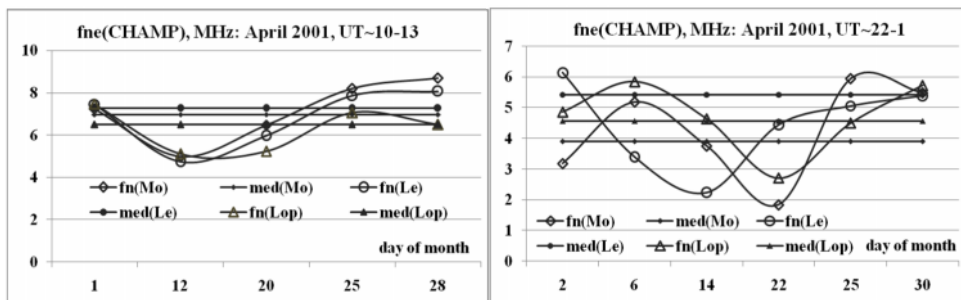


Рис. 1. Значения плазменных частот fne спутника CHAMP и их медиан в апреле 2001 над станциями Loparsk, Leningrad, Moscow в дневное и ночное время

На рис. 2 показаны профили для различных методов адаптации вместе с данными спутников CHAMP (левые 2 графика) и DMSP (правые 2 графика).

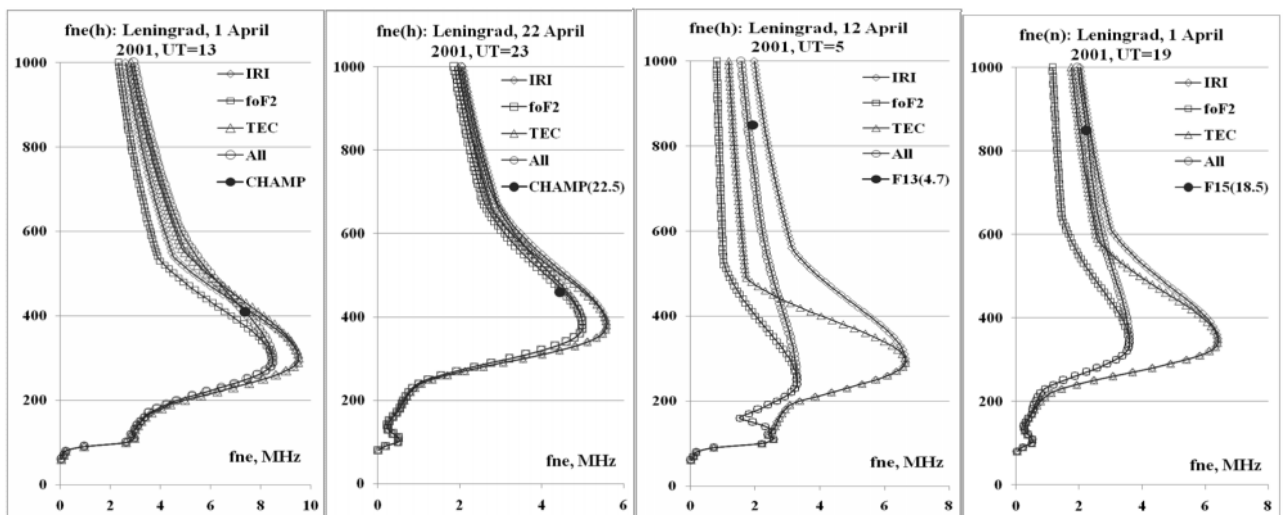


Рис. 2. Сравнение Ne(h)-профилей для различных методов адаптации с данными спутников

Видно, что наилучшее соответствие с частотами fne спутников обеспечивает адаптация к трем параметрам. Наибольшее различие характерно для сильных возмущений, когда

адаптация по одному какому-нибудь параметру не обеспечивает близости профиля к адаптированному ко всем параметрам. Адаптацию к трем параметрам можно использовать для определения особенностей поведения профилей во время возмущений.

Примеры поведения $N_e(h)$ -профилей во время возмущений. На рис. 3 представлены 2 группы профилей для случаев рис. 1 в дневных и ночных условиях.

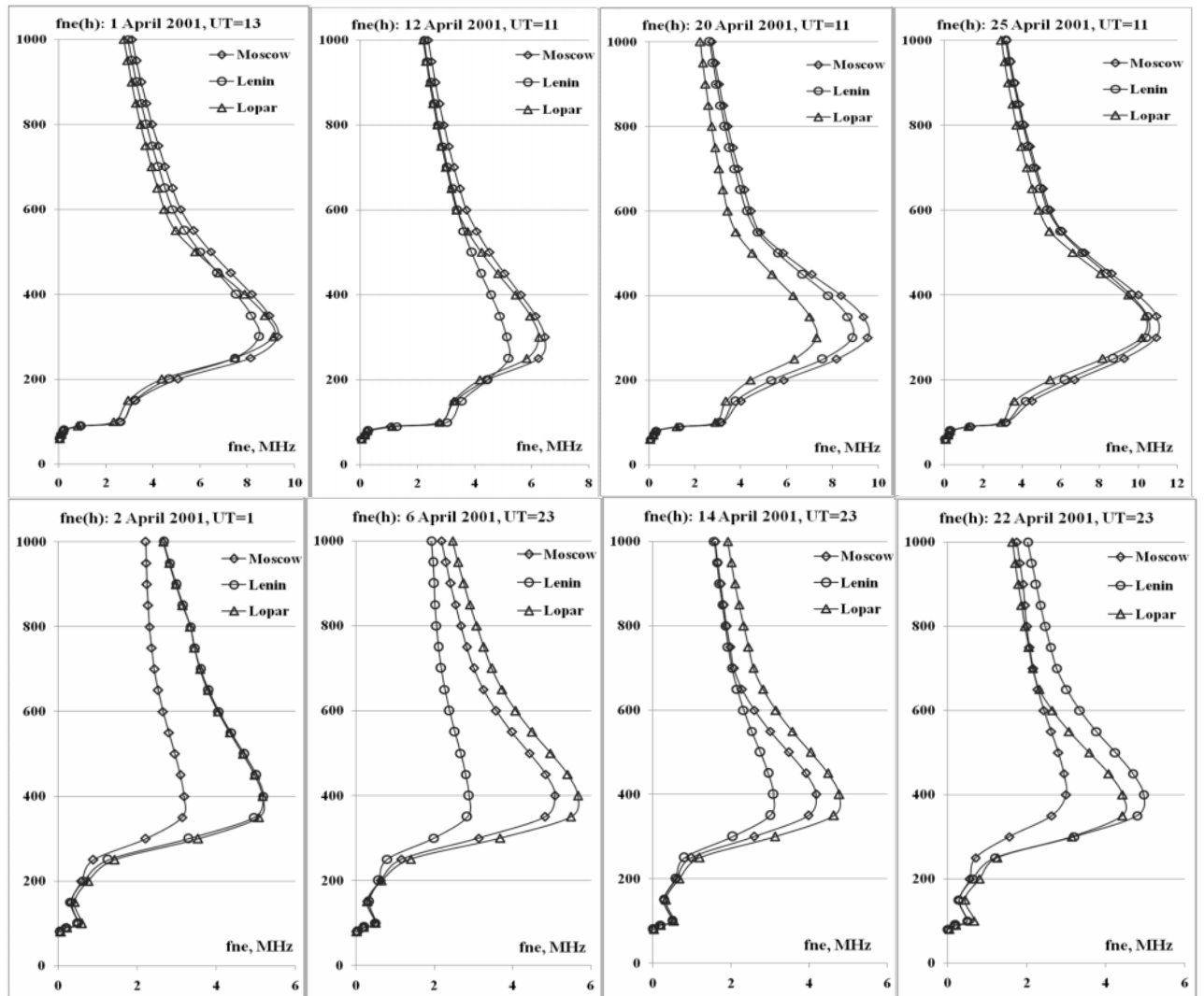


Рис. 3. Поведение $N_e(h)$ -профилей во время возмущений в апреле 2001

Днем 1 апреля в UT=13 на всех станциях условия близки к спокойным. Профили близки к медианным, градиенты малы. 12 апреля в UT=11 на всех станциях видно отрицательное возмущение, при котором $foF2(obs)$ много меньше $foF2(med)$. Станция Leningrad оказалась в глубоком провале, поскольку плазмопауза, по-видимому, сместилась к югу. 20 апреля в UT=11 наиболее сильное возмущение охватило станцию Loparsk, более слабое возмущение имело место на остальных станциях. Концентрация на всех высотах увеличивается с уменьшением широты, т.е. имеет место отрицательный градиент. Такой же знак градиент имеет и в спокойных условиях. Случай 25 апреля в UT=11 дает пример положительного возмущения. Видно, что $foF2(obs)$ больше $foF2(med)$, а профили близки друг к другу. В ночное время 2 апреля (UT=1) ионосфера над станцией Moscow испытывает отрицательное возмущение, над станцией Leningrad - положительное возмущение, тем не менее частоты $foF2(obs)$ близки к $foF2(med)$. В спокойных условиях станция Leningrad лежит вблизи

границы плазмоспаузы, поэтому в таких условиях ее медиана $foF2(\text{med})$ меньше, чем для Moscow и Loparsk. В данном случае плазмоспауза сместилась к югу и станция Moscow оказалась за плазмоспаузой. 6 апреля в UT=23 станция Leningrad оказалась в глубоком провале. Примерно такая же ситуация характерна и для 14 апреля. 22 апреля в UT=23 все станции находятся в зоне отрицательного возмущения. На станции Moscow оно оказалось самым глубоким, приведя к наименьшим значениям. Станция Leningrad находится в гребне ионизации. Эти примеры показывают, что профили можно строить не только для среднеширотных, но и для высокоширотных станций. В большинстве случаев, и это особенно важно, соответствие модели и fne на спутниках было полным, однако имеются и случаи рассогласования. На рис. 4 приведены случаи для станций Moscow и Leningrad. На левых графиках даны результаты для экспериментальных значений $hmF2$, на правых графиках сделана попытка согласовать профиль и fne , изменяя $hmF2$. Видно, что профили сильно отличаются, т.е. даже такая полнота данных может приводить к неоднозначным результатам. В данном случае предпочтение нужно отдать профилям с более высокими значениями $hmF2$ в силу антикорреляции параметров $NmF2$ и $hmF2$ [6].

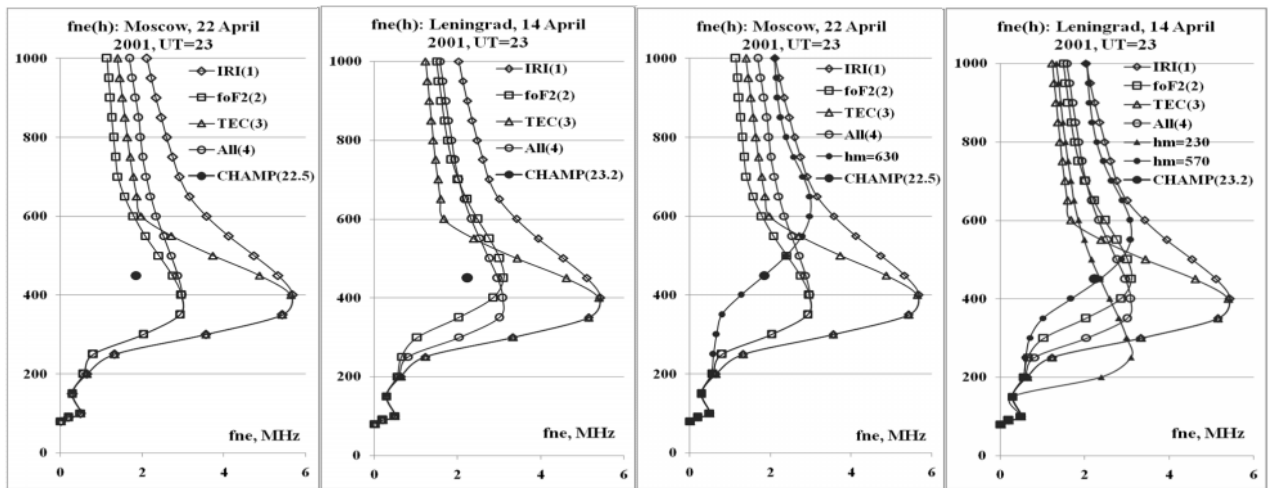


Рис. 4. Иллюстрация возможной неоднозначности определения профилей

Заключение: Модель IRI развивается и тестируется учеными многих стран в течение более 30 лет, однако форма $Ne(h)$ -профилей до последнего времени оставалась «слабым» звеном. Опция IRI-Plas является существенным шагом не только к определению формы профилей, но и в направлении ассимиляции различных данных в модель. Тестирование модели и ее адаптация к плазменным частотам спутников, проведенные в данной работе, позволяют строить $Ne(h)$ -профили, которые, несмотря на эквивалентный характер, ближе к реальным, чем профили, получаемые при адаптации по одному какому-нибудь параметру.

Благодарность: Авторы благодарны группам ученых, разрабатывающих модель IRI, базы SPIDR, TEC, Карпачеву А.Т. за предоставление данных спутника CHAMP.

Литература

1. Bilitza D. Radio Sci., 2001, 36(2), 261-275.
2. Bilitza D., Reinisch B.W. Adv. Space Res., 2008, 42, 599-609.
3. Bilitza D., Reinisch B.W., Gulyaeva T. In Report presented for COSPAR Scientific Assembly, Bremen, Germany, 2010, C01-0004-10.
4. Gulyaeva T.L., Huang X., Reinisch B.W. Acta Geodetica Geophysica.Hungary, 2002, 37.
5. Gulyaeva T.L. Astron. and Astrophys. Transaction, 2003, 22, 639-643.
6. Gulyaeva T.L. J. Geophys. Res., 2012, 117, A02302, PP. 8.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ЛОКАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ИОНОГРАММ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

НИИ радиофизики СПбГУ

Исследование характерных особенностей структуры ионограмм вертикального зондирования проводится на основе разработанной модели высокоширотной ионосферы в области полярной шапки, включающей в себя такие неоднородности как среднеширотный провал, авроральный овал, пятна и дуги. Расчет вертикальных и наклонных ионограмм производится для различных периодов времени в различных геофизических условиях. Путем сравнения данных ионозонда и модельных ионограмм оцениваются параметры областей повышенной электронной плотности (критической частоты, размера, скорости).

Структура высокоширотной ионосферы существенно отличается от структуры среднеширотной ионосферы, как и отличаются протекающие там процессы. Особенностью F-слоя в полярной области является наличие локализованных областей повышенной электронной плотности (пятна (patches) и арки (arcs)) [1]. Количество, скорость, траектория движения неоднородностей зависят от геофизических условий. Поперечный размер областей повышенной электронной концентрации может достигать тысячи километров (со средним значением около 500 км) [2, 3]. Увеличение электронной плотности может достигать фактора 10 по сравнению с фоновой ионосферой. В большинстве случаев, эти образования наблюдаются цугом с интервалом времени в несколько минут. Типичная частота появления их 0.5/час и скорость порядка нескольких сотен метров в секунду. Вероятность появления в F-слое ионосферы такого рода структур наиболее высока зимой в периоды максимума солнечной активности, хотя иногда они наблюдаются и в периоды минимума солнечной активности, но при этом значительно менее выражены [2].

Наличие локализованных областей повышенной электронной плотности в ионосфере приводит к появлению градиентов электронной плотности, которые образуют наклонные

отражающие поверхности для КВ радиоволн [4-6]. В результате, модовая структура радиоканала изменяется существенным образом.

Сложность структуры ионосферы и протекающих в ней процессов делает интерпретацию ионограмм станций вертикального и наклонного зондирования крайне непростой задачей. Структуры ионограмм весьма разнообразны и динамичны. За интервал времени 15 минут (стандартный интервал получения данных зондирования) структура ионограммы может претерпеть кардинальные изменения.

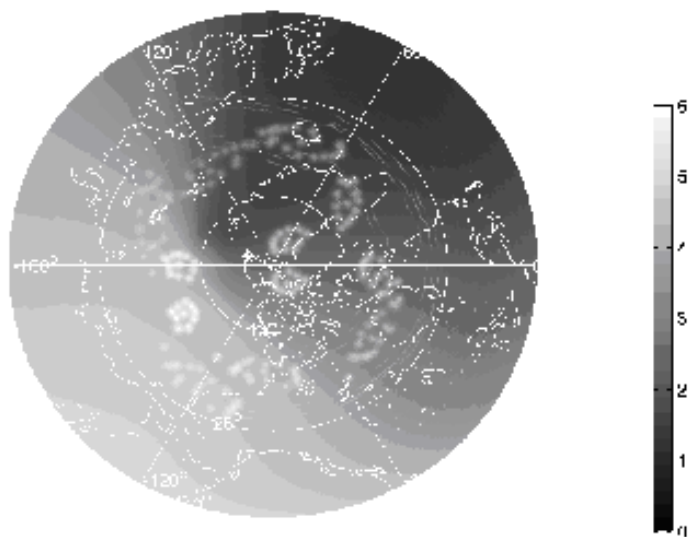


Рис. 1. Модель ионосферы.

По всей видимости, для интерпретации ионограмм и, как следствие, оценки параметров областей повышенной электронной плотности, необходимо решать задачу моделирования высокоширотной ионосферы и процессов распространения радиоволн в ней для различных ситуаций.

При создании модели ионосферы учитывалось, что модель предназначена для использования в задаче распространения радиоволн КВ диапазона, то есть необходимо задание непрерывного трехмерного распределения электронной плотности в области вычисления.

Построение невозмущенной ионосферы производится на основе экспериментальных данных станций вертикального зондирования. Модель неоднородностей ионосферы включает в себя среднеширотный провал, авроральный овал, пятна и арки (Рис. 1). В настоящее время не существует сколько-нибудь надежной модели пятен и арок повышенной электронной плотности полярной ионосферы. В данной работе используется оригинальная модель высокоширотной ионосферы, включающая в себя такие неоднородности как среднеширотный провал, авроральный овал, пятна и дуги, созданная в университете города Лестера (Великобритания) и сотрудниками СПбГУ [7,8].

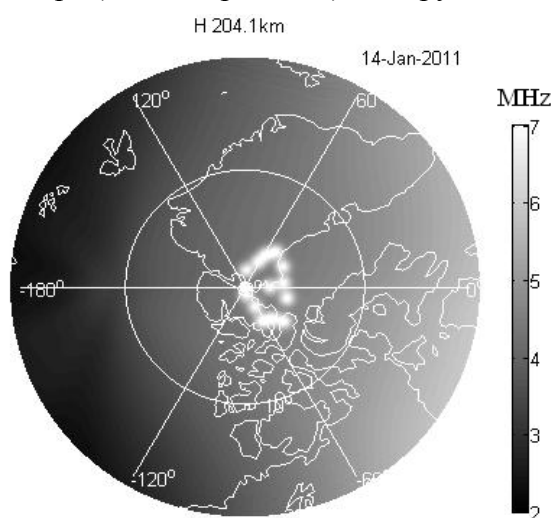


Рис. 2

Расчет вертикальных ионограмм производится для различных периодов времени в различных геофизических условиях.

Как и ожидалось, расчеты показывают, что основной вклад в формирование вертикальной ионограммы вносит пятно, находящееся над приемником или в непосредственной близости от него (рис. 2). Варьирование параметров модели и сравнение модельных ионограмм с данными ионозонда дает возможность оценить реальные параметры пятна (критической частоты, размера, местоположения, скорости).

В данной работе были использованы данные ионозонда THJ77 (THULE/QANAQ) (77.5N; 69.2E), доступные в интернете (e.g.

<http://car.ulm.edu>).

Оценку критической частоты ионосферы при наличии неоднородностей электронной плотности не всегда возможно произвести непосредственно из ионограммы. Критическая частота может быть связана с длиной основного трека ионограммы только в отсутствие горизонтальных градиентов электронной плотности. Вариация критической частоты пятна в

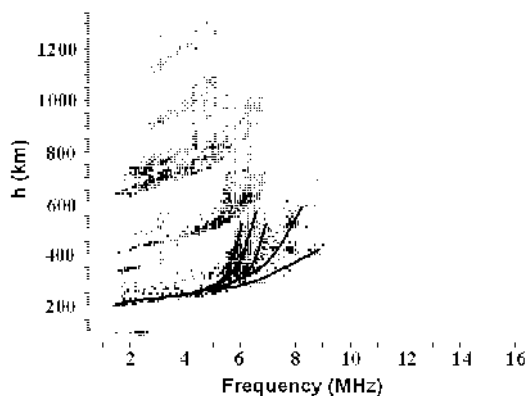


Рис. 3а. Ионограмма вертикального зондирования Thule (20 января 2006, 19:00 UT). Сплошные линии соответствуют линиям модельной ионограммы.

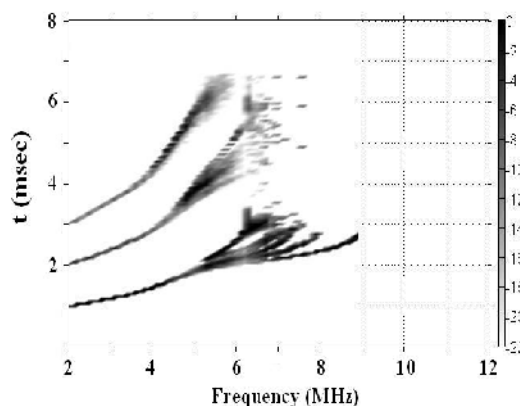


Рис. 3б Модельная ионограмма. Размер пятна 600км по направлению скорости движения и 400км в перпендикулярном ей направлении. Критическая частота 7 МГц. Центр пятна удален от приемника на 100 км.

процессе моделирования и сравнение наблюдаемых и рассчитанных ионограмм позволяет оценить ее величину.

Варьирование критической частоты модельного пятна при фиксировании остальных параметров позволяет оценить ее величину.

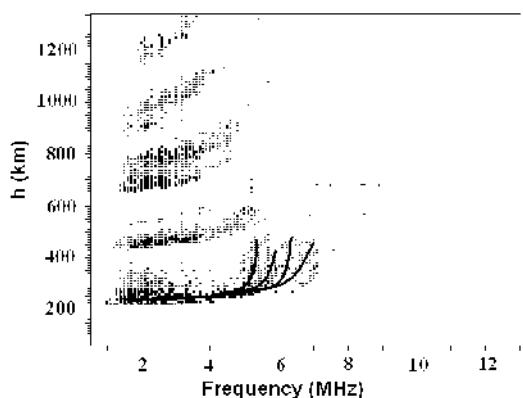


Рис. 4а. Ионограмма вертикального зондирования Thule (14 января 2011 19:00 UT). Сплошные линии соответствуют линиям модельной ионограммы.

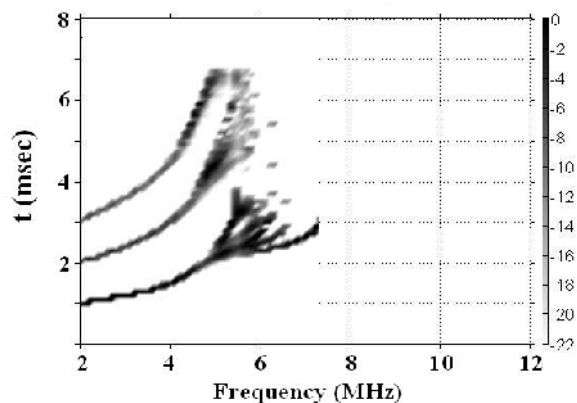


Рис. 4б Модельная ионограмма. Размер пятна 600км по направлению скорости движения и 400км в перпендикулярном ей направлении. Критическая частота 5 МГц. Центр пятна удален от приемника на 100 км.

В качестве примера представлена экспериментальная ионограмма типа «вилка» (Рис. 3а). В данном случае основной трек начинает ветвиться на частоте 5 МГц. Область ветвления заканчивается на частоте 9 МГц. Модельная ионограмма (Рис. 3б), соответствующая области повышенной электронной плотности критической частотой 7 МГц, демонстрирует похожую структуру. Пятно удалено от приемника на 100 км и имеет размер 600км по направлению скорости движения и 400км в перпендикулярном ей направлении.

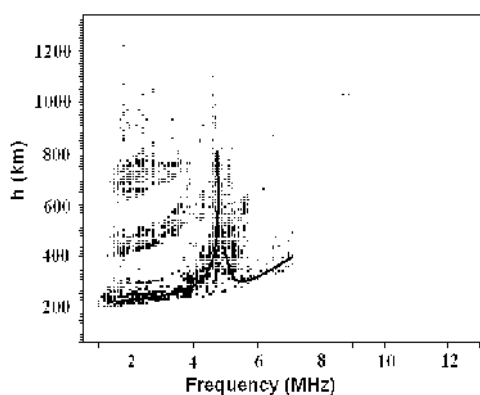


Рис. 5а. Ионограмма вертикального зондирования Thule (14 января 2011 19:15 UT). Сплошные линии соответствуют линиям модельной ионограммы.

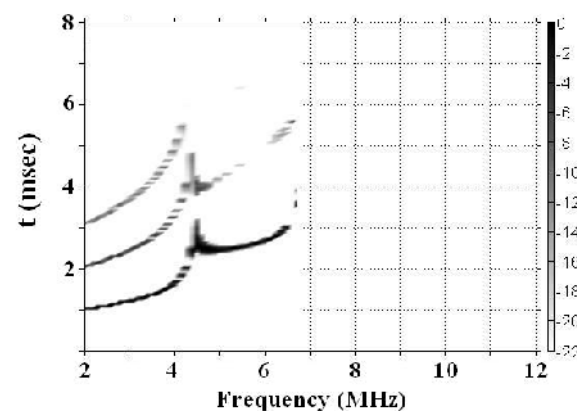


Рис. 5б Модельная ионограмма. Размер пятна 600км по направлению скорости движения и 400км в перпендикулярном ей направлении. Критическая частота 5 МГц. Центр пятна удален от приемника на 400 км.

Ионограмма, представленная на Рис. 4а, характерна расщеплением (ветвлением) в области от 5 до 7 МГц. Моделировать ионограмму с такой структурой удастся, предполагая, что модельное пятно имеет критическую частоту 5 МГц (Рис. 4б). Основываясь на проведенных вычислениях, можно заметить, что уменьшение критической частоты области повышенной электронной плотности приводит к смещению области ветвлений в сторону меньших частот и укорачиванию основного трека ионограммы. Пятна с критической частотой 2МГц и меньше практически не оказывают влияния на структуру ионограммы.

Чтобы оценить скорость движения пятна повышенной электронной плотности необходимо рассмотреть несколько последовательно полученных ионограмм. Для этой цели выберем данные ионозонда, полученные 14 января 2011 года. Этот день характерен тем, что в этот день наблюдалось большое разнообразие структур ионограмм.

Первая пара ионограмм соответствует 19:00 UT (Рис. 4а) и 19:15 UT (Рис. 5а). В течение 15 минут структура ионограммы существенно изменилась от «вилки» к «U-образной». Моделирование показывает, что «вилочная» структура соответствует ситуации, когда пятно находится около приемника.

При удалении границы пятна от приемника, структура ионограммы постепенно превращается в «U-образную». В модельных ионограммах, изображенных на рисунках 4б, 5б, было выбрано пятно повышенной электронной плотности размером 600км по направлению скорости движения, 400км в перпендикулярном ей направлении и критической частотой 5 МГц. В первом случае (Рис. 4б) центр пятна расположен на расстоянии 100 км от приемника, во втором (Рис. 5б) – 400 км от приемника.

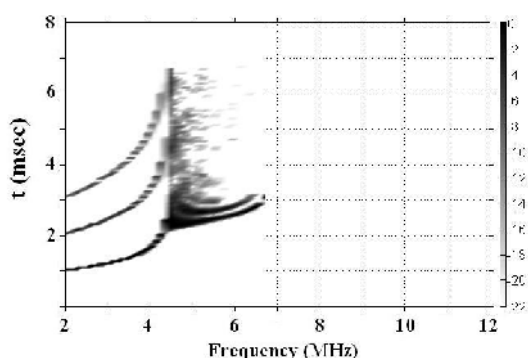


Рис. 6 Модельная ионограмма. Размер пятна 1200км по направлению скорости движения и 600км в перпендикулярном ей направлении. Критическая частота 5 МГц. Центр пятна удален от приемника на 200 км.

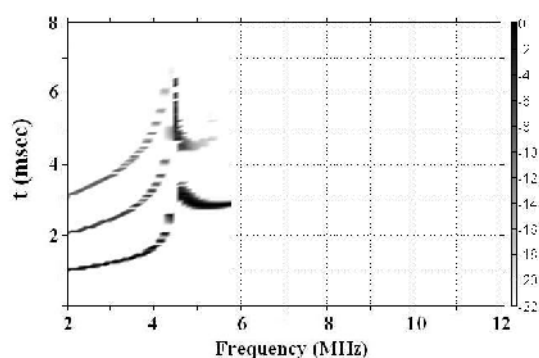


Рис. 7 Модельная ионограмма. Размер пятна 1200км по направлению скорости движения и 600км в перпендикулярном ей направлении. Критическая частота 5 МГц. Центр пятна удален от приемника на 800 км.

Сравнение экспериментальных и рассчитанных ионограмм позволяет говорить об их определенном сходстве, что является подтверждением правильности выбора параметров пятна. Таким образом, сдвиг пятна на 300 км привел к изменению структуры ионограммы. Учитывая время, за которое произошла эта трансформация, можно заключить, что скорость перемещения пятна составляла примерно 300 метров в секунду. Это соответствует предположению, что скорость движения области повышенной электронной плотности может варьироваться от ста до тысячи метров в секунду [9].

Оценка размера пятна производится с учетом того, что приемник THULE/QANAQ расположен в непосредственной близости от геомагнитного полюса (77.5N; 69.2E). В этой области пятна, обычно, имеют небольшие размеры. Размер пятна увеличивается и его форма меняются уже в процессе дальнейшего движения. При фиксированной критической частоте 5 МГц пятна размером 400км по направлению скорости движения и 300км в перпендикулярном ей направлении слабо влияют на структуру ионограммы. Даже если пятно находится прямо над приемником, ионограмма остается «невозмущенной».

В случае ионограмм, представленных на рисунках 4а,б и а,б предполагалось, что пятно имеет размер 600км по направлению скорости движения и 400км в перпендикулярном ей направлении (критическая частота 5 МГц). Подобные структуры ионограмм («вилка» и «U-образная») могут быть также моделированы для пятна большего размера (1200x600) при той же критической частоте (Рис. 6,7), но их подобие данным ионозонда (Рис. 4а, 5а) будет ограничиваться только типом структуры. Ни длина трека, ни область ветвления модельных ионограмм не будут соответствовать экспериментальным ионограммам. Причем, варьирование критической частоты не делает их более похожими. В результате, вывод, что

пятно соответствующие ионограммам (Figure 4a, 5a) имеет размер 600км по направлению скорости движения, 400км в перпендикулярном ей направлении и критическую частоту 5 МГц можно считать вполне обоснованным.

Таким образом, моделирование ионограмм дает возможность интерпретировать данные вертикального зондирования и оценивать параметры области повышенной электронной плотности (критической частоты, размера, скорости).

Литература.

- [1]. Weber, E. J., M. C. Kelly, J. O. Vallentin, S. Basu, H. C. Carlson, J. R. Fleischman, D. A. Hardy, N. C. Maynard, R. F. Pfaff, P. Rodriguez, R. E. Sheehan and M. Smiddy, Rocket measurements within a polar cap arcs, *J. Geophys. Res.*, 94, 6692, 1989.
- [2]. McEwen, D. J., and D. P. Harris, Occurrence patterns of F-layer patches over the North Magnetic pole, *Radio Science*, 31, 619, 1996.
- [3]. McDougall, J. W., I. F. Grant and A. Hamza, Velocity fluctuations associated with polar cap patches, *Radio Science*, 31, 595, 1996.
- [4]. Warrington, E. M., N. C. Rogers and T. B. Jones, Large HF bearing errors for propagation paths contained within the polar cap, *IEE Proceedings on Microwaves, Antennas and Propagation*, 144, 4, 241-249, 1997.
- [5]. Siddle, D. R., N. Y. Zaalov, A. J. Stocker and E. M. Warrington, The time-of-flight and direction of arrival of HF radio signals received over a path along the mid-latitude trough, theoretical considerations. *Radio Science*, 39, RS4009, doi: 10.1029/2004RS003052, 2004.
- [6]. Siddle, D. R., A. J. Stocker and E. M. Warrington, The time-of-flight and direction of arrival of HF radio signals received over a path along the mid-latitude trough, observations, *Radio Science*, 39, RS4008, doi: 10.1029/2004RS003049, 2004.
- [7]. Zaalov, N. Y., E. M. Warrington and A. J. Stocker, The simulation of off-great circle HF propagation effects due to the presence of patches and arcs of enhanced electron density within the polar cap ionosphere, *Radio Science*, 38, 1052, 2003.
- [8]. Zaalov, N. Y., E. M. Warrington and A. J. Stocker, A ray-tracing model to account for off-great circle HF propagation over northerly paths.. *Radio Science*, 40, RS4006, 2005.
- [9]. Ma T.-Z., R. W. Schunk, Effect of polar cap patches on the thermosphere for different solar activity levels, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 59, 14 1823-1829, 1997.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ МЕТЕОЗАЩИТЫ СВЧ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

ФГБОУ ВПО "СПбГПУ"

В работе радиофизическими методами исследуются характеристики элементов метеозащиты наземных и авиационных комплексов дистанционного зондирования, предназначенных для определения влагозапаса облаков и водозапаса атмосферы в миллиметровом диапазоне. Определено оптимальное расположение элемента метеозащиты и антенны СВЧ комплекса, проведено сравнение характеристик материалов, которые могут использоваться для увеличения коэффициента полезного действия и уменьшения шумовой температуры.

В настоящее время ведутся работы по развертыванию наземных сетевых комплексов дистанционного зондирования влажностных параметров атмосферы в миллиметровом диапазоне, а также аналогичного комплекса для самолёта-лаборатории.

И в том и в другом случае СВЧ комплексы отделены от окружающего пространства элементом метеозащиты, характеристики которого могут существенным образом сказаться на точностных характеристиках комплексов.

Этот элемент, предназначенный для защиты СВЧ комплекса от внешних воздействующих факторов и улучшения условий эксплуатации в тяжелых климатических условиях (низкая или высокая температура воздуха, повышенная влажность, осадки, сильные порывы ветра), представляет собой в общем случае слой радиопрозрачного материала, за которым располагается антенное устройство.

Радиопрозрачные материалы, которые используются для изготовления элементов метеозащиты, представляют собой диэлектрики, не изменяющие существенным образом амплитуду и фазу проходящей сквозь них электромагнитной волны миллиметрового диапазона. В настоящей работе исследовались следующие варианты элементов: слой фторопласта, слой сотового поликарбоната, штатный иллюминатор из оргстекла, модель иллюминатора из оргстекла.

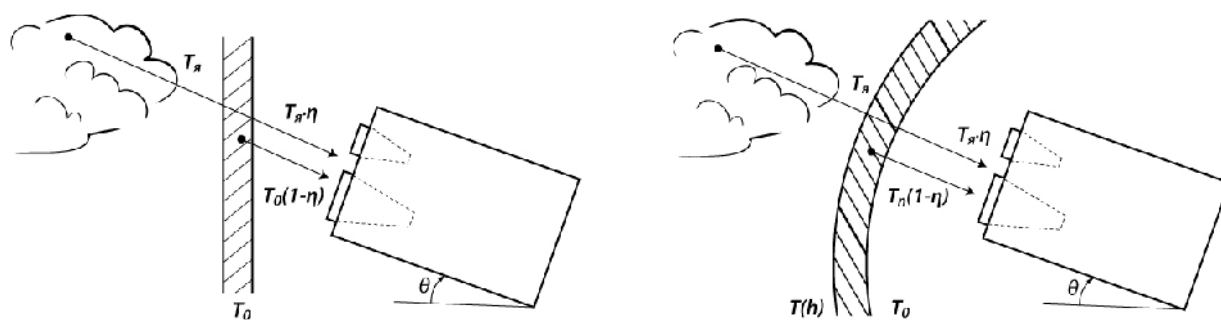


Рис.1 Схема размещения СВЧ комплекса.

На Рис.1 показано схематичное расположение СВЧ комплексов в наземном и авиационном исполнении.

В наземном исполнении СВЧ комплекс установлен в помещении под некоторым углом ($30^\circ \div 40^\circ$) перед радиопрозрачным окном лабораторного помещения метеостанции. В качестве материала этого окна может быть выбран листовой фторопласт ФТ-4 различной толщины или сотовый поликарбонат.

В простейшем случае выходной сигнал радиометра $U_{вых}$ пропорционален принимаемой температуре радиометра $T_{рад}$, которую можно представить как сумму собственного излучения атмосферы, ослабленного слоем радиопрозрачного материала, и излучения слоя радиопрозрачного материала, из которого изготовлен элемент метеозащиты:

$$T_{рад} = T_я \eta + T_0(1 - \eta)$$

где $T_я(\theta=const)$ - яркостная температура атмосферы под углом $\theta=const$;
 η — коэффициент полезного действия радиопрозрачного слоя элемента метеозащиты, через который проходит излучение атмосферы;
 T_0 - термодинамическая температура слоя элемента метеозащиты.

Определить $T_я(\theta=const)$ можно по очевидному соотношению:

$$T_я = \frac{T_{рад} - T_0(1 - \eta)}{\eta}$$

В авиационном исполнении комплекс располагается на стойке перед штатным иллюминатором из двухслойного оргстекла.

Рассматривались только два варианта установки СВЧ-блока относительно горизонтали: угол 45° и угол 30° ($\theta=45^\circ$, $\theta=30^\circ$).

В отличие от наземного размещения, при использовании радиометра на борту самолёта нужно учесть изменение термодинамической температуры внешней стороны иллюминатора с изменением высоты подъема. Будем считать, что распределение температуры в иллюминаторе можно считать линейным. Тогда выражение для принимаемой температуры радиометра $T_{рад}$ будет выглядеть следующим образом:

$$T_{рад} = T_я \cdot \eta + \frac{T(h) + T_0}{2} (1 - \eta)$$

где $T_я$ - яркостная температура атмосферы под углом $\theta=const$;
 η — коэффициент полезного действия радиопрозрачного иллюминатора, через который проходит излучение атмосферы;

$T(h)$ - термодинамическая температура внешней стороны иллюминатора, которая будет зависеть от высоты подъема самолета h ;

T_0 - термодинамическая температура внутренней стороны иллюминатора, равная температуре внутри салона самолета.

Следовательно, $T_я(\theta=const)$ при расположении СВЧ радиометра на борту самолёта будет выглядеть так:

$$T_я = \frac{T_{рад} - \frac{T(h) + T_0}{2} (1 - \eta)}{\eta}$$

Общий принцип испытаний заключается в фиксации уровня температуры $T_{рад}(\theta=const)$ при приеме сигнала от безоблачной атмосферы $T_я$ под углом $\theta=const$, проходящего через элемент метеозащиты, устанавливаемый перед плоскостью раскрыва антенны.

По полученным данным вычисляется КПД (η) слоя радиопрозрачного материала по формуле:

$$\eta = \frac{T_{ou} - T_{рад}(\theta = const)}{T_{ou} - T_я(\theta = const)}$$

где T_{oi} — термодинамическая температура элемента.

Коэффициент η является необходимой величиной для пересчета измеряемых величин T_{rad} в величину $T_{я}$.

По полученным данным были рассчитаны значения коэффициента полезного действия иллюминатора (η) при различных взаимных положениях СВЧ-блока относительно иллюминатора и трех видов материала: оргстекла, фторопласта ФТ-4 толщиной 14 мм и сотового поликарбоната.

Кроме того, получены значения величина шумовой температуры иллюминатора $T_{ш}$ в Кельвинах:

$$T_{ш} = T_0(1 - \eta)$$

	дата	град	f=22ГГц		f=37ГГц	
			η	$T_{ш}, K$	η	$T_{ш}, K$
Иллюминатор	03.05.12	45	0,652	100,170	0,803	56,676
	04.05.12	45	0,683	93,531	0,800	58,876
	03.05.12	30	0,873	36,641	0,872	36,945
	04.05.12	30	0,872	37,788	0,868	38,974
	10.05.12	30	0,794*	61,700*	0,864*	40,700*
Фторопласт	03.05.12	45	0,993	2,053	0,983	5,038
	04.05.12	45	0,991	2,610	0,985	4,353
	04.05.12	30	0,994	1,775	0,993	2,073
	10.05.12	30	0,996	1,200	0,988	3,600
	10.05.12	30	0,965*	10,000*	0,974*	7,800*
Модель иллюминатора из оргстекла	03.05.12	45	0,842	45,468	0,812	54,052
	04.05.12	45	0,873	51,300	0,856	42,395
	04.05.12	30	0,888	32,987	0,891	32,237
Поликарбонат	03.05.12	45	0,994	1,848	0,968	9,236
	04.05.12	45	0,994	1,775	0,968	9,329
Поликарбонат+иллюминатор	03.05.12	45	0,688	89,910	0,656	99,079

Таблица 1. Результаты испытаний.

(Значком * в таблице отмечены значения, полученные с помощью рабочего эталона ВНИИФИТРИ, устанавливаемого с внешней стороны иллюминатора)

Как следует из полученных оценок η , для самолётного размещения более целесообразна установка СВЧ блока перед штатным иллюминатором под углом 30°, что позволяет обеспечить КПД слоя метеозащиты равный 87% и $T_{ш} \approx 38K$.

При использовании в качестве материала иллюминатора фторопласта ФТ-4 КПД слоя увеличивается до 99%, $T_{ш} \approx 1,2-5K$.

При размещении СВЧ радиометра в помещении более целесообразно выбирать в качестве материала метеозащиты фторопласт или поликарбонат, который обеспечивает КПД радиопрозрачного слоя равный 99%. Использование оргстекла в качестве элемента метеозащиты при наземном размещении нецелесообразно, так как потери в нём значительно больше, чем в представленных выше материалах. Так же следует заметить, что поликарбонат и фторопласт имеют значительное превосходство в весе, при тех же характеристиках прочности.

Г.М. Стрелков, О.Г. Деркач

О ДИСПЕРСИОННЫХ ИСКАЖЕНИЯХ РАДИОИМПУЛЬСА С СИММЕТРИЧНО-НЕЛИНЕЙНОЙ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЕ

Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

Применительно к метровому диапазону волн рассмотрены некоторые закономерности дисперсионных искажений прямоугольного радиоимпульса с симметрично-нелинейной частотной модуляцией при распространении в плазменной среде. Показано, что на достаточно протяженной трассе (и без учета эффекта поглощения) текущая форма огибающей импульса полностью определяется формой его начального спектра.

Нелинейная частотная модуляция является одним из способов формирования сложных радиосигналов [1]. Самостоятельное место среди них занимают сигналы с симметрично-нелинейной или, по-другому, четной частотной модуляцией, когда мгновенная частота излучения ν подчиняется равенству

$$\nu(t_{\epsilon}/2 - t) = \nu(t_{\epsilon}/2 + t), \quad 0 \leq t \leq t_{\epsilon}/2. \quad (1)$$

Здесь t – время и t_{ϵ} – длительность импульса.

На основе интеграла Фурье дисперсионные искажения радиосигналов в диспергирующих средах с учетом равенства (1) не рассматривались ранее в принципе, что обусловлено, прежде всего, отсутствием аналитических выражений для их спектров. В докладе дано описание некоторых закономерностей искажений прямоугольного импульса с симметрично-нелинейной частотной модуляцией (далее – СНЧМ-импульса) в плазменной среде, полученное на основе общего решения задачи непосредственно во временной области [2]. В соответствии с наиболее часто встречающимися случаями (см. [1]) временной ход мгновенной частоты излучаемого импульса принят в виде

$$\nu(\bar{t}) = f' + \Delta\nu(0; \bar{t}), \quad (2)$$

где f' – несущая частота; $\bar{t} = t/t_{\epsilon}$ и текущее приращение мгновенной частоты $\Delta\nu(0; \bar{t})$ описывается степенными функциями (Δf – девиация частоты; n – показатель нелинейности):

$$\Delta\nu(0; \bar{t}) = \begin{cases} \Delta f \left[(1 - 2\bar{t})^n - 1/2 \right], & 0 \leq \bar{t} < 1/2; \\ \Delta f \left[(2\bar{t} - 1)^n - 1/2 \right], & 1/2 \leq \bar{t} \leq 1. \end{cases} \quad (3)$$

При $n = 1$ имеем билинейную или V – образную частотную модуляцию и при $n = 2$ – квадратичную частотную модуляцию. Примеры кривых $\Delta\nu(0; \bar{t})$ для ряда значений показателя n приведены на рис.1.

Начальная комплексная огибающая импульса в соответствии с (3) имеет вид

$$A(0; \bar{t}) = \begin{cases} A_0 \cdot \exp(i\Phi(0; \bar{t})), & 0 \leq \bar{t} \leq 1; \\ 0, & \bar{t} > 1; \end{cases} \quad (4)$$

где

$$\Phi(0; \bar{t}) = \begin{cases} \frac{\Delta\bar{\omega}}{2(n+1)} \left[1 - (1 - 2\bar{t})^{n+1} - (n+1)\bar{t} \right], & 0 \leq \bar{t} < 1/2; \\ \frac{\Delta\bar{\omega}}{2(n+1)} \left[1 + (2\bar{t} - 1)^{n+1} - (n+1)\bar{t} \right], & 1/2 \leq \bar{t} \leq 1; \end{cases}$$

A_0 – «высота» импульса и $\Delta\bar{\omega} = 2\pi \Delta f \cdot t_{\epsilon}$.

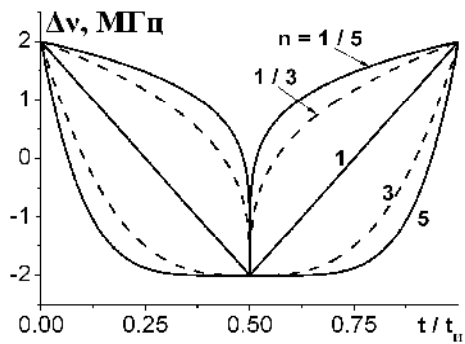


Рис.1. Приращение мгновенной частоты излучаемого радиоимпульса с симметрично-нелинейной частотной модуляцией при $\Delta f = 4 \text{ ГГц}$ (числа у кривых определяют значения параметра нелинейности n).

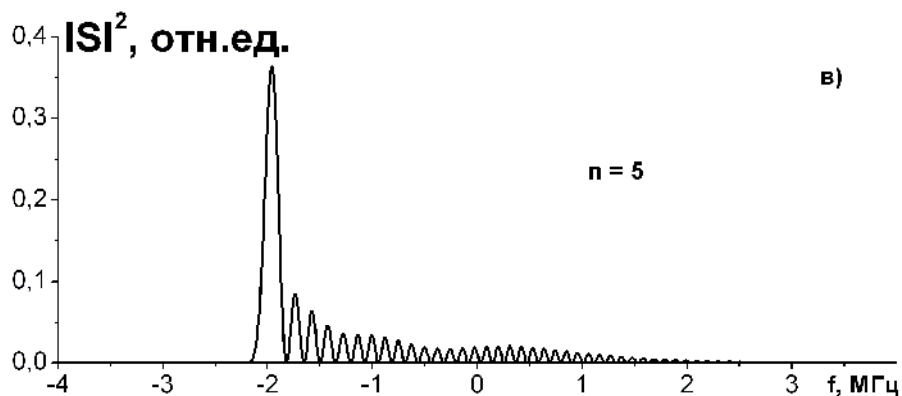
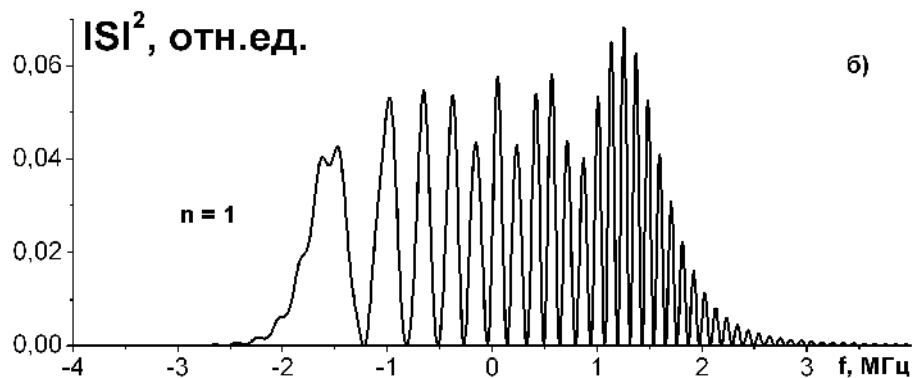
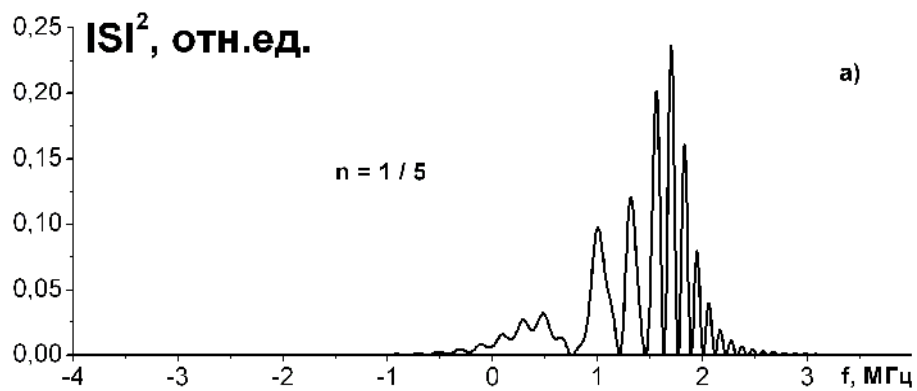


Рис.2. Энергетический спектр огибающей прямоугольного СЧМ-импульса при $t_{\text{с}} = 10^{-5}$ с; $\Delta f = 4 \text{ ГГц}$; $n = 1/5$ (а); 1 (б) и 5 (в).

Амплитудный (то-есть и энергетический) спектр СНЧМ-импульса несимметричен (рис.2, см. также [1]), при $n < 1$ в нем преобладают гармоники с частотами $f > f'$ и при $n > 1$ - гармоники с $f < f'$. Качественно это непосредственно следует и из вида кривых на рис.1.

Текущая огибающая радиоимпульса в холодной плазменной среде описывается выражением [2]

$$A(z;t') = A(0;t') - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \exp(-(\nu_{y0} + i\omega')\theta) A(0;t' - \theta) d\theta, \quad (5)$$

где z - длина трассы; $t' = t - z/c$; c - скорость света; $\omega_0 = (31,81 \cdot 10^8 N_e (\text{м}^{-3}))^{0,5}$ - плазменная частота; N_e - электронная концентрация; ν_{y0} - эффективная частота соударений; $\omega' = 2\pi f'$; $\delta(z) = \int_0^z \omega_0^2(z)/(2c) dz$. Нетрудно видеть, что параметр δ прямо пропорционален полному электронному содержанию трассы. Выражение (5) позволяет далее находить

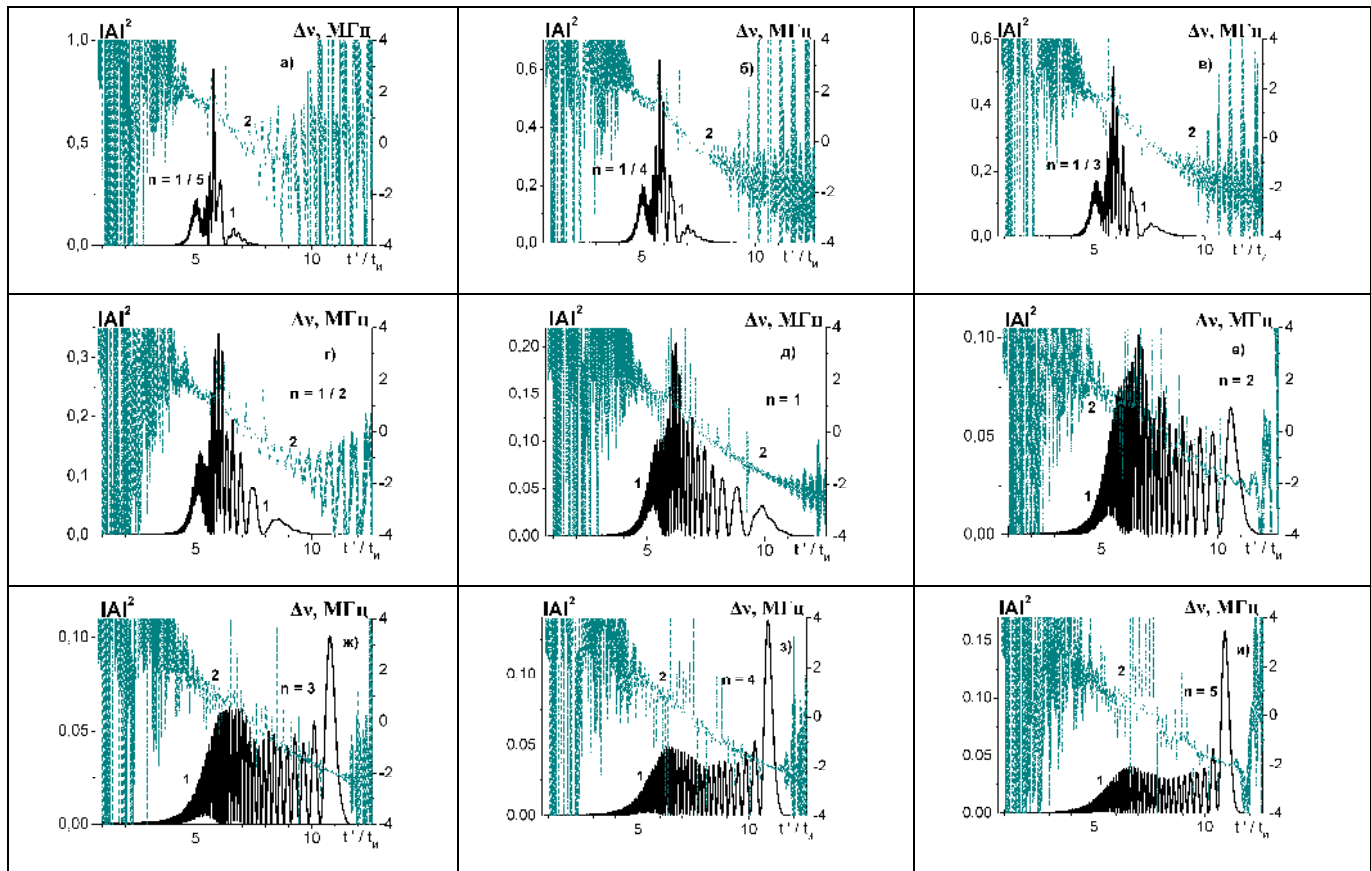


Рис.3. Влияние показателя нелинейности на форму огибающей СНЧМ-импульса по прохождении протяженной ионосферной трассы при $z = 500 \text{ км}$; $N_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$; $\nu_{y0} = 10^4 \text{ с}^{-1}$; $f' = 10 \text{ МГц}$; $\Delta f = 4 \text{ МГц}$; $t_\epsilon = 10^{-5} \text{ с}$.

дальнейший временной ход приращения мгновенной частоты в импульсе

$$\Delta\nu(z;t') = \frac{1}{2\pi t_\epsilon} \frac{-\text{Im} A (\partial \text{Re} A / \partial t') + \text{Re} A (\partial \text{Im} A / \partial t')}{(\text{Re} A)^2 + (\text{Im} A)^2}, \quad \tilde{\Delta\omega}. \quad (6)$$

На рис.3 приведен пример выраженного влияния показателя нелинейности n на характер и уровень искажений СНЧМ-импульса. Кривые 1 здесь изображают временной ход квадрата

модуля текущей огибающей импульса или, что то же, распределение энергии импульса в пределах его текущей длительности (см. (5)); кривые 2 изображают соответствующий вре-

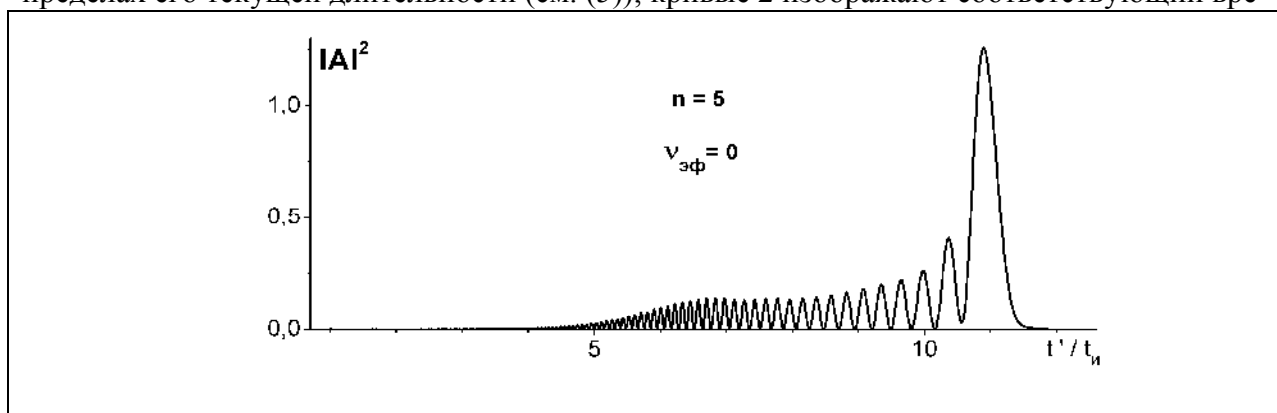


Рис.4. Огибающая прямоугольного СНЧМ-импульса по прохождении протяженной ионосферной трассы при $n = 5$ и $v_{z\phi} = 0$ (остальные параметры задачи те же, что и на рис.3).

менной ход приращения мгновенной частоты (см. (6)). Ниже для краткости будем называть кривые 1 текущими огибающими импульса. При изменении величины n от $1/5$ (рис.3а) до 5 (рис.3и) постепенно и заметным образом изменяются как вид огибающей, так и интегральные параметры импульса. Так, энергии импульса на рис.3а и 3и различаются в $\sim 2,1$ раза; временные координаты центра тяжести – в $\sim 1,6$ раза и среднеквадратичные ширины – в $\sim 3,2$ раза. При этом, как и должно быть, при всех n величины приращения мгновенной частоты находятся в пределах частотной полосы $\approx 4 \dot{\Delta} \text{Å}$, на которую приходится спектр огибающей излучаемого СНЧМ-импульса

Сопоставим кривую $|S(f)|^2$ на рис.2в с кривой $|A(z;t')|^2$ на рис.3и (обеим кривым соответствует одно и то же значение $n = 5$). Отвлекаясь от систем координат, в которых эти кривые построены, нетрудно обратить внимание на их подобие, точнее, на их зеркальное подобие. Отметим, что кривая на рис.3и дополнительно деформирована из-за частотной зависимости коэффициента поглощения среды. Поэтому на рис.4 приведена огибающая СНЧМ-импульса, полученная при тех же значениях параметров, что и кривая 1 на рис.3и, но уже при отсутствии поглощения в среде. Снова сопоставим кривую $|S(f)|^2$ на рис.2в теперь уже с кривой $|A(z;t')|^2$ на рис.4. С поправкой на зеркальность их подобие заведомо возросло, а с увеличением длины трассы оно становится еще более и более выраженным. Аналогичный результат имеет место при всех n , но при разных z . Приведенные данные позволяют заключить, что на достаточно протяженной ионосферной трассе огибающая прямоугольного СНЧМ-импульса постепенно трансформируется к виду, повторяющему вид его обращенного энергетического спектра. Ясно также, что указанная трансформация является следствием монотонного частотного хода скорости гармоник, формирующих импульс, в плазменной среде.

Литература

1. Варакин Л.Е. Теория сложных сигналов. М.: Сов.радио. 1970. 376 с.
2. Стрелков Г.М. Сложный радиосигнал в ионосферной плазме. //Радиотехника и электроника. 2008. Т.53. В.9. С.1094-1103.

И.И. Шагимуратов, И.И. Ефишов, Ю.В Черняк, Е. М. Колтуненко,
Н.Ю.Тепеницина, Г.А. Якимова

ФЛУКТУАЦИИ GPS СИГНАЛОВ В ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ И КОСМИЧЕСКАЯ ПОГОДА

Западное отделение ИЗМИРАН

В работе оценивался уровень флуктуаций GPS сигналов во время геомагнитной бури 10 октября 2010 года. Получено, что в период бури уровень флуктуаций значительно увеличивается. Показано, что проявления GPS флуктуаций контролируется динамикой аврорального овала.

Высокоширотная ионосфера характеризуется наличием различного масштаба неоднородностей. В присутствии этих неоднородностей GPS сигналы при трансionoсферном распространении испытывают из-за дифракции и рефракции радиоволн сцинтилляции и флуктуации амплитуды и фазы. Ионосферные сцинтилляции - один из известных эффектов проявления космической погоды, а следовательно, проявление флуктуаций может служить индикатором состояния космической погоды.

Наиболее эффективными и мало затратными источниками получения информации о состоянии космической погоды являются GPS/ГЛОНАСС наблюдения, проводимые на международной сети IGS. В настоящее время на высоких широтах развернуто достаточно много станций, обеспечивающих регулярный мониторинг состояния ионосферы. Ионосферные неоднородности могут вызывать резкие изменения фазы сигналов, и как следствие, это приводит к срыву приема сигналов. В конечном итоге это сказывается как на работе навигационных систем GPS/ ГЛОНАСС, так и на качестве и точности позиционирования /1/.

Проведённые нами ранее исследования показали, что флуктуационная активность зависит от геомагнитной возмущённости/2-4/. Интенсивность флуктуаций существенно увеличивается во время магнитных бурь. Для некоторых типов флуктуаций наблюдается высокая корреляция с параметрами межпланетного магнитного поля. В данном сообщении анализируются данные по проявлению флуктуаций GPS сигналов в области аврорального овала во время магнитной бури октября 2010 года.

GPS/ГЛОНАСС наблюдения, доступные для всех пользователей, не содержат информацию об амплитуде сигналов, поэтому по ним можно выделять только информацию о фазовых флуктуациях. Стандартные наблюдения, представляемые в RINEX формате, проводятся с интервалом измерений 30 сек. Такой невысокий темп измерений может обеспечить информацией о медленных вариациях фазы, которые обусловлены рефракцией радиоволн на неоднородностях размерами более 10 км. Известно, что амплитудные сцинтилляции сопровождают фазовые флуктуации, и они наблюдаются на резких градиентах электронной плотности /5/. Следовательно, наблюдения фазовых флуктуаций может также использоваться как индикатор влияния космической погоды на канал трансionoсферного распространения радиоволн.

Дифференциальная фазовая задержка сигналов 1,2/1,6 ГГц является мерой интегрального содержания электронов (TEC) на линии связи спутник- приёмник. Поэтому в качестве величины, характеризующей фазовые флуктуации, принято использовать изменение TEC во времени вдоль траектории движения спутника на ионосферных высотах.

Данные и методика обработки

Исходными данными для анализа служили высокоточные 30 секундные. фазовые GPS измерения в формате RINEX. По этим измерениям рассчитывалась дифференциальная задержка, и соответственно TEC вариации. В качестве меры флуктуации использовалась скорость изменения TEC - Rate of TEC (ROT) на 1 минутном, интервале. Единица измерения TECU/min, 1

TECU=10¹⁶ электрон/м². Интенсивность флуктуаций оценивалась через индекс ROTI. Индекс характеризует дисперсию параметра ROT. Параметр ROTI рассчитывался на 10 мин интервале по формуле: $ROTI = \sqrt{\langle ROT^2 \rangle - \langle ROT \rangle^2} / 6$.

Результаты и их обсуждение

Рассматриваемая буря носила изолированный характер, и ее можно отнести к разряду умеренной. Активная фаза бури имела место 11 октября (Рис.1.). Максимальная величина Kp индекса составила 4, Dst достигала значения -65 нТл. По данным спутниковых измерений регистрировалось резкое увеличение концентрации солнечного ветра, изменение его скорости и знака Vz компоненты межпланетного магнитного поля.

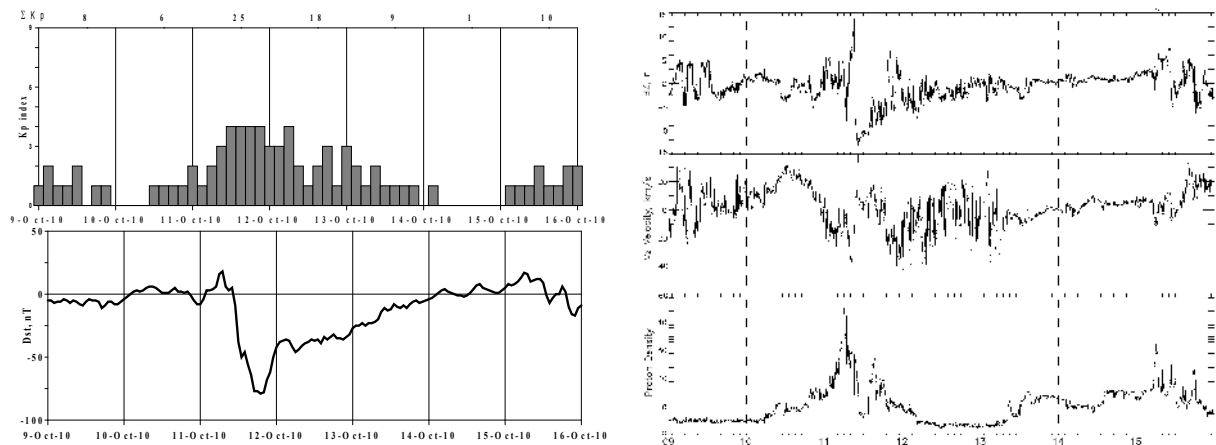


Рис.1. Основные характеристики космической погоды, полученные по данным наземных станций (слева) и измерений на спутниках Wind и ACE (справа).

Пространственно-временная динамика активности ТЕС флуктуации анализировалась с использованием параметра ROT. Этот параметр удобен в использовании, поскольку при его вычислении неизвестная начальная фаза автоматически удаляется, тем самым отпадает необходимость в сложной обработке данных измерений. Это позволяет автоматизировать полностью процесс обработки измерений и проводить сопоставление результатов для различных станций.

Проявление ТЕС флуктуаций на субавроральной станции NNVN и авроральной KUAQ в течение суток для 10-12 октября 2010 г. показано на рис.2. Здесь для каждого пролета спутника над станцией наблюдения представлена вариация ROT вдоль пролета для всех 24 спутников системы GPS (на диаграмме слева указаны номера спутников). Картина ярко демонстрирует динамику проявления ТЕС флуктуации во время развития магнитной бури. День, предшествующий буре 10 октября, был спокойным. На станции NNVN, находящейся южнее экваториальной границы провала, в спокойных условиях флуктуации ТЕС проявляются слабо. На станции KUAQ, находящейся в овале, флуктуации от слабой до умеренной интенсивности наблюдались в ночное время. Во время бури на обеих станциях прослеживается тенденция к увеличению интенсивности флуктуаций ТЕС. Наиболее четко это проявляется на станции NNVN, расположенной на экваториальной границе аврорального овала. Это свидетельствует о том, что во время бури граница овала сместилась к низким широтам. На станции KUAQ, интенсивность флуктуаций существенно увеличилась на всех пролетах спутников, увеличился, и временной интервал в периоды, когда наблюдались флуктуации.

В качестве меры интенсивности флуктуаций использовался индекс ROTI. На рис. 3 для обеих станций представлена картина поведения интенсивности ТЕС флуктуаций в координатах: - исправленная геомагнитная широта (CGL - Corrected Geomagnetic Latitude) и местное магнитное время (MLT).

Развитие TEC - флукуационной активности на обеих станциях носит схожий характер. На станции NNVN в спокойный день наблюдалось малое число флукуаций с интенсивностью не больше 0,1 ROT/мин. Максимальная активность TEC флукуаций приходится в районе местной магнитной полуночи на широтах около 65° CGL. На авроральной станции KUAQ регистрировались флукуации большей интенсивности, и их количество было заметно выше. Наблюдалась флукуации в большей части на пролетах севернее станции.

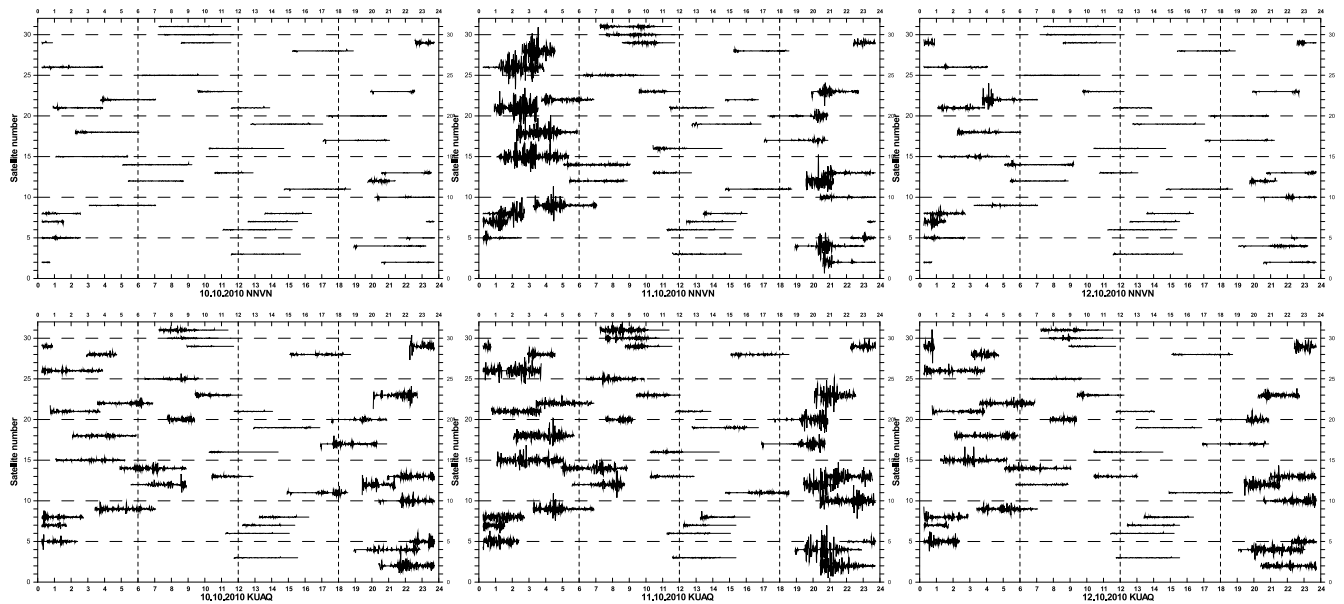
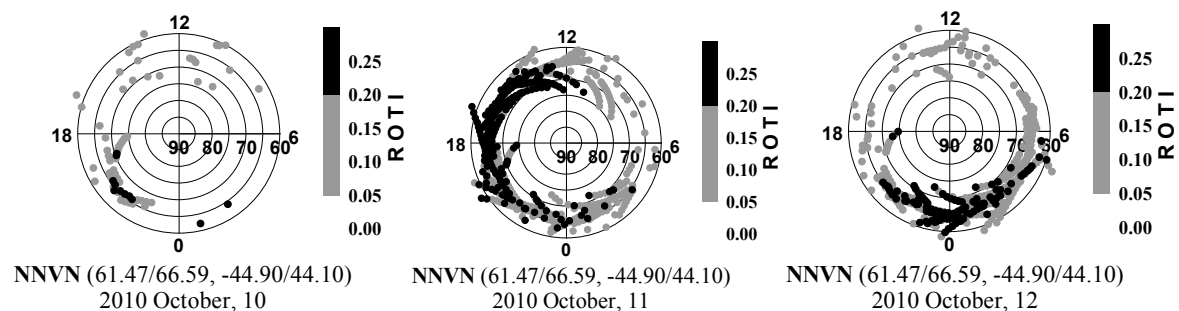


Рис.2. Динамика проявления флукуаций на субавроральной (верхняя панель) и авроральной (нижняя панель) станциях 10-12 октября 2010 г. Показано поведение параметра ROT вдоль пролета всех наблюдаемых над станцией спутников.

В возмущенный день активность TEC флукуаций и их интенсивность существенно возросла на обеих станциях. На станции NNVN флукуации наблюдались в послеполуденное магнитное время. На станции KUAQ флукуации регистрировались почти целый день. Область, где регистрировались флукуации, выглядит в виде овала, который во время возмущения расширяется по широте и времени. Такое поведение можно видеть и для субавроральной станции NNVN. Это подтверждает ранее предложенную Aarons интерпретацию [7], согласно которой поведение овала неоднородностей контролируется временем входа и выхода станции в зону аврорального овала. На фазе восстановления 12 октября интенсивность флукуаций на станции NNVN остаётся высокой, но локализуется в районе магнитной полуночи; на станции KUAQ вид овала неоднородностей мало изменился. Это свидетельство того, что ионосфера, как и состояние космической погоды, остаются возмущенными.



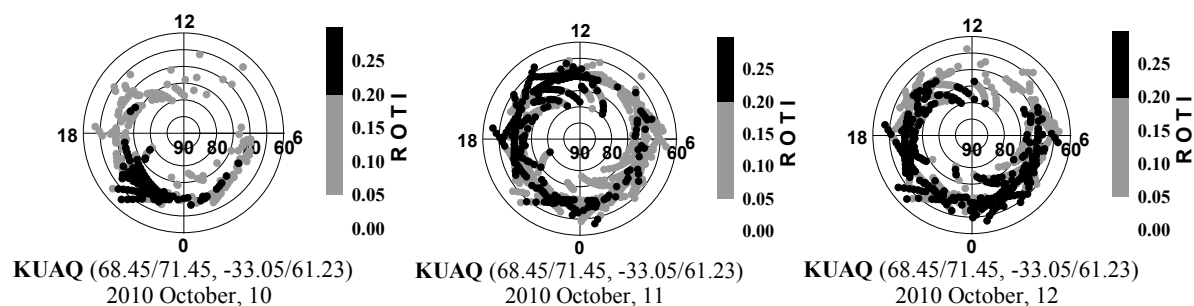


Рис.3. Пространственно- временное распределение флуктуаций и их интенсивности (индекс ROTI) за рассматриваемый период. Интенсивность отмечена разными полутонами, от светлого до темного.

Заключение

GPS наблюдения были использованы для анализа проявления ТЕС флуктуаций в субавроральной и авроральной ионосфере. Получены новые данные о динамике проявления ТЕС флуктуаций во время магнитной бури. Во время геомагнитно возмущённых условий увеличивается как вероятность проявления флуктуаций, так и их интенсивность. Показано, что пространственно-временная структура проявления ТЕС флуктуаций тесно связана с динамикой аврорального овала. Полученные результаты свидетельствуют, что измерения флуктуаций GPS/ГЛОНАСС сигналов могут использоваться в качестве индикатора состояния космической погоды, причём для этого достаточно мониторинга флуктуаций на станциях, расположенных в области субавроральной ионосферы.

Литература

1. Forte, B., S. Radicella, Geometrical control of scintillation indices: What happens for GPS satellites, *Radio Science*, 39, RS5014, doi:10.1029/2002RS002852, 2004.
2. Shagimuratov I.I., Chernouss I.I., Efishov I.I., Tepenitsyna N.Yu., 2010, Conjugate and inter-hemispheric occurrence of GPS TEC fluctuations in high latitude ionosphere // *Proceedings of the 33rd Annual Seminar "Physics of Auroral Phenomena"* pp.151-154.
3. Shagimuratov I.I., Krankowski A., Efishov I., Cherniak Yu., Wielgosz ., and Zakharenkova I. 2012, High latitude TEC fluctuations and irregularity oval during geomagnetic storms // *Earth Planets Space*, Vol. 64 (No. 6), pp. 521-529.
4. Krankowski, A., I. Shagimuratov, L. Baran, I. Ephishov, Study of TEC fluctuations in antarctic ionosphere during storm using GPS observations, *Acta Gephysica Polonica*, Vol. 53, no.2, pp. 205-218, 2005.
5. Spogli L., Alfonsi L., et al., 2009, Climatology of GPS ionospheric scintillations over high and mid-latitude European regions // *Ann. Geophys.*, 27, 3429–3437.
6. Pi., X., A.J. Manucci, U.J. Lindqwister, C.M. Ho, Monitoring of global ionospheric irregularities using the worldwide GPS network, *Geophys. Res. Letters*, 24, 2283-2286, 1997.
7. Aarons J. Global positioning system phase fluctuations at auroral latitudes // *Journal of Geophysical Research*, Vol. 102 (A8), 17219-17231, 1997.

Данная работа поддержана Программой Президиума Российской академии наук № 22.

Общие вопросы излучения и распространения радиоволн

В.Ю. Белашов¹⁾, А.И. Асадуллин²⁾

ПРОГРАММНЫЙ МОДУЛЬ МОБИЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ЭМ ПОЛЕЙ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 5 кГц-2,6 ГГц

¹⁾ Институт физики КФУ

²⁾ Факультет энергомашиностроения КГЭУ

В работе представлен программный модуль – супервизор, предназначенный для управления экспериментом по регистрации ЭМ полей генерируемых как естественными, так и искусственными источниками, работающий на базе мобильного экспериментального комплекса. Описаны базовые алгоритмы работы супервизора.

Основным функциональным назначением созданного в рамках специального проекта мобильного экспериментального комплекса является регистрация ЭМ полей, генерируемых как естественными их источниками (процессы в ионосфере и магнитосфере Земли, грозовая деятельность, ЭМ проявления сейсмических событий и пр.), так и искусственными излучателями (радиопередающие устройства, электрооборудование и отдельные элементы электроэнергетических систем (ЭЭС), например, линии электропередачи, коммутационные устройства, приемники и преобразователи электрической энергии низкого и высокого напряжения и т.д.) в широком диапазоне частот, и обработка полученных данных в реальном масштабе времени [1-3]. Решаемые в экспериментах задачи требуют комплексного подхода к обработке получаемых массивов данных. Для этого используется, как основное ядро системы, программа – супервизор. На рис. 1 представлен внешний вид диалогового окна программы.

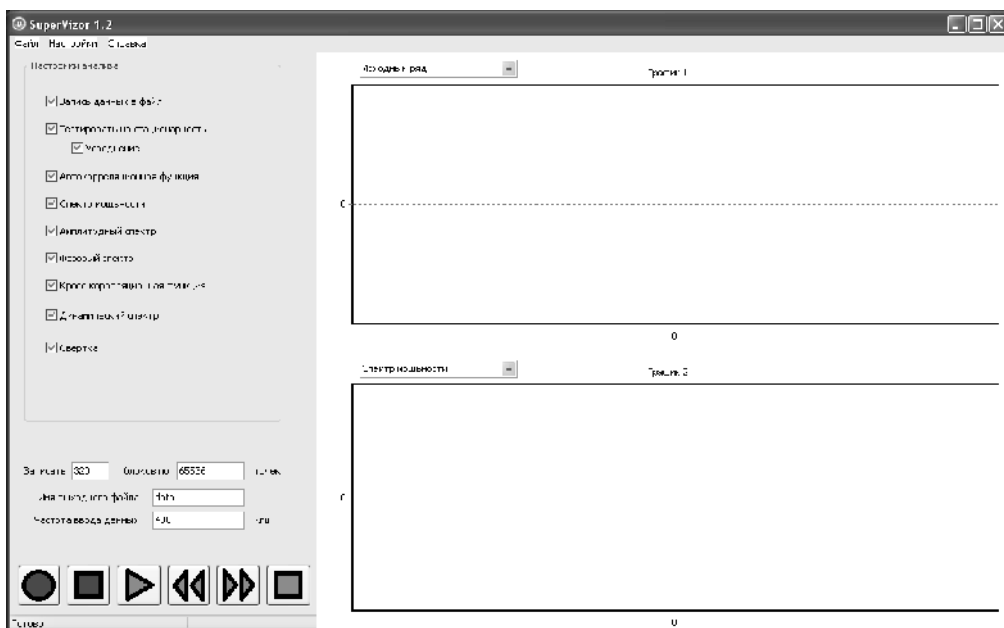


Рис. 1. Диалоговое окно программы Супервизор

Диалоговое окно разбито на две области. В левой половине рабочего окна супервизора расположена область управления экспериментом. В верхней ее части находятся кнопки функциональной настройки программного модуля на решение соответствующих задач кор-

реляционного и спектрального анализа. Внизу данной области расположены окна ввода параметров регистрируемых реализаций сигнала (кол-во блоков, имя файла, частота ввода данных) и управляющие кнопки: старт – стоп записи, перемотки записанной информации, и кнопка перезагрузки программы. В правой части рабочего окна расположена область визуализации результатов измерения, имеющая два графических окна. Каждое окно имеет возможность индивидуальной настройки по выводу графической информации.

В целом, как видно из рис. 1, система обработки экспериментальных данных включает построение амплитудных, фазовых спектров и спектра мощности, свертки и вычисление авто- и кросскорреляционных функций (АКФ и ККФ) и т.д. В супервизоре эти процедуры реализованы как программные модули, выполняющие необходимые преобразования по алгоритмам БПФ.

В программные модули супервизора входят следующие компоненты:

1. Программа записи массива данных в ОЗУ или на жесткий диск.
2. Программа тестирования записываемой информации на стационарность.
3. Программа обработки нестационарного ряда.
4. Программный модуль выполнения спектрального анализа данных.
5. Программный модуль выполнения корреляционного анализа данных.

В частности, вычисление АКФ и ККФ осуществляется в соответствии со схемой, показанной на рис. 2. Здесь $C_x(k), C_{y_i}(k)$ – последовательности коэффициентов Фурье соответствующих рядов: для АКФ $i = 1, Y_1 \equiv X, y_1 \equiv x$; для ККФ $i = 2, Y_2 \equiv Y, y_2 \equiv y$. Амплитудный и фазовый спектры представляют собой последовательности $|C_{y_i}(k)|$ и $\varphi_{y_i}(k) = \arctg \{ I_{y_i}(k) / R_{y_i}(k) \}$ (I и R – мнимые и действительные части коэффициентов Фурье соответственно), спектр мощности – $|C_{y_i}(k)|^2$ [4].

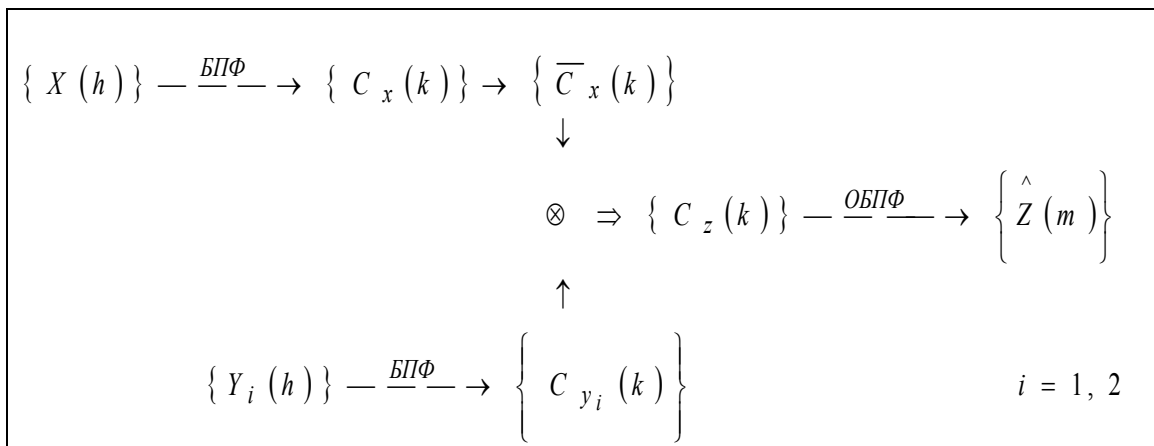


Рис. 2. Схема вычисления АКФ и ККФ с использованием БПФ

Вычисление свертки выполняется аналогично, отсутствует лишь операция комплексного сопряжения первой последовательности, что показано на рис. 3.

Тестирование алгоритмов и программ обработки программного модуля проводилось как на сигналах, подаваемых с генератора (синусоидальные сигналы и сигналы, представляющие собой суперпозицию нескольких гармонических составляющих), так и на искусст-

венно (программно) генерируемых цифровых последовательностях вида $X(h) = \exp(-ih), i = 0, 1, \dots$

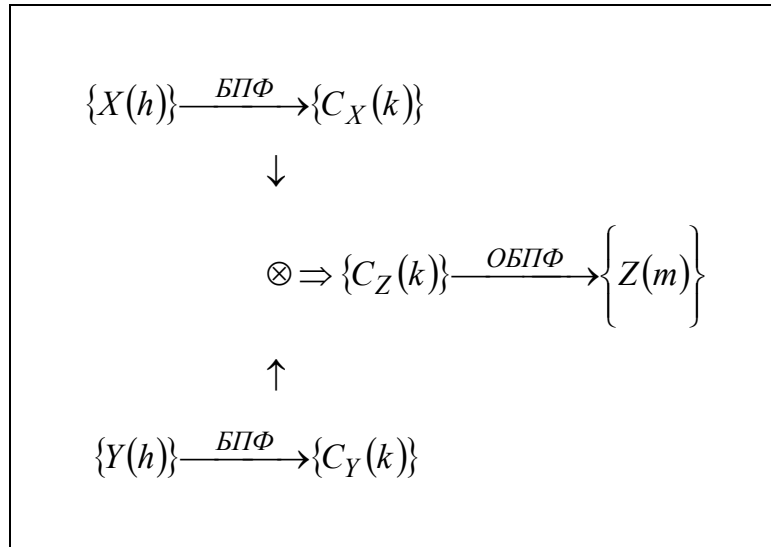


Рис. 3. Схема вычисления свертки с использованием БПФ

На рис. 4 представлен один из блоков результата измерения напряженности естественного ЭМ поля, зарегистрированного в полосе частот $f = 5\text{-}2500$ кГц в ходе эксперимента, проводившегося в лаборатории ЭМС и ЭМП при КГЭУ. Один блок равен 65536 отсчетам. Можно видеть, что на приведенном временном интервале измерений регистрируется сигнал "включения-выключения" не идентифицированной нами электроустановки.

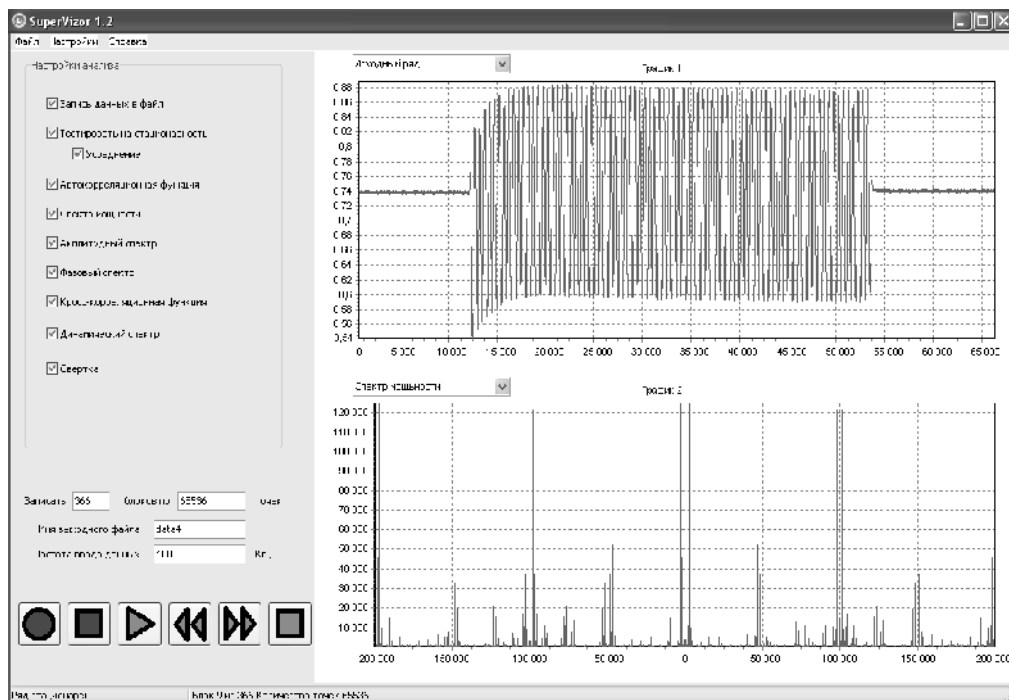


Рис. 4. Один из блоков результата измерения напряженности естественного ЭМ поля, зарегистрированного в полосе частот $f = 5\text{-}2500$ кГц

На рис. 5 представлен динамический спектр напряженности электрического поля в диапазоне частот $f = 5\text{-}2500$ кГц, полученный в том же эксперименте. Здесь также, что естественно, наблюдается сигнал "включения-выключения" той же электроустановки. Этот сигнал виден на шумовом поле примерно на восемнадцатой секунде эксперимента.

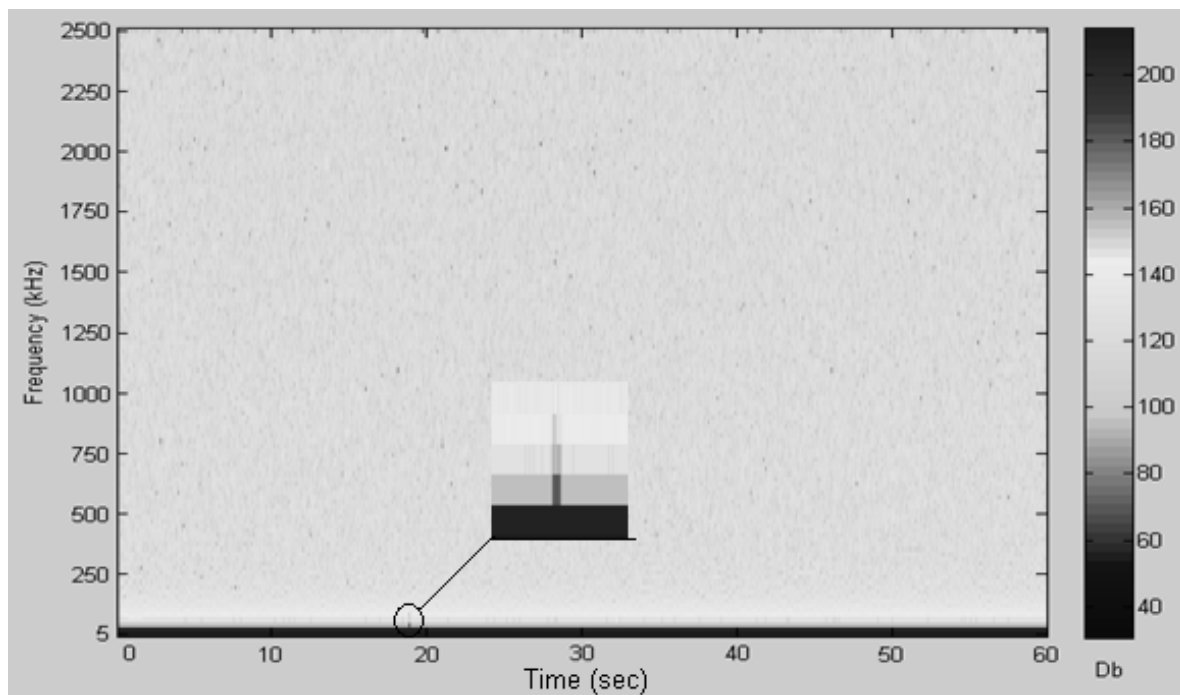


Рис. 5. Спектрограмма (динамический спектр) напряженности электрического поля в диапазоне частот $f = 5\text{-}2500$ кГц

В заключение заметим, что реализованные в программном модуле алгоритмы позволяют изучать корреляционные характеристики и спектральный состав ЭМ излучений, регистрируемых в экспериментах. Причем детальная обработка и анализ записываемых сигналов могут осуществляться как в режиме реального времени (в процессе выполнения эксперимента), так и выполняться впоследствии (камерально) над временными последовательностями, автоматически сохраняющимися на жестком диске компьютера [5].

Литература

1. Асадуллин А.И., Белашов В.Ю. Изв. вузов. Проблемы энергетики, 2012. № 1-2. С. 46-59.
2. Асадуллин А.И., Белашов В.Ю. //Тр. Волжская рег. молод. научн. конф. «Радиофизические исследования природных сред и информационные системы», 18 декабря 2010 г. Зеленодольск: ЗФ КФУ, 2010. С. 42-44.
3. Белашов В.Ю., Асадуллин А.И. Промышленная энергетика, 2012. № 8. С. 52-55.
4. Белашов В.Ю., Чернова Н.М. Эффективные алгоритмы и программы вычислительной математики. Магадан: СВКНИИ ДВО РАН, 1997. 160 с.
5. Белашов В.Ю., Асадуллин А.И. //XXIII Всеросс. научн. конф. «Распространение радиоволн», 23-26 мая 2011 г. Йошкар-Ола: МарГТУ, 2011. Т. 1. С. 295-298.

В.Ю. Белашов¹, Е.С. Белашова², А.И. Асадуллин³

ТЕСТИРОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ НА СТАЦИОНАРНОСТЬ В СИСТЕМАХ ОБРАБОТКИ И АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

¹Институт физики КФУ

²КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева

³Факультет энергомашиностроения КГЭУ

Предлагается критерий оценивания временных рядов, получаемых в ходе экспериментов, на стационарность, позволяющий в реальном времени автоматически выбирать соответствующий процесс дальнейшей обработки и анализа регистрируемой информации и, соответственно, повышать достоверность спектральных оценок сигнала. Приводится пошаговый алгоритм оценивания.

Тестирование получаемых в эксперименте временных рядов на стационарность является весьма важным моментом при статистическом и спектральном анализе информации, что связано, прежде всего, с необходимостью дифференцированного подхода к обработке данных в случаях стационарного и нестационарного случайных процессов. Так, например, достоверность спектральных оценок зависит от того, насколько временной ряд близок к стационарному; мощные эффекты в низкочастотной области спектра при этом могут маскироваться, если процесс нестационарен в среднем [1, 2] и т.д. Кроме того, в случае регистрации и обработки данных в реальном масштабе времени тестирование на стационарность позволяет по значению некоторого критерия автоматически выбирать соответствующую ветвь дальнейшей обработки получаемой в эксперименте информации, т.е. служит некоторым управляющим моментом в проводимом эксперименте [2].

Рассмотрим обобщение критерия стационарности, построенного ранее в работе [1], и опишем соответствующий алгоритм тестирования.

Под стационарностью процесса будем понимать стационарность в широком смысле, когда математическое ожидание

$$M[x(t)] = \text{const} \quad (1)$$

и корреляционная функция процесса $\mathfrak{R}_{xx}(\tau)$ зависят только от $\tau = t_2 - t_1$ и не зависят от времени t [3]:

$$\mathfrak{R}_{xx}(\tau) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} [x(t+\tau) - Mx(t+\tau)][x(t) - Mx(t)] dt. \quad (2)$$

Задача, таким образом, заключается в проверке условий (1), (2).

В работе [1] получен критерий $\bar{\Theta}$ для некоторого параметра Θ , характеризующего стационарность исследуемого процесса. При этом предполагается, что за время наблюдений T получены n независимых реализаций x_{tk} , где $k = 0, 1, \dots, n$; $t = 0, 1, \dots, T$. Матрица выборочных корреляционных функций

$$\mathfrak{R}_{xx}(\tau, k) = \left\| \begin{array}{cccc} r(0,1) & r(1,1) & \dots & r(m,1) \\ r(0,2) & r(1,2) & \dots & r(m,2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ r(0,n) & r(1,n) & \dots & r(m,n) \end{array} \right\| \quad (3)$$

является эрмитовой и положительно полуопределенной и позволяет получить критерий по проверке стационарности, так как отражает структуру исследуемого процесса [2].

Элементы матрицы $\mathfrak{R}_{xx}(\tau, k)$ в выражении (3)

$$r(\tau, k) = \left(\frac{1}{N-1} \sum_{t=0}^{N-1} \tilde{x}_{tk} \tilde{x}_{t+\tau, k} \right) \left(\frac{1}{N-1} \sum_{t=0}^{N-1} \tilde{x}_{tk}^2 \right)$$

представляют собой эмпирические нормированные функции автокорреляции, где \tilde{x}_{tk} и $\tilde{x}_{t+\tau, k}$ – центрированные значения $x(t)$ для k -й реализации процесса; N – длина k -й реализации; $t = 0, 1, \dots, m, \dots, N$.

Поскольку для стационарного (в широком смысле) процесса выполняется условие

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \left| r(\tau, k_i) - r(\tau, k_j) \right| = 0, \quad (4)$$

то разности $\left| r(\tau, k_i) - r(\tau, k_j) \right|$ ($k_i, k_j = 0, 1, \dots, n$) будут характеризовать близость случайного процесса к стационарному, и в качестве критерия можно выбрать величину [1]

$$\begin{aligned} \overline{\Theta}(x_{i1}, x_{i2}, \dots, x_{in}) &= L_n(N) = \\ &= \frac{1}{m} \sum_{\tau=0}^m \frac{1}{n-1} \sum_{k_i=1}^{n-1} \frac{1}{n-k_i} \sum_{k_j=k_i+1}^{n-k_i} \left| r(\tau, k_i) - r(\tau, k_j) \right|, \end{aligned} \quad (5)$$

которая будет являться статистической оценкой параметра

$$\Theta = L_n(\infty) = \lim_{N \rightarrow \infty} L_n(N), \quad (6)$$

где $\Theta = 0$ для стационарного процесса и $\Theta > 0$ – для нестационарного (матрица (3) положительно полуопределена). Критерий (5) удовлетворяет требованиям состоятельности и несмещенности [1]. Однако, так как необходим полный анализ матрицы (3), а в (5) осреднение $r(\tau, k_j)$ проводится не по всем $j = 1, \dots, n-1$, введем обобщение:

$$\overline{\Theta}^*(x_{t1}, x_{t2}, \dots, x_{tm}) = L_n^*(N) = \frac{1}{m} \sum_{\tau=0}^m \frac{1}{n} \sum_{k_i=1}^n \frac{1}{n} \sum_{k_j=1}^n \left| r(\tau, k_i) - r(\tau, k_j) \right|, \quad (7)$$

которое будет также удовлетворять соотношению (6), и покажем, что оценка (7) является состоятельной и несмещенной.

Условие состоятельности требует сходимость по вероятности оценки $\overline{\Theta}^*$ к оцениваемому параметру Θ при $N \rightarrow \infty$:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} P \left[\left| \bar{\Theta}^*(x_{t1}, x_{t2}, \dots, x_{tm}) - \Theta \right| < \varepsilon \right] = 1 \quad \text{или}$$

$$\lim_{N \rightarrow \infty} M \left[\bar{\Theta}^*(x_{t1}, x_{t2}, \dots, x_{tm}) - \Theta \right]^2 = 0. \quad (8)$$

Подставив (7) в (8), для стационарного процесса будем иметь

$$\lim_{N \rightarrow \infty} M [L_n^*(N)]^2 = 0. \quad (9)$$

Используя неравенство моментов [1], (9) можно переписать следующим образом:

$$M \left[\frac{1}{m} \sum_{\tau=0}^m \frac{1}{n} \sum_{k_i=1}^n \frac{1}{n} \sum_{k_j=1}^n \left| r(\tau, k_i) - r(\tau, k_j) \right| \right] \leq$$

$$\leq \left[\frac{1}{m} \sum_{\tau=0}^m \frac{1}{n} \sum_{k_i=1}^n \frac{1}{n} \sum_{k_j=1}^n \sqrt{M[r(\tau, k_i) - r(\tau, k_j)]^2} \right]^2. \quad (10)$$

Учитывая асимптотическую несмещенность и состоятельность оценок $r(\tau, k_i)$ и $r(\tau, k_j)$ для элементов матрицы (3) при $N \rightarrow \infty$ (стационарный процесс), а также используя неравенство Буняковского-Шварца, можно переписать (10) следующим образом

$$M[L_n^*(N)]^2 \leq \left[\frac{1}{m} \sum_{\tau=0}^m \frac{1}{n} \sum_{k_i=1}^n \frac{1}{n} \sum_{k_j=1}^n \sqrt{M[r(\tau, k_i) - r(\tau, k_j)]^2} \right]^2 \leq$$

$$\leq \left[\frac{1}{m} \sum_{\tau=0}^m \frac{1}{n} \sum_{k_i=1}^n \frac{1}{n} \sum_{k_j=1}^n \left(\sqrt{D[r(\tau, k_i)]} + \sqrt{D[r(\tau, k_j)]} \right) \right]^2 \xrightarrow{N \rightarrow \infty} 0.$$

Таким образом, оценка (7) является состоятельной.

Условие несмещенности определяется тем, что при $N \rightarrow \infty$

$$M[\bar{\Theta}^*(x_{t1}, x_{t2}, \dots, x_{tm})] = \Theta$$

или для стационарного процесса имеет место равенство

$$\lim_{N \rightarrow \infty} M(L_n^*(N)) = 0. \quad (11)$$

Из (7) и (4) видно, что для оценки $\bar{\Theta}^*$ условие (11) выполняется и, таким образом, несмещенность $\bar{\Theta}^*$ для Θ доказана.

Аналогично можно показать, что для нестационарных процессов выполняются соотношения

$$\lim_{N \rightarrow \infty} M [L_n^*(N)]^2 = L_n^2(\infty) > 0; \quad \lim_{N \rightarrow \infty} M (L_n^*(N)) > 0.$$

Погрешность предлагаемой оценки в среднем соответствует погрешности оценки $\bar{\Theta}$ и может быть вычислена аналогично (см. [2]). Следует отметить, что вычисление критерия $\bar{\Theta}^*$ по формуле (7) программно реализуется проще, чем $\bar{\Theta}$ по формуле (5) [2].

В соответствии с изложенным алгоритм проверки информации на стационарность реализуется следующим образом:

1. Исходный массив разделяется на n равных интервалов, причем наблюдения в различных интервалах считаются независимыми.

2. Для каждой из n реализаций вычисляются статистические моменты 1-го и 2-го порядка:

$$\bar{x}_k = T^{-1} \sum_{t=0}^T x_{tk}; \quad D(x_{ik}) = T^{-1} \sum_{t=0}^T \tilde{x}_{tk}^2; \quad k = 1, 2, \dots, n; \quad \tilde{x}_{tk}^2 = (x_{ik} - \bar{x}_k)^2.$$

3. Рассчитывается матрица (3).

4. По формуле (7) вычисляется критерий $\bar{\Theta}^*$.

5. Учитывая, что чем ближе процесс к стационарному, тем быстрее $L_n^*(N) \rightarrow \infty$ при $N \rightarrow \infty$, увеличиваем длину каждой независимой реализации вдвое и повторяем вычисление критерия $\bar{\Theta}^*$.

6. Путем последовательного увеличения N вдвое получаем $\bar{\Theta}_1^*, \bar{\Theta}_2^*, \bar{\Theta}_3^*$ (исходя из практических соображений – ограниченности длины исходного ряда и времени обработки – вычисляем три значения $\bar{\Theta}^*$) и анализируем стремление $\bar{\Theta}^*$ к нулю.

Представленный здесь алгоритм был реализован в системе обработки информации в мобильном экспериментальном комплексе для исследования ЭМ полей в широком диапазоне частот (5 кГц – 3 ГГц) [3] и показал свою высокую эффективность при оценивании в реальном времени записываемых временных последовательностей, как некоторый экспертный управляющий элемент, позволяющий автоматически выбирать соответствующую ветвь дальнейшей корреляционно-спектральной обработки регистрируемой информации.

Литература

1. Дорман Л.И., Пименов И.А., Сацук В.В. Математическое обеспечение исследований геофизических закономерностей на примере космических лучей. М.: Наука, 1978.
2. Белашов В.Ю., Чернова Н.М. Эффективные алгоритмы и программы вычислительной математики. Магадан: СВКНИИ ДВО РАН, 1997. 160 с.
3. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров / Пер. с англ. М.: Мир, 1977. 831 с.
4. Белашов В.Ю., Асадуллин А.И. Мобильный экспериментальный комплекс для исследования ЭМ полей, генерируемых в широком диапазоне частот естественными и искусственными источниками// Сб. докл. XXIII Всеросс. научной конф. «Распространение радиоволн», 23-26 мая 2011 г. Йошкар-Ола: МарГТУ, 2011. Т. 1. С. 295-298.
5. Белашов В.Ю., Асадуллин А.И. Исследование ЭМ полей, генерируемых электрооборудованием и элементами ЭЭС. Часть 2. Мобильный экспериментальный комплекс для исследования ЭМ полей в широком диапазоне частот. Изв. вузов. Проблемы энергетики, 2012. № 1-2. С. 46-59.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛОШУМЯЩИХ ПИРАМИДАЛЬНЫХ ГОФРИРОВАННЫХ РУПОРНО-ЛИНЗОВЫХ АНТЕНН ММ ДИАПАЗОНА С НИЗКИМ УРОВНЕМ БОКОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ФГБОУ ВПО «СПБГПУ»

В ходе предыдущих работ была отработана и исследована экспериментальная конструкция малошумящего антенного датчика в виде конической гофрированной рупорно-линзовой антенны. В этой системе наряду с достоинствами обнаружилось некоторые недостатки:

- трудность изготовления, связанная с необходимостью вытачивания образца на токарном станке;
- трудность изменения размеров гофр при экспериментальной доводке;
- невозможность работать с одной антенной в существенно различных диапазонах частот.

В данной работе приведены теоретические и экспериментальные исследования конструкции малошумящего антенного датчика в виде пирамидальной рупорно-линзовой антенны с гофрированными вставками. С помощью данного прототипа удалось устранить вышесказанные недостатки.

Гофрированные рупора широко используются как облучатели зеркальных антенн и значительно меньше как собственно малошумящие антенные датчики. Однако, как показывает опыт, именно такие системы, особенно в сочетании с линзой наиболее подходят для использования в системах дистанционного зондирования влажностных характеристик атмосферы.

1. Цель настоящей работы является теоретическое и экспериментальное исследование малошумящей антенны в виде пирамидально гофрированного рупора. Собственно рупор будет выполнен из четырех симметричных конструктивных элементов, на которых попарно нарезаются гофры для разных диапазонов и в раскрыве будет установлена линза.

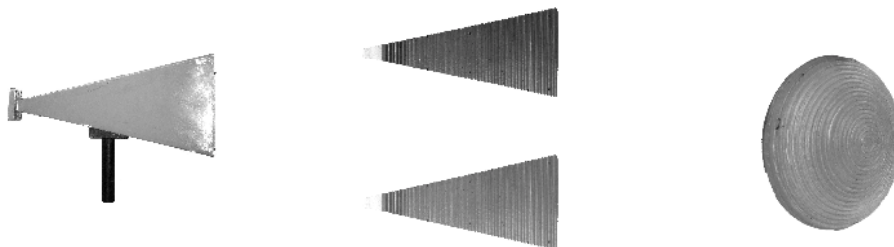


Рис. 1 Исследуемые рупор, гофрированные накладки, линза

Проверку возможности реализации пирамидальной гофрированной рупорно-линзовой антенны было решено выполнить на модели, однодиапазонного пирамидального рупора с гофрированными вставками на диапазон 8 мм и имеющейся линзой с просветлением. Необходимо было исследовать свойства диаграммы направленности подобной антенны как для гладкого рупора, так и для рупора с гофрированными вставками. Возможность оценки характеристик диаграммы направленности с помощью программного пакета SABOR. И аналогичные характеристики при установке линзы в раскрыве рупора.

2. Простейшая антенна подобного типа является гладкий пирамидальный рупор. Он имеет равномерное распределение поля в Е плоскости и спадающее в Н плоскости.

На Рис. 2 изображены пирамидальный гладкий рупор и его теоретически и экспериментально построенные диаграммы направленности в Е и Н плоскости.

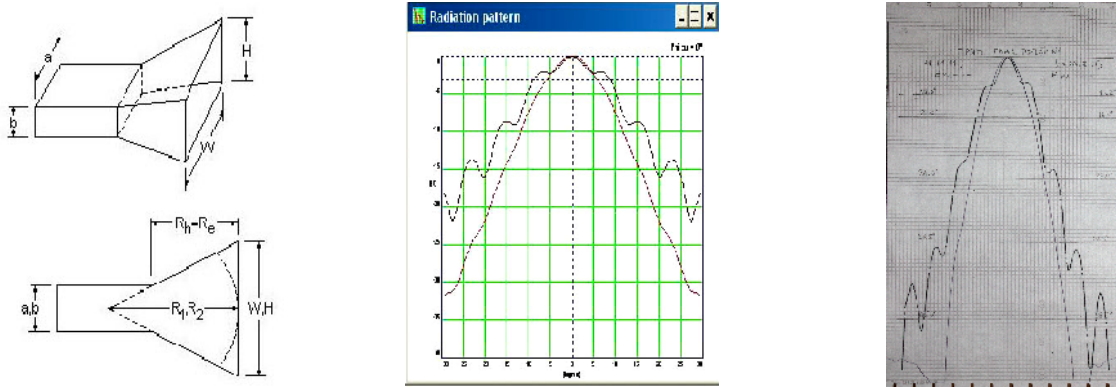


Рис. 2

3. Использование вместо гладких стенок поверхностей с реактивным импедансом виде гофр, позволяет получить спадающее амплитудное распределение в обеих плоскостях и соответственно более низкий коэффициент рассеяния.

На Рис. 3 изображены пирамидальный гофрированный рупор и его теоретически и экспериментально построенные диаграмма направленности в Е и Н плоскости, они совпадают.

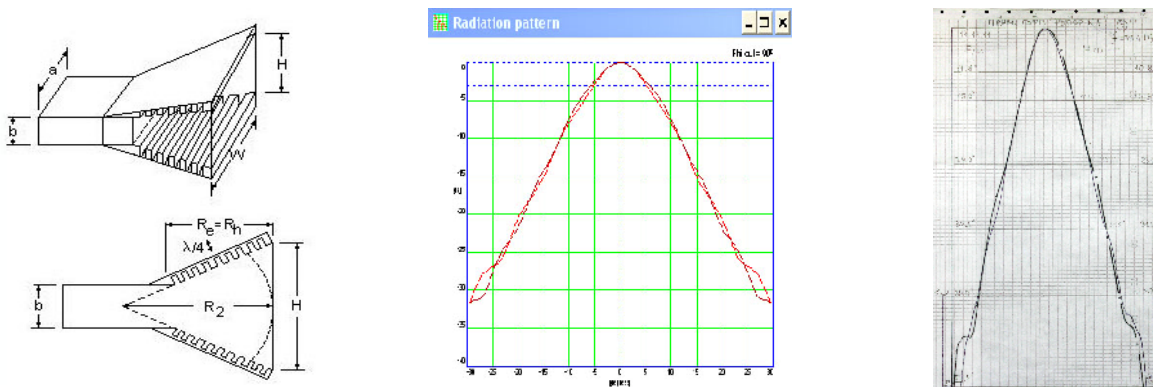


Рис. 3

Из рассчитанных диаграмм направленности видно, что пирамидальный гладкий рупор в Е плоскости имеет слабо спадающие лепестки больше, чем у пирамидального гофрированного рупора, поэтому пирамидальный гладкий рупор будет определять высокий коэффициент рассеяния, выше, чем у пирамидального гофрированного рупора.

В таблице 1 приведены коэффициенты рассеяния β_s гладкого и гофрированного рупоров по разным уровням Дб.

Гладкий рупор					
Уровень Дб	β_s в Е, Дб	β_s в Н, Дб	β_s в Е, %	β_s в Н, %	Среднее β_s
-3	-5,449	-4,27	71.48	62.58	67
-5	-3,812	-2,803	58.42	47.55	52,58
-10	-0,692	-1,264	14.72	25.25	19,98
-15	-0,121	-0,547	2.75	7.83	7,29

Гофрированный рупор					
Уровень Дб	β_s в Е, Дб	β_s в Н, Дб	β_s в Е, %	β_s в Н, %	Среднее β_s
-3	-3,394	-3,908	54,22	59,33	56,77
-5	-2,088	-2,236	38,16	40,24	39,2
-10	-0,732	-0,688	15,51	14,65	15,08
-15	-0,167	-0,224	3,72	5,02	4,37

Таблица 1

4. Были использованы три варианта гофрированных стенок накладок в диапазоне 8 мм волн, вычислены коэффициенты рассеяния по фиксированному уровню.

К внутренней поверхности стенок гладкого пирамидального рупора прикреплялись гофрированные накладки, что позволяет последовательно измерить, как диаграммы направленности гладкого рупора, так и модель с накладками, имеющими разную глубину гофр.

При данном исполнении канавок необходимо удостовериться, можно ли добиться полного равенства диаграмм направленностей в Е и Н плоскостях. Согласование ребристой структуры с питающим волноводом осуществлялась выбором переменной глубины первых трех канавок.

Из экспериментально полученных диаграмм направленности получили, что образец №1 с глубиной канавки $h=2.5$ мм работает в диапазоне частот 31,25–34ГГц, образец №2 с глубиной канавки $h=2.1$ мм работает в диапазоне 33,0 – 36.5 ГГц, образец №3 с глубиной канавки $h=1.9$ мм работает в диапазоне 35,0–36,5 ГГц.

В результате можно сказать, что при изменении глубины канавки гофра, изменяется частотный диапазон работы рупора. Чем меньше канавка гофры, тем больше точка перехода через 0 съезжает в высокочастотную область.

5. При установке в раскрыве рупора диэлектрической линзы распределение становится синфазным, это подтверждается расчетами и диаграммой направленности на рис.4. Толщина линзы рассчитывается по стандартным формулам. На рис. 4 изображены теоретически и

экспериментально полученные диаграммы направленности гофрированной рупорно – линзовой антенны.

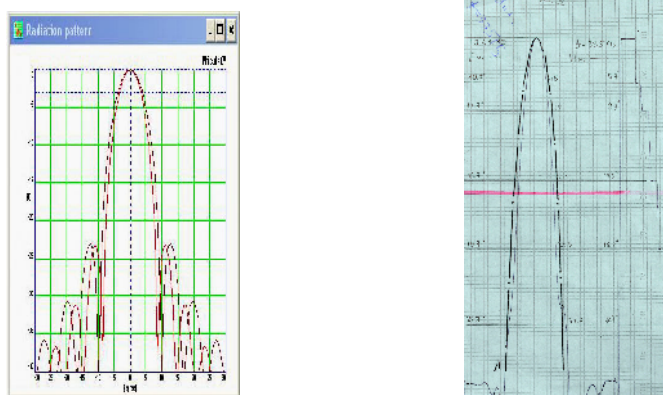


Рис. 4

Видно, что при установке линзы ширина диаграммы направленности уменьшается.

К антенне так же прикрепляли гофрированные накладки с разной глубиной гофр.

Из диаграмм направленностей и зависимостей получили, что образец №1 с глубиной канавки $h=2.5\text{мм}$ работает на частоте 32.9 – 35 ГГц. Образец №2 с глубиной канавки $h=2.1\text{мм}$ работает с 35 – 36.5 ГГц. Из полученных данных можно сказать, что с уменьшением канавки гофра частотный диапазон работы антенны увеличивается.

6. В результате проведенных исследований выяснилось, что можно изготовить пирамидальную гофрированную линзовую антенну, которая будет удовлетворять условиям с теми же параметрами, что и коническая гофрированная линзовая антенна.

В частности пирамидальная гофрированная антенна имеет спадающее распределение в обеих плоскостях, и соответствующая гофрированная линзовая антенна будет сохранять эти же свойства.

Рабочий диапазон составляет 1.5 – 2.1 ГГц в зависимости от выбора глубины канавки или 4.2 – 6 % от центральной частоты.

Уровень боковых лепестков порядка 20 Дб при том обстоятельстве, что линза не в полнее соответствует геометрическим размерам рупора.

Пирамидальная гофрированная антенна имеет ряд технологических преимуществ:

- 1) Антенну легче изготовить, следовательно удешевится процесс фрезеровки
- 2) С данной антенной легче проводить экспериментальные измерения
- 3) Данная антенна может работать в нескольких частотных диапазонах, если реализовать рупор в котором противоположные стороны имеют гофрированные накладки разной глубины

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗАРЯДА, ДВИЖУЩЕГОСЯ В ХОЛОДНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Кафедра радиофизики физического факультета СПбГУ

Структура электромагнитного поля движущегося в плазме заряда играет важную роль для реализации перспективного плазменно-кильватерного метода ускорения. В работе исследуются поля, создаваемые точечным зарядом и конечными пучками зарядов, движущимися в холодной замагниченной плазме вдоль магнитного поля. Применяются различные приближенные методы для анализа поля точечного заряда вблизи оси движения и в дальней зоне. Отмечается сингулярное поведение компонент поля точечного заряда в окрестности его траектории. Представляется методика численного расчета кильватерного поля пучка малого поперечного размера произвольной формы.

Исследование излучения Вавилова–Черенкова (ИВЧ) в холодной замагниченной плазме было начато еще в 50-е годы XX века [1], однако до настоящего времени не было проведено сколько-нибудь подробного исследования структуры полного электромагнитного поля заряда, движущегося в такой среде. Тем не менее, данный вопрос представляет значительный интерес, особенно в контексте развития метода плазменно-кильватерного ускорения [2], где недавно был достигнут многообещающий результат – ускоряющий градиент в 40 ГэВ/м на длине структуры порядка одного метра [3]. Результаты настоящей работы, касающиеся свойств электромагнитного поля малого пучка зарядов, движущегося в электронной замагниченной плазме, могут быть использованы для дальнейшего развития данного метода.

В работе рассматривается холодная электронная плазма во внешнем магнитном поле \vec{H}_{ext} , описываемая тензором диэлектрической проницаемости [4]

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_2 & 0 \\ i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}, \quad \varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_h^2}, \quad \varepsilon_2 = \frac{-\omega_p^2 \omega_h}{\omega(\omega^2 - \omega_h^2)}, \quad \varepsilon_3(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (1)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi Ne^2/m$ – квадрат плазменной частоты (N – концентрация электронов, e и m – заряд и масса электрона), $\omega_h = |e|H_{ext}/(mc)$ – гирочастота, c – скорость света в вакууме. Точечный заряд q движется с постоянной скоростью $v = \beta c$ вдоль \vec{H}_{ext} .

Были исследованы строгие интегральные представления для компонент поля заряда, получены их различные эквивалентные формы и проведено детальное исследование особенностей подынтегральных функций. Главное внимание уделялось случаю ультрарелятивистского движения заряда ($\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} \gg 1$), наиболее важного с точки зрения метода кильватерного ускорения. В работе было показано, что волновое поле заряда в ультрарелятивистском режиме состоит только из волн необыкновенного типа.

Приведем основные результаты работы на примере азимутальной компоненты магнитного поля (в цилиндрической системе координат ρ, φ, z , ось z совпадает с \vec{H}_{ext}), остальные компоненты имеют сходный вид. Полное поле заряда было представлено в виде суммы квазистатической (C) и волновой (W) частей: $H_\varphi = H_\varphi^C + H_\varphi^W$. При этом было показано, что так называемый «плазменный след», который имеется в холодной плазме без магнитного поля, в рассматриваемой задаче отсутствует. Квазистатическая составляющая определяется следующими выражениями:

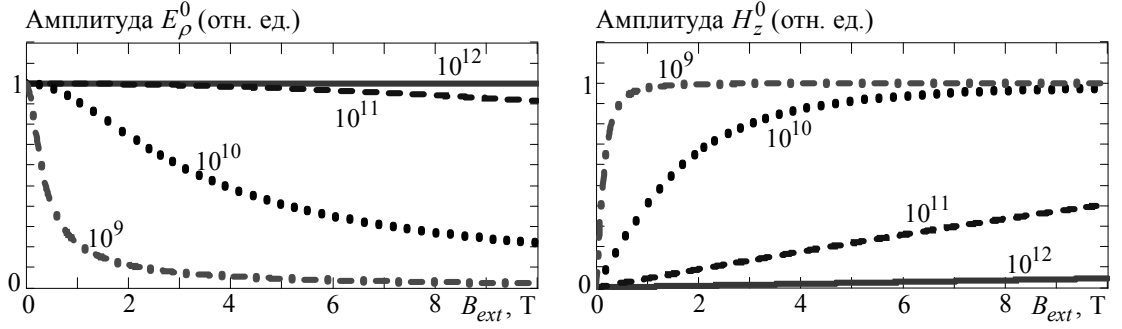


Рис. 1. Амплитуда поперечного электрического поля (слева) и амплитуда продольного магнитного поля (справа) в относительных единицах позади заряда вблизи его траектории как функция B_{ext} . Цифры у кривых означают плазменные частоты $\omega_p/(2\pi)$ (Гц).

$$H_\varphi^C = \int_{\omega_4}^{+i\infty} \text{Im} [h_\varphi(\omega) J_1(\rho s_e) \exp(i\omega|\zeta|/\nu) d\omega], \quad \zeta = z - \nu t, \quad (2)$$

$$h_\varphi(\omega) = qc\beta\omega_p^{-2}\omega_h^{-1}(\omega_h^2 - \omega^2) \left[\omega^2 c^{-2} (\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2 + \varepsilon_1/\beta^2) + \varepsilon_1 s_e^2 \right] s_e / \sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}, \quad (3)$$

$$s_e^2 = (\beta^2 - 1)(\beta c)^{-2} (u - u_1)(u - u_3)(u - u_4)(u - u_2)^{-1}, \quad u = \sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}, \quad (4)$$

$$u_{1,2} = \omega_h (1 \mp \beta^2) / (2\beta), \quad u_{3,4} = \omega_h \beta / 2 \mp \sqrt{\omega_h^2 - 4\omega_p^2 \beta^2 / (1 - \beta^2)} / (2\beta), \quad \text{Im} \sqrt{\cdot} > 0, \quad (5)$$

$$\omega_\Sigma = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_h^2}, \quad \omega_c^2 = \omega_p^2 - \omega_h^2 [1 - \beta^2]^2 / (4\beta^2), \quad \omega_4 = \sqrt{u_4^2 + \omega_c^2}. \quad (6)$$

Область существенности (2) при $\gamma \gg 1$ определяется неравенством $|\zeta| \geq \zeta_C \equiv c/(\gamma\omega_p)$.

Волновая часть поля существует только позади заряда (при $\zeta < 0$) и определяется интегралом по области частот излучения:

$$H_\varphi^W = \int_{\omega_p}^{\omega_\Sigma} h_\varphi(\omega) J_1(\rho s_e) \sin(\omega\zeta/\nu) d\omega. \quad (7)$$

При $|\zeta| \gg \zeta_C$ полное поле определяется волновой составляющей (7).

Для исследования структуры поля был разработан алгоритм численного расчета по точным формулам, пригодный для вычисления поля на любом расстоянии от источника. Этот алгоритм использует определенные трансформации контура интегрирования, позволяющие добиться плавного поведения подынтегральных функций и достаточно быстрого их убывания при больших значениях переменной интегрирования.

Кроме того, с помощью двух подходов были получены приближенные выражения для волновой составляющей поля. Первый из них, метод стационарной фазы, дает представление поля (7) в дальней зоне ($\rho s_{e1,2} \gg 1$) внутри конуса ИВЧ ($\zeta < 0$, $|\zeta| > \zeta_{\min}$):

$$H_\varphi^\infty \approx \left[\frac{-h_\varphi(\omega_{s1})}{\sqrt{s_{e1} |s_{e1}''|}} \sin\left(\rho s_{e1} - \frac{\omega_{s1} |\zeta|}{\nu}\right) + \frac{h_\varphi(\omega_{s2})}{\sqrt{s_{e2} |s_{e2}''|}} \cos\left(\rho s_{e2} - \frac{\omega_{s2} |\zeta|}{\nu}\right) \right] \rho^{-1}, \quad (8)$$

где $s_{e1,2} = s_e(\omega_{s1,2})$, $\omega_{s1,2}$ – стационарные точки (решения уравнения $ds_e/d\omega = |\zeta|/(\rho\nu)$), $\zeta_{\min}(\rho) = \rho\nu s_{e\min}'$, $s_{e\min}' = ds_e(\omega_{s0})/d\omega$, ω_{s0} – решение уравнения $d^2 s_e/d\omega^2 = 0$. В частном случае $\omega_h \ll \omega_p$ имеем:

$$\omega_{s0} \approx \omega_p [1 + \omega_h^2 / (8\omega_p^2)], \quad s_{e\min}' \approx 4\omega_p^2 / \omega_h^2. \quad (9)$$

При $\zeta < 0$, $|\zeta| \gg \zeta_{\min}$ (вдали от границы конуса ИВЧ) получаем:

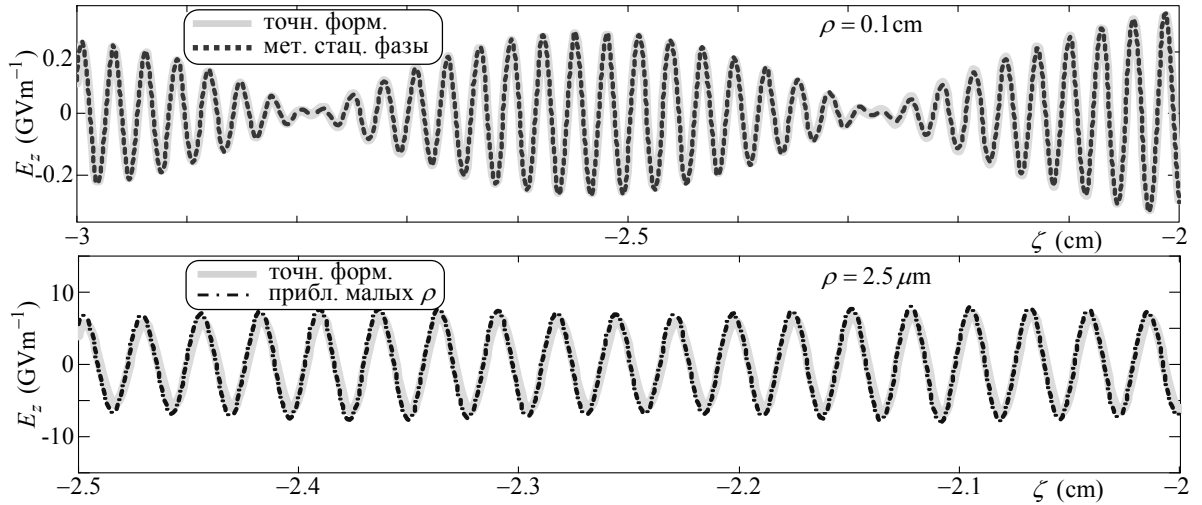


Рис. 2. Продольное электрическое поле точечного заряда, вычисленное по точным формулам (сплошные линии), по асимптотическим формулам метода стационарной фазы (8) (пунктирные линии) и по приближенным формулам для малых ρ (11) (штрихпунктирные линии). Верхний рисунок соответствует дальней зоне, нижний рисунок – окрестности оси. Параметры вычислений: $q = -1$ нКл, $\omega_p = 2\pi \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\omega_h = 0.5\omega_p$ ($B_{ext} \approx 18 \text{ Т}$), $\gamma = 22$.

$$\omega_{s1}^2 \approx \omega_p^2 + \left[\rho \omega_p^2 / (2|\zeta| \sqrt{\omega_h}) \right]^{4/3}, \quad \omega_{s2}^2 \approx \omega_p^2 + \left[\omega_h - \left[\rho \omega_p \omega_\Sigma / (2|\zeta| \sqrt{\omega_h}) \right]^{2/3} \right]^2. \quad (10)$$

Из (8) следует, что для поля излучения характерны биения при условии близости ω_{s1} и ω_{s2} .

Второй из приближенных методов («приближение малых ρ ») позволяет получить аналитические выражения для компонент волнового поля вблизи траектории заряда. Их главные члены имеют вид

$$E_\rho^0 \approx E_{\rho 1}^0 \cdot c / (\rho \omega_p), \quad \{E_z^0, H_z^0\} \approx \{E_{z1}^0, H_{z1}^0\} \ln(\rho \omega_p / c), \quad (11)$$

$$E_{\rho 1}^0 = \frac{2q\omega_p^3}{c^2 \beta \omega_\Sigma} \sin\left(\frac{\omega_\Sigma \zeta}{v}\right), \quad E_{z1}^0 = \frac{2q\omega_p^2}{c^2 \beta^2} \cos\left(\frac{\omega_\Sigma \zeta}{v}\right), \quad H_{z1}^0 = \frac{2q\omega_p^2 \omega_h}{c^2 \beta \omega_\Sigma} \sin\left(\frac{\omega_\Sigma \zeta}{v}\right), \quad (12)$$

а члены следующих порядков малости по ρ не приведены ввиду их громоздкости. Как видно, ортогональная электрическая компонента имеет степенную особенность, в то время как особенность продольных компонент является лишь логарифмической. Остальные компоненты с приближением к оси стремятся к нулю $\sim \rho \ln \rho$. Подчеркнем, что все компоненты в окрестности траектории движения гармонически зависят от времени с частотой ω_Σ . На рис. 1 показана зависимость амплитуд поперечной электрической и продольной магнитной компонент от внешнего магнитного поля (амплитуда продольной электрической компоненты не зависит от B_{ext}). Следует отметить, что ортогональная компонента электрического поля уменьшается с ростом внешнего магнитного поля. Это обстоятельство представляется существенным для метода кильватерного ускорения, поскольку поперечное электрическое поле является паразитным фактором, приводящим к распаду «ведомого» пучка.

Примеры расчетов продольных зависимостей поля, проведенных по точным и приближенным формулам, показаны на рис. 2. Практическое совпадение сплошных и пунктирных линий показывает высокую степень точности приближенных формул в области их применимости. В дальней зоне имеются выраженные биения, тогда как в окрестности оси поле ведет себя гармонически, что соответствует предсказаниям формул (8) и (12).

На основе формул приближения малых ρ (11) волновое поле H_φ^b пучка малых поперечных размеров с плотностью заряда ρ^b может быть легко найдено, если использовать поле точечного заряда H_φ^0 в качестве функции Грина:

$$H_\varphi^b = \iiint_{V_b} H_\varphi^0 \left(\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}, \zeta - \zeta' \right) \rho^b(x', y', \zeta') dx' dy' d\zeta', \quad (13)$$

где V_b – объем пучка. Формула (13) справедлива для кильватерного поля пучка в области его следа (при ρ меньших поперечного размера пучка) при условии, что поперечные размеры пучка не превосходят $\rho_{\max}/2$, где ρ_{\max} – предел применимости приближения малых ρ . При учете только главных членов (11) интеграл (13) представляет собой свертку аналитических функций и считается мгновенно. При необходимости учета поправочных к (11) членов, которые содержат зависящие от ρ и ζ определенные интегралы, формула (13) также дает существенные преимущества для расчета кильватерных полей по сравнению с ресурсозатратными пакетами численного моделирования.

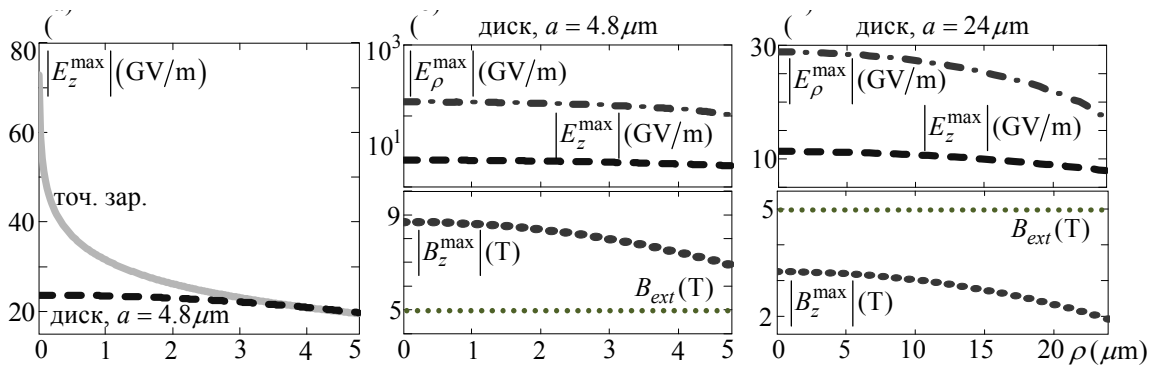


Рис. 3. Амплитуды полей E_z точечного заряда и заряженного диска радиуса $a = 4.8 \mu\text{m}$ (а), полей E_ρ , E_z и B_z диска радиуса $a = 4.8 \mu\text{m}$ (б) и диска радиуса $a = 24 \mu\text{m}$ (в) как функции ρ . Параметры расчетов: $q = -1 \text{ нКл}$, $\omega_p = 2\pi \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\omega_h = 0.14\omega_p$, $\gamma = 22$.

Рассмотренный метод был применен для расчета поля цилиндрического пучка различной длины и диаметра, включая диск нулевой толщины и цилиндр с длиной порядка типичных длин волн. Сравнение величин поля точечного заряда и бесконечно тонкого диска приведено на рис. 3. Поле диска остается конечным при $\rho \rightarrow 0$ в отличие от поля точечного заряда (рис. 3,а). Поперечное электрическое поле относительно малого диска ($a = 4.8 \mu\text{m}$) на два порядка превосходит по амплитуде продольное поле. В этом случае продольное магнитное поле волны превосходит внешнее магнитное поле (рис. 3,б). Поперечное электрическое поле диска впятеро большего радиуса сравнимо с продольным электрическим полем, при этом магнитное поле оказывается меньшим внешнего магнитного поля (рис. 3,в).

Литература

- [1] Ситенко А.Г., Коломенский А.А., ЖЭТФ. 1956. Т. 30. № 3. С. 511–517.
- [2] Joshi C., Katsouleas T., Phys. Today. 2003. V. 56. P. 47–53.
- [3] Joshi C., Malka V., New J. Phys. 2010. V. 12. P. 045003(1–5).
- [4] Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме*. М.: Наука, 1967. 683 с.

А.И. Давыдов

ПРИМЕНЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЛИЧИН ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СРЕД

Физический факультет СПбГУ

Рассматривается применение дифференциального метода измерений для повышения точности определения величин электродинамических параметров сред в сложных метрологических условиях, формулируется содержание понятия «известная величина» для данной задачи.

При изучении электромагнитных процессов в проводящих неоднородных средах, выполнении НИР по данной тематике по мере необходимости возникает задача определения величин электродинамических параметров сред. Как правило, определяемый параметр "x" (например: ε – относительная диэлектрическая проницаемость среды, σ (См/м) – проводимость среды) определяется путем измерения значений некоторой определяющей функции

$$y = y(x, c_1, c_2, \dots, c_n; l_1, l_2, \dots, l_n) \quad (1)$$

при известных значениях электродинамических величин задачи c_1, c_2, \dots, c_n и геометрических параметров l_1, l_2, \dots, l_n измерительной области, электродной системы в ней, краевых условиях на границе измерительной области с дальнейшим вычислением значения определяемого параметра $x_0 = F(y_0)$ (где y_0 – измеренное значение определяющей функции "y"). Выбор вида определяющей функции "y" зависит от физического содержания задачи и от выбранного частотного диапазона измерений. В данной работе рассматриваются методы определения электродинамических параметров сред в низкочастотном диапазоне, когда максимальные геометрические размеры l_{\max} измерительной области значительно меньше длины λ_0 (м) электромагнитной волны в этой области: $l_{\max} \ll \lambda_0$. В этих условиях измерение значений определяющих функций "y" можно осуществлять с применением как специализированных средств измерений промышленного изготовления, так и методов измерения с применением приборов непрямого назначения.

Прежде чем переходить к обсуждению методики применения дифференциального метода измерений применительно к решению подобных задач, рассмотрим характеристики отдельных частей измерительной области с точки зрения их влияния на точность измерения определяющей функции. С этой целью разобьем измерительную область на три основные части: входную, переходную и информативную.

Под входной частью измерительной области понимается область от входа измерительного зонда до точек А, В подключения соединительных проводников к измеряемому объекту и включает в себя паразитные электромагнитные компоненты входа измерительного зонда и соединительных проводников.

Переходная часть является частью измеряемого объекта, включает в себя полностью или частично измерительную электродную систему, как правило, с неизвестными выражениями электродных и межэлектродных функциональных зависимостей определяющей функции от геометрических параметров. Кроме того, величины электродинамических параметров материалов переходной и остальной части измеряемого объекта могут быть различными.

Информативная часть измерительной области объекта предполагает:

- постоянство определяемого параметра "x" или его изменение по известному закону при изменении геометрических параметров области;

– наличие явных выражений функциональных зависимостей определяющей функции от электромагнитных величин задачи и геометрических параметров среды.

Каждая из этих частей вносит свой вклад в результат измерения " y_0 " определяющей функции:

$$y_0 = y_0(x_0, x_{пер}, c_{вх}, c_{пер}, c_{инф}, l_{вх}, l_{пер}, l_{инф}) = y_{0\text{вх}}(c_{вх}, l_{вх}) + y_{0\text{пер}}(x_{пер}, c_{пер}, l_{пер}) + y_{0\text{инф}}(x_0, c_{инф}, l_{инф}) = y_{0\text{вх}} + y_{0\text{пер}} + y_{0\text{инф}} \quad (2)$$

где: $y_{0\text{вх}}, y_{0\text{пер}}, y_{0\text{инф}}$ – составляющие результата измерения определяющей функции, вносимые входной, переходной и информативной частями измерительной области; $x_{пер}$ – параметр переходной области, в общем случае не равный по величине определяемому параметру x_0 ; $l_{вх}, l_{пер}, l_{инф}$ – действующие (определяющие результат измерения) геометрические размеры соответствующих частей измерительной области; $c_{вх}, c_{пер}, c_{инф}$ – электродинамические величины (например, входные ток $I(a)$ или напряжение $V(b)$ в измерительной системе), относящиеся к рассматриваемым областям. Чаще всего они имеют одинаковое значение для всей измерительной области:

$$c_{вх} = c_{пер} = c_{инф} = c_0. \quad (3)$$

Все сказанное выше относительно входной и переходной частей измерительной области позволяет высказать утверждение, что сумма составляющих

$$y_{0\text{вх}} + y_{0\text{пер}} = y_{ногр} \quad (3')$$

может рассматриваться как основная погрешность измерения определяющей функции y_0 , а, следовательно, и определения величины электродинамического параметра среды x_0 , поскольку, во-первых, она весьма значительна при значительных размерах переходной части, во-вторых, и это главное, она не может быть измерена отдельно без ухудшения точности измерений.

Повысить точность измерений можно, применив дифференциальный (разностный) метод измерений, отличительной особенностью которого является определение разности между измеряемой и известной величинами [1]. Известную величину чаще всего воспроизводят при помощи меры с использованием ее при поверке средств измерений – сличении поверяемой меры с образцовой.

Применительно к рассматриваемой задаче понятие "известная величина" сформулируем следующим образом. Информативную часть измерительной области действующего размера $l_{инф}$ разбиваем на две доли: долю 1 и долю 2 с действующими размерами $l_{1инф}$ и $l_{2инф}$ соответственно так, что

$$l_{инф} = l_{1инф} + l_{2инф}. \quad (4)$$

Измерения проводим в два этапа. На первом этапе формируем промежуточную измерительную область, состоящую из входной, переходной частей и доли 1 информативной части измерительной области. На этом этапе проводится измерение определяющей функции y_{01} , равной

$$y_{01} = y_{0\text{вх}} + y_{0\text{пер}} + y_{01\text{инф}} = y_{ногр} + y_{1инф}, \quad (5)$$

где $y_{01\text{инф}} = y_{01\text{инф}}(x_0, c_{инф}, l_{1инф})$ – вклад доли 1 информативной части измерительной области в результат измерения определяющей функции y_{01} , который в рассматриваемой задаче и является "известной величиной".

На втором этапе формируется измерительная область в окончательном виде путем присоединения к промежуточной области доли 2 информативной части, проводится измерение определяющей функции:

$$y_0 = y_{0\text{ногр}} + y_{01\text{инф}} + y_{02\text{инф}}, \quad (6)$$

где $y_{02\text{инф}} = y_{02\text{инф}}(x_0, c_{\text{инф}}, l_{2\text{инф}})$ – вклад доли 2 информативной части в окончательный результат измерения этой функции, по значению которого и определяется величина электродинамического параметра среды.

Как легко видеть, значение $y_{02\text{инф}}$ определяется как разность результатов (6) и (5):

$$y_0 - y_{01\text{инф}} = y_{02\text{инф}}. \quad (7)$$

Определяемая величина электродинамического параметра среды " x_0 " вычисляется с использованием полученного экспериментального результата (7) и известной функциональной зависимости определяющей функции $y = y(x_0, c_{01}, l_1, l_2, \dots, l_n)$ при известных параметрах задачи $c_{01}, l_1, l_2, \dots, l_n$:

$$x_0 = F(y_{02\text{инф}}). \quad (8)$$

Необходимо отметить, что погрешность измерений, вносимая долей 1 информативной части при проведении измерений на первом этапе, обусловленная краевыми эффектами, устраняется в окончательном результате измерений $y_{02\text{инф}}$, если присоединяемая доля 2 информативной части имеет такие же краевые условия.

Рассмотрим применение дифференциального метода измерений на примере определения величины ε относительной диэлектрической проницаемости материала стенки конечной трубы, имеющей с внутренней стороны металлический экран (рис. 1 а, б).

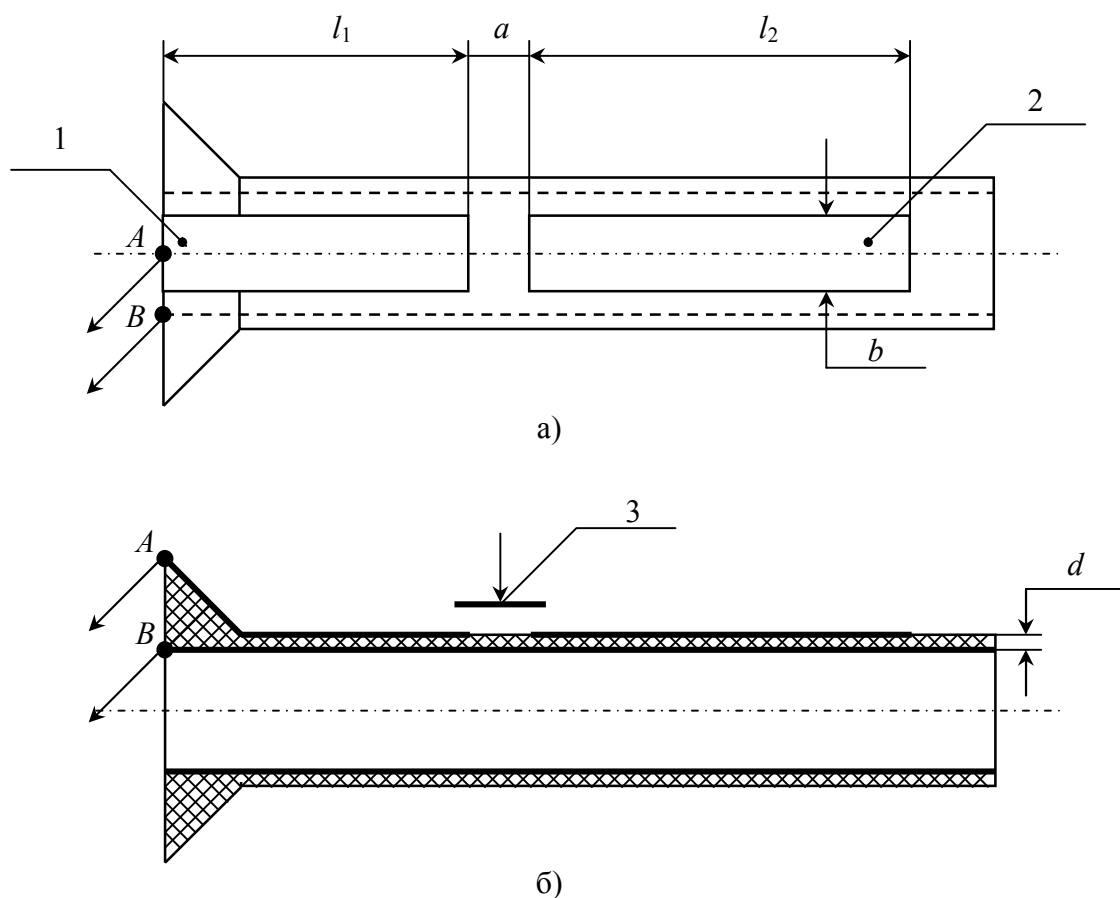


Рис. Функциональная схема измерения диэлектрической постоянной оболочки трубы.

На внешней стороне трубы с помощью прозрачной липкой ленты закреплены две медные ленты шириной b (электроды 1 и 2). Электрод 1 длиной l_1 (м) начинается от края трубы, электрод 2 длиной l_2 (м) расположен вдоль оси первого электрода на расстоянии a (м)

от него. Измерительный зонд специализированного прибора, например, высокочастотного измерителя импедансов ВМ-538 присоединен между внутренним экраном и первым электродом к точкам A, B .

На первом этапе измерений проводится измерение емкости C_1 между электродом 1 и экраном. Полученное значение включает паразитные емкость и индуктивность измерительного зонда и соединительных проводов, а также емкость участка трубы с переменным значением расстояния между электродом 1 и экраном с выходом электрода на участок трубы с постоянной толщиной d (м).

На втором этапе измерений электроды 1 и 2 соединяются отрезком 3 той же медной ленты, измеряется суммарное значение емкости C_2 (определяющей функции).

По полученным результатам измерений в соответствии с выражением (7) определяется емкость C участка электродной системы $l(m) = l_2 + a$, равная

$$C = C_2 - C_1. \quad (9)$$

Применение дифференциального метода измерений при изложенной выше методике его применения влияние краевого эффекта электродов на точность измерений устраняется, что позволяет для определения величины ε относительной диэлектрической проницаемости использовать выражение для емкости C двух параллельных пластин одинаковой ширины бесконечной протяженности [2]:

$$C_0 = \varepsilon_a \left[1 + \frac{1}{\pi} \frac{b}{a} \left(2,84 + \ln \frac{b}{a} \right) \right] \frac{bl}{d} \quad (10)$$

при $4 < \frac{b}{a} < 10$, где $\varepsilon_a = \varepsilon \cdot \varepsilon_0$,

ε_0 – диэлектрическая проницаемость воздуха $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9} \Phi$.

Поскольку в данном примере пластины неодинаковой ширины можно ввести коррекцию величины емкости C , рассчитанную согласно (10):

$$C = C_0 \cdot M, \quad (11)$$

$$M = 0,85 \operatorname{arctg} \frac{8}{\pi} \left(\frac{b_2}{b_1} \right), \quad (12)$$

где $b_2 = 1,5b_1$.

Литература

1. Физический энциклопедический словарь. Изд-во "Большая Российская энциклопедия", М., 1995 г. стр. 174.
2. Ю.С. Русин, И.Я. Гликман, А.Н. Горский. Электромагнитные элементы радиоэлектронной аппаратуры. "Радио и связь", М., 1991 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ПОГРЕШНОСТИ В КООРДИНАТЕ ФИЗИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ЗА ВРЕМЯ ИЗМЕРЕНИЯ

Физический факультет СПбГУ

Показано, что неопределённость в координате физической точки за время измерения обусловлена неопределённостью величины объёма точки физической тождественности по которому производится нормировка. Объём не является параметром изучаемой системы и не рассматривается как функция её обобщённых координат. Неопределённость устраняется при введении функции относительной погрешности расстояния за время измерения, позволяющей определить погрешность единицы объёма физической точки. Обсуждаются свойства функции при измерении параметров динамического микроволнового поглощения в твердотельных диэлектриках при фазовых переходах различного типа.

Неопределённость величины дополнительной погрешности в координате физической точки за время измерения её волновых параметров является общей проблемой как в макроскопических нерелятивистских задачах с известными масштабами, так и в релятивистских задачах с атомно-молекулярными масштабами. Она подчёркивается неустранимой неопределённостью выбора нулевой точки отсчёта и является следствием распространения на физическую точку свойств материальной точки. Рассмотрение массы физической точки абсолютной, а не аддитивной константой вступает в противоречие с выводами специальной теории относительности, так как относительность механического движения требует фиксации изменения его параметров в инерциальных системах отсчёта. отождествление предельного физического объёма v_0 с геометрической точкой исключает постановку задачи о тепло- и массопереносе по механизму релаксационной дисперсии в объёмах $\leq v_0$. Проблема сводится к неопределённости нормировки приращения величины измеряемого физического параметра несопоставимого с величиной, выбранной для единицы его измерения. Решение заключается в определении функции плотности распределения массы в физическом объёме, характеризующемся радиусом, численно равным величине дополнительной погрешности в координате точки, выбранной для нормировки. Ранее [1] было показано, что проблема неопределённости в погрешности измерения возникает вследствие семантической неопределённости понятия элемента протяжённости L , который в единицах длины l может быть введён как масштаб dl или измерен $r, r+dr$. Это приводит к тому, что величина предельного объёма $v_0 \sim l^3$ физической точки, являясь параметром физической точки, не представляется функцией её обобщённых координат. Объём v_0 может рассматриваться как геометрический объём, когда отношение расстояния к масштабу равно 1, поэтому в интервале времени измерения следует определить относительную погрешность в измерении расстояния. В этом случае определяется погрешность характеристики физической точки, используемой для единицы её объёма, то есть самой меры. Отношение расстояния к масштабу всегда выполняется приближённо и перенос свойств материальной точки на физическую точку вносит неопределённость в величину её кинематических характеристик. Погрешность в измерении объёма v_0 , выбранного для нормировки, определяет погрешность в её координатах за время измерения. Целью настоящей работы является рассмотрение некоторых положений динамической модели физической точки для обоснования методики [2] прямого измерения волновых характеристик колебательного процесса при её взаимодействии с прибором за время измерения (Рис. 1а, 1б). В работе рассматриваются условия для регистрации волновых параметров физической точки за время измерения на примере предельного электронного фазового перехода в элементарном объёме v_0 .

Проявлением противоречия с выводами специальной теории относительности при представлении физической точки материальной точкой служит соотношение

неопределённости для энергии и времени (соотношение Бора), относящееся к акту измерения. Оно заключается в том, что включение дополнительных средств измерения в изучаемую систему предполагает получение экспериментальных данных о деталях процесса, что противоречит свойству неделимости элементарного измерения, а выполнение этого соотношения для каждого средства измерения предполагает их рассмотрение. Согласно геометрическому постулату, точка не имеет параметров измерения, поэтому для материальной точки не может быть формализовано метрическое пространство и для неё не существует меры (L) длины, площади и объёма. В функциональном анализе это приводит к исключению представления о приращении зависящих от времени функций собственных параметров точки и их интегрировании. Пределом физической точки является конечная величина элементарного объёма (v_0), занимаемого массой m_0 . Параметры элементарного объёма v_0 физической точки задаются начальными условиями $m_0 \neq 0$, $m_0 = \text{const}$, обеспечивающие её математическую тождественность в интервале времени $t, t+dt$. Для v_0 метрическое пространство формализуется всегда и для него существует мера L длины, площади и объёма, связанная с функцией плотности распределения массы по объёму v_0 . Условия обеспечения математической тождественности физической точки вступают в противоречие с начальными условиями для элементарного объёма v_0 . Причина этого в том, что понятие метрического пространства рассматривает предельный переход как факт определения расстояния между двумя точками на числовой прямой. Между тем, как отмечалось, элемент длины может рассматриваться как расстояние только с учётом относительной погрешности в его измерении. Следовательно, понятие метрического пространства в анализе содержит неопределённость параметра L (длины отрезка), характеризующего элементарный объём v_0 , приращением $L, L+dL$ которого пренебрегают за время измерения $t, t+dt$. Это приводит к принципиальной невозможности в анализе учесть приращение метрического параметра $L, L+dL$ в интервале времени $t, t+dt$, если его численное значение $\leq \sqrt{2} \cdot L_0$, где L_0 – параметр в используемой модели. Таким образом, формальное рассмотрение предельного перехода не снимает указанное противоречие. Оно устраняется представлением элементарного объёма v_0 функцией массы покоя m_0 электрона, что позволяет применить метод [3] изучения предельных фазовых переходов Планка, согласно которому проводится перенормировка объёма v_0 . Метод Планка заключается в изменении размерности величины аддитивной постоянной термодинамической энтропии S_0 и реализации перехода при значении объёма фазового пространства, соответствующего граничному условию квазиимпульса $p_F = 2 \cdot \sqrt{m_0 \mu_0}$. Введение функции $v_0 = f_0(m_0)$ определяет среднее значение и для граничной величины квазиимпульса из предельных значений m_0 и μ_0 макроскопического объёма системы, принятых в используемой модели. С учетом зависимости $v_0 = f_0(m_0)$ предельный фазовый переход должен сопровождаться резонансным смещением с шагом дискретности h нулевой точки отсчета собственной энергии электрона при переходе в другую инерциальную систему отсчета. Это обеспечивает термодинамическое измерение разности электронной энтропии в двух состояниях и применение модели классического осциллятора при моделировании макроскопических свойств в объеме $\leq v_0$. Ранее [1,4] было преобразовано соотношение неопределённости Бора с учётом направления процесса фазового преобразования в акте элементарного измерения. Поскольку соотношение неопределённости Бора является мерой неконтролируемого взаимодействия физической точки с прибором за время измерения, то, полагая неопределённость (Δ) символом погрешности (α) и выбирая её единицей меры погрешности $\Delta(\alpha)=1$, величина α^2 имеет смысл дисперсии среднего значения величины энергии \bar{E} системы физическая точка – прибор, использующейся как точка отсчёта за время измерения. Физический смысл преобразования заключается в том, что наблюдаемый физический параметр отражает закон дисперсии массы покоя m_0 физической точки при её взаимодействии с прибором как погрешность в определении единичной площади ($\alpha^2 = 1^2$), по которой производится нормировка. При этом становится

известным численное значение величины энергии системы физическая точка – прибор в начальной точке отсчёта. Как следствие, перенос энергии массы покоя m_0 физической точки, сопровождающийся теплопереносом, будет источником энергии фазового перехода, вызванного приращением функции плотности распределения заданной массы по измеряемому объёму за время измерения, идентифицирующего физическую точку, т.е. по объёму v_0 . С учётом полученных результатов выявляется относительный характер утверждения о точности определения термодинамической энтропии. Согласно тепловой теореме Нернста, она определяется до постоянной S_0 , не превышающей точность измерения термодинамической энтропии при термическом перезаселении электронных и ядерных спиновых уровней энергии, что и определяет область её применимости. Представляя термодинамическую энтропию в виде

$$S = S_0 + (S_{\text{кол}} + S_{\text{пост}} + S_{\text{вращ}} + \dots), \quad (1)$$

постулируется определение её с точностью до постоянной (S_0), а выбранному набору групп степеней свободы, представляющих функцию энтропии системы, соответствует нулевая точка отсчета тепловых колебаний системы (абсолютный нуль, 0 К), что справедливо для области спектра с длинами волн $\geq \frac{1}{2}$ длины волны де Бройля. Однако, величина S_0 является суммой ядерных $S_{\text{яд}}$ и электронных $S_{\text{эл}}$ степеней свободы,

$$S_0 = S_{\text{яд}} + S_{\text{эл}} \quad (2)$$

и в общем случае термодинамическая энтропия S системы запишется в виде

$$S = S_{\text{яд}} + S_{\text{эл}} + S_{\text{кол}} + S_{\text{пост}} + S_{\text{вращ}} + \dots, \quad (3)$$

По свойству аддитивности энтропия может быть представлена в виде

$$S' = S_0' + (S_{\text{эл}} + S_{\text{кол}} + S_{\text{пост}} + S_{\text{вращ}} + \dots). \quad (4)$$

Численное различие констант термодинамической энтропии S_0 и S_0' , в выражениях (3) и (4) согласуется с результатами работы Планка и делает возможным экспериментальное определение погрешности её измерения: $\Delta S = S - S'$, (или $\Delta S = S_0 - S_0'$).

Для случая предельного электронного фазового перехода выражение (3) упростится

$$S' = S_0' + S_{\text{эл}}. \quad (5)$$

Это позволяет рассматривать тепловые потери в электронных спиновых ансамблях, однако, функция энтропии должна быть определена через элемент протяжённости. Функция энтропии S представляет собой экстенсивный термодинамический параметр, пропорциональный количеству вещества n или массы m физической точки. Под количеством вещества понимается физическая величина, равная числу n структурных элементов системы, специфицированных в соответствии с принятой классификацией. Представим функцию энтропии S в виде

$$S = K_N F(N), S = K_M F(M), \quad (6)$$

что даёт возможность идентифицировать структурные элементы системы. Определим термодинамическую энтропию S системы как экстенсивный параметр, пропорциональный линейному размеру r_i структурного элемента n_i , идентифицирующего систему массой m , так как в лабораторной системе отсчёта она характеризует инерционные свойства системы, а её величина определяется из закона дисперсии. Для системы в состоянии покоя функции (6) будут тождественны

$$S_0 = k_n f(n_{0i}), S_0 = k_m f(m_{0i}), \quad (7)$$

так как только в этом случае точно определяется объём $V_{r_{0i}}$ структурного элемента n , идентифицирующего систему. Назовём объём V_{r_0} объёмом точки физической тождественности, а элемент протяжённости r_0 , выраженный в единицах длины, масштабом dr_0 точки физической тождественности или масштабом идентифицирующего структурного элемента. Энтропия массы m_0 покоя запишется в виде

$$S_0 = k_n n_0 V_{r_{0i}}, \text{ или } S_0 = k_n n_0 dr_{0i}^3 \quad (7a)$$

отражающим тот факт, что величина S_0 пропорциональна числу n_0 структурных элементов системы m_0 , то есть числу объёмов точек физической тождественности $n_0 V_{r_{0i}}$ или третьей степени числа $n_0 dr_{0i}^3$ идентифицирующих масштабов структурных элементов.

Определение энтропии S_0 системы, следовательно, сводится к измерению теплового эффекта, пропорционального второй степени величины масштаба dg_0^2 структурного элемента системы, по которому производится нормировка регистрируемого физического параметра. Используя преобразованное соотношение неопределённости Бора определяется погрешность измерения параметров в формулах (7.а) и в интервале значений $m, m+dm$ массу m системы следует считать массой покоя m_0 . Это позволяет оценить термодинамический вклад структурных элементов системы в её кинематические характеристики в исследуемом интервале энергии и частоты за время $t, t+dt$.

Эти представления были использованы для обоснования введения общей меры (фазы) для элементов системы излучатель – волновод в микроволновом диапазоне измерения преобразования электромагнитных потерь в тепловые при разработке прямого метода измерения максимальной скорости распространения света в диэлектриках в объёме скин-слоя. Общая фаза рассматривается как параметр порядка η фазового перехода и сравнение средней и мгновенной скоростей изменения фазы определяет величину среднеквадратичной погрешности амплитуды микроволнового поглощения, обусловленного фазовым переходом в диэлектрике.

Таким образом, выбор нулевой точки отсчёта представляется процессом определения погрешности изменения параметра порядка η фазового перехода или собственной интегральной спектральной разрешающей способности φ_{pi} i -го резонатора в заданной области изменения функции распределения $\Psi(\rho)$. Её среднее значение для объёма скин-слоя в лабораторной системе отсчёта, к которой нормируется значение величины измеряемого параметра соотносится с нулевой точкой отсчёта в собственной системе координат электрона и тип статистики для функции распределения фаз выбирается относительно той системы отсчёта, в которой задаётся погрешность измерения. В этих условиях система единиц Хартри становится инерциальной системой отсчёта, что выявляет её преимущество при проведении динамических измерений.

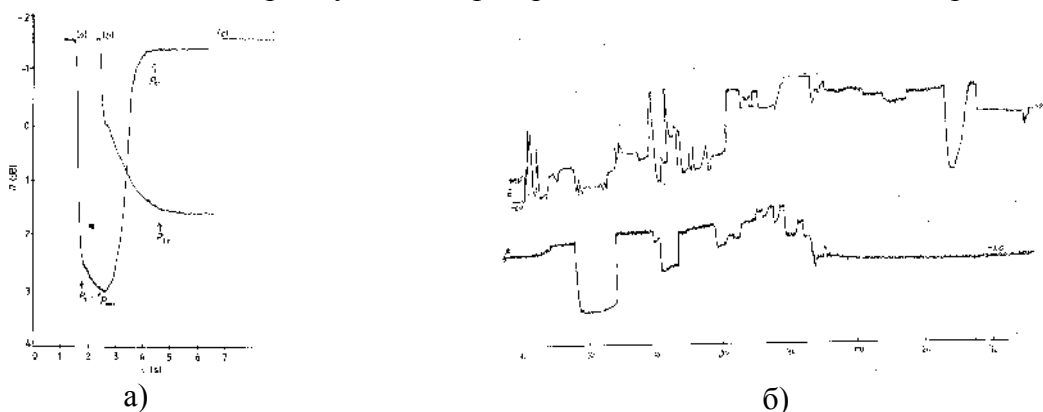


Рис.1. Амплитуда динамического микроволнового поглощения для случая предельного фазового перехода в ВТСП-керамике (а) [5] и для плавления металлического галлия (Ga) (б) на частоте 9.3 ГГц в интервале температур 77-310 К.

Литература

1. Ермолаева Т.Т. В сб. трудов 16-й Региональной конференции по распространению радиоволн, СПбГУ, СПб., 09-11.11.2010, с.153.
2. Ермолаева Т.Т. Электроника СВЧ, М., ЦНИИ «Электроника», 10(444), 1991, с.3.
3. M.Plank. Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum, Verhandlungen deutsch.phys. Ges., 2, 237-245, (1900).
4. Ермолаева Т.Т. В сб. трудов 9-го Междунар. Симпозиума по электромагнитной совместимости и электромагнитной безопасности, 13 – 16.09.2011, ЛЭТИ, СПб, с.354.
5. Ermolaeva T.T. Super. Sci. Technol., 4, 1991, 689.

Д.М.Караваяев, Г.Г.Щукин

МИКРОВОЛНОВОЕ РАДИОМЕТРИЧЕСКОЕ ВЛАЖНОСТНО-ТЕМПЕРАТУРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ

ФГУ ВПО «ВКА имени А.Ф.Можайского»

Представлены результаты развития метода микроволновой радиометрии для определения профилей влажности, температуры атмосферы, влагозапаса атмосферы, водозапаса облаков и осадков в случае наземного зондирования. Сформулированы задачи микроволновой радиометрии и подходы к их решению. Приводятся технические характеристики метеорологических радиометров для определения влагозапаса атмосферы, водозапаса облаков, профилей влажности и температуры воздуха в атмосфере. Обсуждаются некоторые результаты экспериментальных исследований атмосферы с применением микроволновых радиометров.

Метод наземной микроволновой радиометрии применяется в метеорологии для определения профилей температуры и влажности в атмосфере, влагозапаса атмосферы, водозапаса облаков и осадков. В настоящее время актуальной задачей в метеорологии является создание методов и средств для мониторинга атмосферы, облаков и осадков на базе сетевых и мобильных передвижных измерительных комплексов. Методы обработки данных комплексного (активного и пассивного) зондирования облаков позволяют решать задачи определения водности конвективных облаков, обнаружения зон переохлажденной влаги в конвективных облаках. Достоинства наземных микроволновых радиометрических систем связаны с возможностью производства непрерывных автоматизированных наблюдений в режиме реального времени при практически любых метеоусловиях независимо от условий освещенности. Интеграция разнородных метеорологической информации (данных метеорологической сети, аэрологического, радиометрического и радиолокационного зондирования и др.) позволит получать наиболее адекватную информацию о состоянии атмосферы.

Решение задач дистанционного зондирования метеопараметров атмосферы основано на использовании физико-математической модели [1], которая включает радиационную модель атмосферы, коэффициенты поглощения в газах атмосферы, модели облачной атмосферы, численные алгоритмы расчета нисходящего радиотеплового излучения атмосферы, алгоритмы решения обратных задач. В безоблачной атмосфере поглощение микроволнового излучения происходит в основном в кислороде и водяном паре, при этом линии поглощения в кислороде центрированы при частотах 60ГГц и 118ГГц, а линии поглощения водяного пара при частотах 22.23ГГц и 183.16ГГц. Измерения радиотеплового излучения на частотах вблизи линии поглощения кислорода и водяного пара используются для определения вертикального профиля температуры и влажности воздуха, соответственно. Область малого поглощения на частотах менее 15ГГц, около 35 ГГц, 90 ГГц и 150ГГц используются для исследования облаков и осадков.

Для учета поглощения микроволнового излучения в водяном паре и кислороде обычно используются стандартные методики, сравнительный анализ ряда алгоритмов обсуждается в [1]. Численное моделирование радиотеплового излучения выполнялось с учетом селективного и континуального поглощения газовых компонентов атмосферы, а также эффектов многократного рассеяния в облаках. В общем случае для моделирования ослабления в капельных облаках и осадках используется теория Ми расчета ослабления сферических частиц и их интегрирование по размерам с учетом распределения частиц по размерам. При описании ослабления микроволн жидкокапельными неждожевыми облаками

(As, Cu, As, Sc и др.), для которых максимальный размер частиц не превышает 100 мкм, справедливо рэлеевское приближение, поэтому определение их свойств связано в основном с определением их диэлектрической проницаемости.

Среди задач наземного зондирования можно выделить следующие: определение влагозапаса атмосферы и водозапаса облаков; определение профилей температуры, влажности воздуха, водозапаса облаков в тропосфере; определение профилей температуры пограничного слоя атмосферы; определение профилей влажности в стратосфере; определение средней водности конвективных облаков и интенсивности осадков (на основе данных пассивно-активного зондирования).

Одной из актуальных задач радиометрии является задача комплексного зондирования температурно-влажностных параметров атмосферы с поверхности земли. Для решения обратной задачи определения профилей температуры, влажности атмосферы и водозапаса облаков решается уравнение Фредгольма первого рода. В векторно-матричной форме исходное уравнение, связывающее вариации радиояркой температуры с вариациями метеопараметров записывается в виде:

$$Y = AX + \varepsilon, \quad (1)$$

Метод статистической регуляризации дает решение уравнения в виде:

$$\hat{X} = X_0 + (A^T I^{-1} A + K^{-1})^{-1} A^T I^{-1} (Y - AX_0), \quad (2)$$

где: A - линейный оператор прямой задачи; I - ковариационная матрица ошибок измерений; K - ковариационная матрица искоемых параметров; ε - вектор ошибок измерений; \hat{X} - вектор оцениваемых метеопараметров атмосферы, X_0 - его среднеклиматическая оценка.

Вектор измеряемых параметров Y в общем случае включает значения измеренных радиоярких температур на рабочих частотах радиометрической системы, приземные метеопараметры, и может включать другую метеорологическую информацию. При реализации алгоритма восстановления вектора X (профилей температуры, влажности, водозапаса облаков в тропосфере) используется априорная информация о профилях температуры, давления, влажности, водности облаков, полученная из результатов самолетного и радиозондирования для региона исследований. Данная информация позволяет задать средние значения и ковариационные матрицы оцениваемых параметров. В общем случае уравнение (2) является нелинейным, тогда решение его находится методом итерации.

Так называемая матрица ошибок

$$F = (A^T I^{-1} A + K^{-1})^{-1}, \quad (3)$$

используется обычно для исследования погрешности восстановления метеопараметров.

Исследования информативности радиометрического метода зондирования атмосферы показали, что оптимальные частоты зондирования атмосферы при решении задачи комплексного восстановления профилей температуры, влажности воздуха и водности облаков лежат в области спектра радиотеплового излучения (18 - 26) ГГц, (31 - 37) ГГц и (51 - 59) ГГц. При этом погрешность определения температуры атмосферы СКО составляет 0.5К в приземном слое атмосферы и увеличивается с высотой до (1.5 - 2) К. Относительная погрешность определения влажности составляет около 10-15% в приземном слое и также увеличивается с высотой.

Для решения задачи определения влагозапаса атмосферы и водозапаса облаков, измерения характеристик радиотеплового излучения атмосферы проводятся как минимум на двух частотах f_1, f_2 , тогда влагозапас атмосферы (Q) и водозапас облаков (W) определяются из соотношений:

$$Q = a_0 + a_1 \tau(f_1) + a_2 \tau(f_2), \quad W = b_0 + b_1 \tau(f_1) + b_2 \tau(f_2), \quad (4)$$

где: τ_f - оптическая толщина атмосферы на частоте f ; a_i, b_i - коэффициенты регрессии.

Оптимальные частоты зондирования лежат в области спектра частот 21-24 ГГц и 31-38 ГГц. Теоретическая погрешность определения влагозапаса атмосферы составляет около 10%, водозапаса облаков - около 30%.

При решении задачи определения водозапаса облаков из результатов измерений радиотеплового излучения на одной, двух или нескольких частотах в окнах прозрачности атмосферы 90 ГГц, 35 ГГц, (9-15) ГГц может быть использовано соотношение:

$$W = k_w(f, T_{cl})^{-1} [\tau(f) - \tau_d(f) - k_q(f)Q], \quad (5)$$

где: $k_q(f)$ - эффективный удельный коэффициент поглощения в водяном паре; $k_w(f, T_{cl})$ - эффективный удельный коэффициент поглощения в капельных облаках; $\tau_d(f)$ - поглощение в кислороде; $\tau(f)$ - измеряемое радиометром полное поглощение атмосферы. Применение двух, многочастотного зондирования позволяет эффективно исследовать облака на различных стадиях развития. Погрешность определения водозапаса облаков составляет 20-40%.

В настоящее время актуальной задачей является разработка экономически оправданного варианта сетевого метеорологического микроволнового радиометра для оснащения станций метеорологических наблюдений атмосферы. За рубежом и в России выполнены ряд разработок радиометрических систем для метеорологических применений. Следует выделить 14-канальный радиометр НАТPRO (Германия) и 35-ти канальный радиометр МР3000А (США). В России выполнена разработка прецизионного многочастотного радиометра влажностного зондирования атмосферы РВЗА, и метеорологического температурного профилемера МТП-5 для определения профилей температуры пограничного слоя атмосферы, который уже находит применение на сети Росгидромета.

В течение ряда лет проводились экспериментальные радиометрические исследования атмосферы и облаков, в ходе которых ставились следующие задачи:

- совершенствование и апробация методик радиометрических измерений;
- исследование временной изменчивости влагозапаса атмосферы и водозапаса облаков в различных регионах при различных метеоусловиях, в том числе в период развития опасных гидрометеорологических явлений, связанных с облаками и осадками;
- исследование погрешности радиометрических измерений;
- развитие метода и средств комплексного пассивно-активного дистанционного зондирования характеристик мощных конвективных (грозовых) облаков и осадков;
- исследование возможности использования радиометрической информации для решения задач сверхкраткосрочного прогноза опасных явлений, связанных с развитием облаков и осадков.

Литература

1. Степаненко В.Д., Щукин Г.Г., Бобылев Л.П., Матросов С.Ю. Радиотеплолокация в метеорологии. Л., Гидрометеиздат, 1987, 283с.

О ПОГРЕШНОСТЯХ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В АТМОСФЕРЕ И ОБЛАКАХ

Военно-Космическая Академия имени А.Ф. Можайского, Санкт - Петербург

Рассматриваются вопросы погрешностей самолетных измерений напряженности электрического поля (**E**) в «чистой» атмосфере и в облаках и аэрозолях. Предлагаются методики снижения погрешностей обусловленных собственным зарядом самолета (**Q**) и ошибками определения коэффициентов искажения поля (**K**) при полетах в чистой атмосфере. Анализируются источники погрешностей измерений **E** в облаках и делается вывод о необходимости серьезной доработки методики измерений в этих условиях.

Измерения электростатических полей (напряженности электрического поля **E**) в атмосфере и облаках в области от 0 до 50 Гц могут использоваться для решения различных научных и прикладных задач. Мы остановимся на измерениях **E** с использованием самолетов, как наиболее сложных.

Основоположителем самолетных измерений **E** у нас в стране следует считать И.М. Имянитова [1]. Проблема самолетных измерения **E** в атмосфере заключается в том, что самолет, или другой носитель, существенно искажают измеряемое электрическое поле. Искажения вызываються самолетом, как металлическим телом сложной формы имеющим к тому же собственный электрический заряд. Эти искажения можно учесть, разместив на самолете в определенных точках на фюзеляже несколько датчиков, и определив для каждого из них коэффициенты искажения измеряемого внешнего поля и поля заряда самолета [1]. В предположении, что поверхность самолета эквипотенциальна и измеряемое электрическое поле однородно, напряженность электрического поля **E**, измеренную *i*-м датчиком можно представить

$$i^S = f_i (k_{ix}, k_{iy}, k_{iz}, k_{iq}, E_x, E_y, E_z, Q) \quad (1)$$

Или в матричной форме

$$\mathbf{E}^S = \mathbf{K} \mathbf{E}^{EQ} \quad (2)$$

Где: $\mathbf{E}^{EQ} = (E_x, E_y, E_z, Q)$; E_x, E_y, E_z есть ортогональные компоненты измеряемого вектора **E** в системе координат самолета, Q есть собственный заряд самолета, создающий на фюзеляже в точке *i* напряженность $E_i^Q = Q k_{iq}$, $k_{ix}, k_{iy}, k_{iz}, k_{iq}$ есть коэффициенты формы для *i* –го датчика. Решая (2) относительно \mathbf{E}^{EQ} ($i=1, 2, 3, 4$) получим

$$\mathbf{E}^{EQ} = \mathbf{K}^{-1} \mathbf{E}^S \quad (3)$$

Или, для $i=1, \dots, n$ и $j = x, y, z, q$

$$E_j^{EQ} = F_j (k_{1j}, k_{nj}, E_1^S, \dots, E_n^S) \quad (4)$$

Погрешность измерения **E** при этом определяется размещением датчиков на фюзеляже, погрешностями определения коэффициентов формы, величиной собственного заряда самолета и погрешностями датчиков [3, 4].

$$(dE_j^{EQ}) = (dF_j/dK_{1j})^2 (dK_{1j})^2 + (dF_j/dK_{nj})^2 (dK_{nj})^2 + (dF_j/dE_{1s})^2 (dE_{1s})^2 + (dF_j/dE_{ns})^2 (dE_{ns})^2 \quad (5)$$

Напряженность поля, создаваемая зарядом самолета, зависит от высоты полета и режима работы двигателей. Анализируя (5) можно наметить основные пути уменьшения dE^{EQ} , а именно:

(1) уменьшение количества слагаемых в (5) при размещении датчиков на электрических нейтралях или на их пересечениях, при этом соответствующие dF_j/dK_{ij} и dF_j/dE_{is} будут равны

нулю; (2) размещение датчиков в точках минимальных значений dF_j/dK_{ij} и dF_j/dE_i ; (3) Уменьшение погрешностей самих коэффициентов формы dK_{ij} ; (4) уменьшение ошибок каждого датчика dE_i

Как показывает наш опыт, первые два пути, (1) и (2), снижения ошибок чрезвычайно важны и эффективны. Однако существует множество различных дополнительных ограничений на размещение датчиков E на корпусе. Это особенно актуально для современных самолетов-лабораторий (СМЛ) чрезвычайно насыщенных датчиками и антеннами. Определение в таких условиях квазиоптимального расположения датчиков требует определенного опыта. Хотя из общих соображений ясно, что значения dF_j/dk_{ij} и dF_j/dE_i максимальны вблизи острых и малых радиусов. Для детального исследования вопроса о распределении значений dF_j/dk_{ij} и dF_j/dE_i по фюзеляжу можно использовать модельные измерения в плоском конденсаторе [1] или расчетные методы [6].

Исследования последних лет демонстрируют большие резервы снижения dE^{EQ} за счет повышения точности определения матрицы K [3, 6]. Но даже современные экспериментальные и теоретические методы определения K [1, 5, 6, 7, 8] не могут, на наш взгляд, дать требуемой точности, т.к. имеется существенная разница между моделью и СМЛ в полете. Эта разница обусловлена наличием высокоионизованных струй от двигателей, которые изменяют электрическую форму и емкость СМЛ и также сложностью моделирования различных антенн и обтекателей, включая обтекатели датчиков E . Показательны результаты [6]. Для СМЛ "Lear jet 36A" разница теоретических и практических коэффициентов составляла 40% [6]. Мы для некоторых K получали ошибки более 100%. Для решения этой проблемы нами были разработаны методики определения (или уточнения) матрицы K в результате проведения специальных полетов. Этими полетами мы задаем априорную информацию о E^{EQ} (значение или связи между компонентами). Получив показания датчиков E^s мы решаем (2) и (3) относительно K . Нами использовались следующие режимы полетов:

1. Полеты в чистой (безоблачной) атмосфере (ЧА) на больших высотах ($H > 6$ км) с варьированием Q СМЛ изменением режима двигателей или с помощью активного компенсатора. В этом случае $E_x=E_y=E_z=0$, Q =переменно (VAR).

2. Полеты в ЧА на малых высотах ($H < 100$ м) в однородном поле Земли с варьированием Q , $E_x=E_y=0$, $E_z=const=C$, Q =VAR.

3. Полеты в ЧА в поле Земли с постоянным зарядом и определенным креном, $E_x=0$, $E_y=C \sin \alpha$, $E_z=C \cos \alpha$, $Q=const$.

4. Полеты в ЧА в поле Земли с постоянным Q и определенным тангажом, $E_x=C \sin \theta$, $E_y=0$, $E_z=C \cos \theta$, $Q=const$.

5. Полеты в ЧА вблизи облаков с разрядами молний, $dE_x/dt=0$, $dE_y/dt=0$, $dE_z/dt=0$, $dQ/dt=0$.

6. Полеты в ЧА вблизи электризованного облака, $Q=const$, $E^E=VAR$.

7. Полеты 2-х СМЛ каждый из которых играет роль и источника поля E и измерителя, $E_x=f_x(Q', r)$, $E_y=f_y(Q', r)$, $E_z=f_z(Q', r)$, $Q=const$.

8. Полеты в ЧА вблизи электризованного облака или «заряда СМЛ» с последующим использованием программы параметризации В этом случае источник E представляется как система точечных источников q_i с координатами r_i которые формируют поле e_{ij} в точке "j" на траектории полета. Функционал минимизируется относительно q_i и K одновременно, $(F(q_i, r_{ij}) - KE^S)^2 = \min$

9. Полеты в ЧА на малой высоте над наземным датчиком, $Q'=const$, $E'=G(Q', r')$.

Опыт эксплуатации нового поколения СМЛ показал, что E , обусловленная собственным зарядом СМЛ, вблизи фюзеляжа современных СМЛ типа АН-12 и ИЛ-18 может достигать значений порядка 10000 В/м даже в безоблачной атмосфере. Понятно, что при существующей погрешности датчиков измерение на этом фоне значений E около единиц В/м сложная техническая и методическая задача. Для уменьшения ошибок, обусловленных собственным зарядом СМЛ, использовались:- (1) компенсация сигнала Q СМЛ на входе усилителя; (2)

компенсация сигнала Q СМЛ на выходе усилителя; (3) компенсация поля Q СМЛ на сенсоре датчика; (4) компенсация заряда всего СМЛ.

В первых трех случаях сигналы, пропорциональные Q СМЛ, подаются соответственно на вход и выход усилителя или на специальную тарировочную пластину датчика. В случае (4) на борт устанавливаются специальные коронирующие иглы, которые позволяют компенсировать токи двигателей, заряжающие СМЛ. Т.е. уменьшая E^Q мы уменьшаем dE_i^s и dE^{EQ} . При использовании первых трех методов ошибки компенсирующих устройств также носят случайный характер, в четвертом случае возможно появление систематических ошибок, обусловленных токами с острий компенсаторов.

Измерения E внутри облаков и аэрозолей в общем случае некорректны т.к. допущения об эквипотенциальности фюзеляжа и однородности поля нарушаются. Сильное зарядение различных диэлектрических обтекателей на фюзеляже потоками аэрозольных частиц может приводить к таким разностям потенциалов фюзеляжа и обтекателя, что возникают явления коронирования и искрового пробоя. Аналогами диэлектрических частей могут становиться обледеневшие металлические части фюзеляжа. Автор лично был свидетелем того, как в результате небольшого обледенения выступающей части датчика E ошибка измерений Ez увеличилась до 50 000 В/м.!

Помимо «естественной» неоднородности E , обусловленной распределением зарядов в облаке, появляются «искусственные» неоднородности, создаваемые аэрозолем, перезаряженным при столкновении с самолетом. Эти перезарядившиеся частицы образуют заряженные слои в непосредственной близости от приборов для измерения E , расположенных на фюзеляже. Геометрические размеры слоев и распределение плотности объемных зарядов в них зависят от большого количества характеристик как исследуемого облака в момент пролета (водность, размеры частиц, фазовое состояние, температура), так и самолета (особенности геометрии самолета, угол тангажа, материал покрытия зоны контактов атмосферных аэрозолей с фюзеляжем, состояние этого покрытия, скорость самолета). Эти характеристики могут существенно меняться во времени и пространстве даже во время отдельного единичного пересечения облака. Соответствующим образом будет меняться и систематическая погрешность измерений E . Эксперименты показали, что в облаках со смешанной фазой ток зарядения современных самолетах может превышать 100 мА[2]. Простейшие оценки показывают, что при таких токах погрешности E , обусловленные «искусственными» неоднородностями могут достигать 1000000 В/м. Таким образом, при измерениях E в облаках и аэрозолях возникают источники систематических погрешностей, обусловленные взаимозарядением самолета и его отдельных частей и облачных частиц. Величина погрешности может существенно (на порядок и более) превышать измеряемые значения E и при этом достаточно быстро и неконтролируемым образом меняться в процессе измерения.

Практически все описанные выше методы повышения точности измерений E вне облаков и аэрозолей были опробованы на реальных самолетах (ИЛ-14, ТУ-104, ИЛ-18 «Циклон», ИЛ-18 «Взлет», АН-12 «Циклон», ЯК-40, АН-24). При практической реализации этих методов пришлось преодолеть массу дополнительных проблем связанных с особенностями распределения E «хорошей погоды», заряда самолета и эффективности активного компенсатора с высотой. Но полученные результаты оправдали затраченные усилия. Например, ниже приведены начальная и уточненная матрицы K для СМЛ АН-12 № 11530.

	Начальная матрица K				Уточненная матрица K			
	E_x	E_y	E_z	E_q	E_x	E_y	E_z	E_q
верх	0	0	1.67	0.55	0.07	0	3.04	0.32
низ	0	0	3.51	0.74	0.05	0	5.53	0.64
бок	0	0.52	0	0.43	0.06	1.74	0.14	0.32
хвост	1.03	0	0	1.00	4.11	0	1.13	0.84

Видно, что хотя по чертежам датчики расположены на пересечении электронейтралей, симметрия наблюдается только для E_y , да и абсолютные значения коэффициентов отличаются в разы. При исследованиях 2-х однотипных самолетов ИЛ-18 было получено, что вследствие конструктивных особенностей установки датчиков отношение коэффициентов формы верхнего и нижнего датчика для СМЛ «Циклон» равно 1.8, а для СМЛ «Взлет» – 0.8. Следовательно, без предлагаемых исследований были возможны ошибки не только в величине, но и в знаке E_z . Еще одним примером успешного использования предлагаемых методик являются измерения с помощью СМЛ ИЛ-18 «Взлет» (см. выше !) трендов E Земли в 1989 году во время советско-американского эксперимента «Озон» в Арктике. С помощью самолета имеющего такие же двигатели, как и на АН-12, измерялись E порядка нескольких В\м [2].

Следует заметить, что ученые других стран столкнулись с такими же проблемами и решали их сходными методами. Правда существенно позднее [5, 6, 7, 8]

Методика измерений E в облаках существенно более сложная и нуждается в серьезной доработке, а к уже имеющимся и вновь получаемым результатам по измерениям E внутри облаков следует относиться с особой осторожностью, с учетом вышесказанного. Измерения E внутри облаков уже явились причиной появления спорных физических гипотез и это может продолжаться. Особенно если учитывать уникальность таких измерений и сложности с оценкой ошибок этих измерений

Литература

1. Имянитов И.М., Электризация самолетов в облаках и осадках., ГМИ., Л., 385 с., 1976
2. Мартынов А.А., Михайловский Ю.П. Результаты самолетных измерений атмосферного электричества в Арктике весной 1989 г.. 4 ВС. Симпозиум по атмосферному электричеству, Нальчик, с. 62-63, 1990.
3. Михайловский Ю.П., Б.А. Белов, Б.Ф. Евтеев, Ю О точности измерений напряженности электрического поля и заряда самолета, Проблемы атм. эл-ва, ГМИ, Л., 1990, с. 138-146
4. Михайловский Ю.П. О проблемах контроля электрического состояния облаков. Научная конференция институтов Росгидромета «Теоретические и экспериментальные исследования конвективных облаков», 2008, С-П, с. 28-30.
5. Anderson, R.V., and J.C. Bailey, Experimental calibrations of an aircraft vector electric field meter system, Int. Aerosp. Ground Conf., 33.1-33.13, 1986.
6. Giori, K.L., J.E Nanevicz, and M.J Baron, Comparison of the electrical charging and discharging environments of multiple aircraft-borne electric-field measurement system, paper presented at the International Conference on Lightning and Static Electricity, Atlantic City, N.J., 1992.
7. Jones, J., Electrical emissions of airplanes flying in electrified clouds and their effect on airplane measurements of cloud electric field, paper presented at the International Conference on Lightning and Static Electricity, Cocoa Beach, Fla, April 16-19, 1991.
8. Mazur, V., L. Ruhnke, T. Rudolph and R. A. Perala, Effect of E-field mill location on the accuracy of electric field measurements with airplane. Int. Aerosp. and Ground Conf., pp. 31.1-31.7, 1986.

МЕХАНИЗМЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ И ВЗРЫВОВ
НА ИОНОСФЕРНУЮ ПЛАЗМУ

Физический факультет СПбГУ

Рассмотрены различные механизмы возмущения концентрации заряженных компонент ионосферной плазмы. Получены представления для концентрации заряженных частиц. При этом источником возмущения концентрации может выступать слабо нелинейное акустическое поле, возбуждаемое над эпицентром землетрясения. Представлены диффузионный, ионно-звуковой и магнитозвуковой механизмы формирования возмущения ионосферы.

В атмосфере и ионосферной плазме постоянно происходят процессы перераспределения вещества. Интенсивные процессы, приводящие к нелинейным волновым движениям, обусловлены действием источников высокой энергии: землетрясения, вулканы, взрывы. Возмущения нейтральной компоненты атмосферной среды и ионосферы, по мере распространения их вверх, приводят к воздействию на заряженные компоненты. Благодаря сложному составу неоднородной среды благодаря анизотропии, возможны различные механизмы такого воздействия.

Процесс соударения нейтральных частиц с заряженными частицами (ионами и электронами) приводит к диффузионному возмущению концентрации заряженных компонент. Перемещение таких возмущений происходит со скоростью близкой к скорости звука. Превышение скорости звука происходит за счет слабой нелинейности процесса.

После проведения промышленных взрывов [1-3] и подземных ядерных взрывов [4, 5] выяснилось, что существуют другие механизмы воздействия на заряженные компоненты плазмы. В частности, был обнаружен более быстрый (менее чем через 5 минут после взрыва) отклик нижней ионосферы на взрыв. Была отмечена модификация неоднородности плазмы нижней ионосферы. Эксперименты указали на существование новых эффективных механизмов преобразования акустического импульса в электромагнитное возмущение нижней ионосферы. Согласно теоретическим оценкам и экспериментальным данным [6-8] происходят магнитогидродинамические (МГД) [9] возмущения ионосферной плазмы при воздействии землетрясений и взрывов. Такие вариации имеют временные масштабы от секунд до десятка минут. Возможна генерация ионно-звуковых волн [10, 11].

1. Рассмотрим диффузионный механизм возмущения концентрации заряженных компонент ионосферной плазмы. Для описания обратимся к совокупности

квазигидродинамических уравнений [12] сделав ряд упрощений ($t_0 \gg \frac{1}{v_{in}}$; $t_0 \gg \frac{1}{v_{en}}$;

$\frac{\bar{\omega}_e L}{v_e l_e} \gg 1$; $L^2 \gg l_e^2$; $L^2 \gg l_i^2$ где t_0 - время в течении которого происходят характерные

изменения основных величин, l - длина свободного пробега, L - характерный пространственный масштаб, $\bar{\omega}_e$ - среднее арифметическое значение тепловой скорости электрона, а также опускаем силы не электромагнитного происхождения):

$$-\nabla p_e + eN_e \left(\vec{E} + \mu_0 \left[\vec{V}_e, \vec{H}_0 \right] \right) + m_e v_{ei} \left(\vec{V}_e - \vec{V}_i \right) N_e + m_e v_{en} \left(\vec{V}_e - \vec{V}_n \right) N_e = 0$$

$$-\nabla p_i - eN_i \left(\vec{E} + \mu_0 \left[\vec{V}_i, \vec{H}_0 \right] \right) + m_e v_{ei} \left(\vec{V}_i - \vec{V}_e \right) N_e + M_i v_{in} \left(\vec{V}_i - \vec{V}_n \right) N_i = 0$$

используя уравнения состояния $p_{e,i} = N_{e,i} \kappa T_{e,i}$ и $N(\vec{r}, t) = N_0(z) + N'(\vec{r}, t)$, и исходя из требования квазинейтральности плазмы, т.е. $N_e = N_i = N$ разрешим данную систему относительно \vec{V}_i в предположении $\vec{V}_i \approx \vec{V}_e$ и $M_i v_{in} \gg m_e v_{en}$, и получим соотношение

$$\vec{V}_i \cong \frac{\vec{V}_n - \kappa \nabla N' [T_e + T_i]}{N_0 M_i v_{in}}.$$

Выражение для скорости ионов совместно с уравнением неразрывности для концентрации дает уравнение диффузии: $\frac{\partial N'}{\partial t} - \nabla(D \nabla N') = F_n$

$$\text{где } D = \frac{\kappa [T_e + T_i]}{M_i v_{in}} - \text{коэффициент амбиполярной диффузии, } F_n \cong -\vec{V}_n \frac{1}{M_i} \nabla \left(\frac{1}{v_{in}} \right) - \frac{\text{div} \vec{V}_n}{M_i v_{in}}$$

Основной вклад вносит значение скорости \vec{V}_n нейтральных компонент. При этом, получая решение отдельной акустической задачи [13,14] для \vec{V}_n неявно удаётся учесть как нелинейность, так и неоднородность среды, в которой происходит распространение акустических возмущений.

2. В ионосферной плазме в средних широтах на высоте 120-420 км выполнено условие неизотермичности $T_e \gg T_i \gg T_n$, для оценки полей можно ограничиться ионно-звуковым приближением [13-15] и процессы в плазменной компоненте описать длинноволновым приближением для ионного звука:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho V) = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial z} = -V_s^2 \rho^{-1} - v_{in}(V - V_n)$$

где t, z - время и координата; ρ, V - плотность и скорость; $V_s = M_i^{-1/2} (\kappa T_e)^{1/2}$ - скорость ионного звука. Так как $v_{in} \sim \rho_n(t, z)$, то v_{in} также зависит от t и z . Скорость нейтральных частиц V_n - сторонний источник возмущения полей ρ и V которые описывают плазму в целом и являются квазистационарными. Происходит перемещение поля со скоростью близкой к скорости звука при соответствующей медленной эволюции профиля, при этом имеет место неравенство $a_0(z) V_s^{-1} \approx \sqrt{T_n/T_e} \ll 1$, a_0 - линейная (невозмущенная) скорость звука. Индекс 0 здесь и ниже относится к невозмущенным полям. Отдельно обратим внимание, что акустическое поле $V_n(z, t)$ - слабо нелинейное; формируемая ударная волна также будет слабой. Для квазистационарного процесса в плазме поля имеют структуру $f(z, t) F(\xi)$, в которой $f(z, t)$ - медленно изменяющаяся функция (по сравнению с $F(\xi)$), $\xi = z - a_0(z)$. При этом существует приближенная связь между концентрацией заряженных частиц и скоростью плазмы

$$N_i \approx N_e \approx N_0 \left(1 - \frac{V}{a_0(z)} \right)^{-1} \quad (1)$$

В области $\xi \geq 0$ перед фронтом ударной волны нейтральной компоненты будем иметь [15, 17] при $a_0 \ll V_s$ представление $V \approx a_0(z) [1 + A \exp(\xi \xi_0(z)^{-1})]^{-1}$, $\xi \geq 0$ (2)

где $\xi_0 \equiv V_s^2 a_0^{-1} v_{in}^{-1}$ - пространственный масштаб неоднородности плазмы, а постоянная A находится из условия «сшивания» полей при $\xi = 0$. В приближении полного увлечения зарядов нейтральной компонентой на фронте $\xi = 0$ будем иметь соотношение

$A = -1 + a_0 v_{ni}^{-1}$ (3), где индекс 1 относится к полям на фронте ударной волны нейтральной компоненты. На основе (1)-(3) получим описание для концентрации заряженных частиц $N \approx N_0(z) \left[1 + A^{-1} \exp(\xi \xi_0^{-1}) \right]$

3. Один из механизмов, приводящих к распространению возмущения со скоростями, большими, чем скорость звука заключается в трансформации акустических и акустико-гравитационных волн в волну, близкую по своим свойствам к волне магнитозвуковой. Трансформация описывается приближенно: считается, что на высоте нижней ионосферы возбуждается ток под действием акустико-гравитационной волны. Этот ток рассматривается как сторонний источник волн в верхней ионосфере. Возбуждаемый таким способом волновой процесс распространяется от Земли вверх со скоростью звука только до нижней ионосферы, а в ионосферной плазме скорость его порядка скорости Альфвена.

Интересуясь полями в области "низких" частот $\omega \ll v_{in}$ и пренебрегая инерционными членами в уравнениях движения $V_n \gg a^2 \frac{M}{m} \frac{1}{Len}$ (где a - скорость звука; L - пространственный масштаб изменения полей; $L \geq 10^4$), и при учете неравенств $\omega_{Hi} \ll v_{in}$; $\omega_{He} \ll v_{en}$ получим оценку плотности тока \vec{j}_0 , наведенного в нижней ионосфере под действием акустико-гравитационных волн: $\vec{j}_0 \approx |e| N_{0e}(\vec{r}) \vec{V}_{n\perp}(\vec{r}, t)$.

Этот ток в основном сосредоточен в области максимума электронной концентрации $N_{0e}(\vec{r})$ в слое E ионосферы; создается он главным образом за счет поперечной к вектору \vec{H}_0 компоненты вектора скорости движения нейтральных частиц в акустико-гравитационной волне.

Переходя к рассмотрению волн в верхней ионосфере, возбуждаемых источником \vec{j}_0 , и приводящих к возмущению концентрации заряженных частиц (волны, близкие по своей природе к магнитозвуковым), поле в верхней ионосфере, опишем системой уравнений трехкомпонентной частично ионизированной холодной (интересуемся процессами, характерная скорость которых значительно больше тепловых скоростей частиц) плазмы. Скорость нейтральных частиц \vec{V}_n будет функцией неизвестной (все поля создаются сторонним током \vec{j}_0 , расположенным в нижней ионосфере). Будем интересоваться возмущением концентрации заряженных частиц $N_e' \approx N_i'$.

Для упрощения задачи ограничимся случаем, когда $\vec{n} \parallel \vec{z}$ и \vec{j}_0 не зависит от угловой переменной φ (ниже z, r, φ - цилиндрические координаты).

Оценивая возмущение концентрации $N_i'(r, z)$ в предположении, что имеет место аппроксимация источника вида $\vec{j}_0 = \vec{f}_0 r_0 / r \exp \left[- \left(\frac{z - z_1}{z_0} \right)^2 - \frac{r^2}{r_0^2} \right]$ где $\vec{f}_0 = |e| N_{0e}(z_1) \vec{V}_{n\perp}(z_1, r_0) \exp(1)$

r_0, z_0 характеризуют горизонтальный и вертикальный масштабы \vec{j}_0 , приходим к интегральному представлению

$$N_i'(\vec{r}) / N_{0i} = A r_0^3 \int_0^\infty dk \Psi(k) \frac{k^3 J_0(kr)}{\sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{V_a^2} \beta^2}} \exp \left[- \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{V_a^2} \beta^2} (z - z_1) \right] \quad (4)$$

$$\text{где } A = -\frac{\sqrt{\pi}}{8H_0} \exp(1) |e| N_{0e}(z_1) z_0 V_{n\phi}(z_1, r_0); \Psi(k) = \frac{4 \exp\left[\frac{k^2 z_0^2}{4}\right]}{k^2 r_0^2 i \sqrt{\pi}} \left[1 - \exp\left(-\frac{k^2 z_0^2}{4}\right) \right]$$

Интересуясь приближением "малых" вертикальных масштабов источника $z_0 \ll \lambda$, где $\lambda \sim \frac{V_a}{\omega} |\beta|^{-1}$ - длина характерной волны. При достаточном удалении по вертикали от источника $(z - z_1) \gg z_0$ функция $\Psi(k)$ в (4) упрощается к виду

$$\Psi(k) \cong \frac{4}{k^2 r^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{k^2 z_0^2}{4}\right) \right] \quad (5)$$

В предельном случае "малых" вертикальных и горизонтальных размеров источника ($z_0 \ll \lambda; r_0 \ll \lambda$ в области $z - z_1 \gg z_0$ допустимо дальнейшее упрощение формулы (4)

$$\Psi(k) \approx 1 \quad (6)$$

В соответствии с представлениями (5) и (6) интеграл (4) приводится к виду (7) и (8)

$$N'_i(\vec{r}) / N_{0i} \approx AB \left(\frac{r_0}{R} \right)^3 \exp\left[\frac{i\omega}{V_a} \beta R \right] \quad (7) \quad \text{где } z_0 \ll \lambda; \quad r_0 \ll \lambda; \quad (z - z_1) \gg z_0$$

$$R = \sqrt{r^2 + (z - z_1)^2}; \quad B = \left(\frac{\omega}{V_a} \beta r \right)^2 + [r^2 - 2(z - z_1)^2] R^{-2} \left[\frac{i\omega}{V_a} \beta R - 1 \right]$$

Представление для $N'_i(\vec{r})$, соответствующее приближению (6), имеет вид

$$N'_i(\vec{r}) / N_{0i} \approx 4Ar_0 \left[R^{-1} \exp\left[\frac{i\omega}{V_a} \beta R \right] - Q \right] \quad (8) \quad \text{где } z_0 \ll \lambda; \quad r_0 \ll \lambda; \quad (z - z_1) \gg z_0$$

$$Q = \int_0^\infty dk k \frac{J_0(kr)}{\sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{V_a^2} \beta^2}} \exp\left[-\frac{k^2 r_0^2}{4} - \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{V_a^2} \beta^2} (z - z_1) \right] \approx -\frac{iV_a}{\omega\beta} \exp\left[i \frac{\omega}{V_a} \beta (z - z_1) \right]$$

$$\int_0^\infty dk k J_0(kr) \exp\left[-\frac{k^2 r_0^2}{4} \right] = -\frac{2iV_a}{\omega\beta r_0^2} \exp\left[-\frac{r^2}{r_0^2} + i \frac{\omega}{V_a} \beta (z - z_1) \right]$$

Для оценки эффективности вышеописанного механизма возмущения ионосферной плазмы по формулам (7) и (8) воспользуемся следующими значениями параметров:

$$z_1 \approx 9 \cdot 10^3 \text{ м}; \quad z_0 \approx 10^4 \text{ м}; \quad (z - z_1) \approx 2 \cdot 10^5 \text{ м};$$

$$H_0 \approx 20 A / \text{м}; \quad N_{0e}(z_1) \approx 10^{12} \text{ м}^{-3}; \quad V_{n\phi}(z, r_0) \approx 300 \text{ м/с}, \quad \text{при этом } A \approx 2 \cdot 10^{-2}; \quad B \sim O(1)$$

В случае, если $\omega < v_{in} \frac{N_{0i}}{N_{0n}} \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$, $\beta \approx \frac{N_{0n}}{N_{0i}} \approx 10^3 \div 10^4$, то волна в верхней ионосфере будет слабозатухающей. Распространение ее будет происходить со скоростью

$$V_0 = \frac{V_a}{\beta} = \sqrt{\frac{\mu H_0}{\rho_0}} = (3 \div 10) 10^3 \text{ м/с}. \text{ Скорость } V_0 \text{ соответствует альфвеновской скорости в слабо}$$

ионизированной плазме. В этом приближении ток \vec{j}_0 , наведенный в нижней ионосфере, возбуждает в верхней ионосфере магнитозвуковую волну (поле V_{ir}) и альфвеновскую волну (поле V_{if}).

При $\omega < v_{in} \frac{N_{0i}}{N_{0n}}$ и при условиях (7,8) имеем оценку

$$\left| N'_i(\vec{r})/N_{oi} \right| \sim 2 \cdot 10^{-2} (r_0/R)^3 \quad ; \quad \left| N'_i(\vec{r})/N_{oi} \right| \sim 8 \cdot 10^{-2} (r_0/R + \frac{2\lambda}{r_0})$$

$$z_0 \leq \lambda; \quad r_0 \ll \lambda; \quad (z - z_1) \geq z_0 \quad ; \quad z_0 \ll \lambda; \quad r \geq \lambda; \quad (z - z_1) \geq z_0$$

где $\lambda \geq \frac{3 \cdot 10^4}{(1 \div 10)(1 \div 10^{-1})} M$.

Приведенные оценки позволяют надеяться на экспериментальное обнаружение возмущения концентрации заряженных частиц в верхней ионосфере, обусловленное описанным механизмом. Особенность механизма – «задержка» возмущения в верхней ионосфере определяется в основном временем распространения акустико-гравитационной волны только до слоя *E*. Кроме этого, величина возмущения пропорциональна величине максимальной концентрации в слое *E*.

Сложная структура ионосферной плазмы является причиной того, что круг вопросов, связанных с воздействием импульсных источников большой мощности, оказывается чрезвычайно широким. Это, прежде всего описание нелинейного возмущения атмосферы и нейтральной компоненты слабо ионизированной ионосферы. Следующей проблемой является выявление механизма (или нескольких механизмов) возмущения нижней ионосферы и возбуждения в ней токовой системы. Дальнейшее перемещение возмущения вверх сопровождается сложным волновым взаимодействием: диффузионное возмущение, создание ионно-звукового предвестника, распространение быстрой магнитозвуковой волны. Магнитозвуковая волна является способом создания быстрого отклика верхней ионосферы на сейсмическое воздействие.

Перечисленные механизмы возмущения концентрации заряженных компонент ионосферной плазмы не являются единственно возможными, или единственно происходящими. При этом преимущественное действие каждого механизма может быть градировано как минимум по высотному параметру и по времени задержки отклика ионосферы. Совместное взаимодействие и конкуренция механизмов возмущения ионосферы, требует дальнейшего отдельного исследования. Следует отметить недостаточный объем экспериментального подтверждения реализации возмущений ионосферы, обусловленный отдельным конкретным механизмом.

Литература

1. Альперович и др.// Докл. АН СССР. 1983, Т.269, №3, С.573
2. Гальперин и др. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1985, №11, С.88
3. Blanc E., Jacobson A.R.// Radio Sci. 1989. Vol.24, N 6. P. 739
4. Blanc E. // Annales Geophysicae. 1985. Vol. 3. No. 6. P. 673-688.
5. Гохберг М.Б. и др.// Докл. АН СССР. 1990. Т. 313. № 3. С. 568-574.
6. Альперович и др.// Изв. АН СССР. Физика Земли. 1979, №3, С.58
7. Сурков В.В. Электромагнитные эффекты при взрывах и землетрясениях М.:МИФИ, 2000.
8. Борисов Н.Д., Моисеев Б.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33, №8. С.902
9. Павлов В.А.// Волновые процессы в ионосфере. – Алма-Ата: Наука, 1987.
10. Безрученко Л.И., Павлов В.А.// Вестник СПбГУ. 1997, сер.4, выпуск 4(№25), С.138-141
11. Гохберг М.Б., Шалимов С.Л. Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу М.: Наука, 2008.
12. Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы М.: Наука, 1974
13. Павлов В.А.// Геомагнетизм и аэрономия. 1986, Т.26, №5, С.807-815
14. Лебедев С.В., Павлов В.А.// Вестник СПбГУ. 2009, сер.4, выпуск 1, С.52-61
15. Авраменко Р.Ф и др.// Письма в Журн. exper. и теор. физ. 1981. Т. 34. С.485-487
16. Павлов В.А.// Физика плазмы. 1996. Т.22 №2. С.182-187
17. Павлов В.А.// Физика плазмы. 1992. Т.18 №10. С.1368-1371

А.А.Пылаев⁽¹⁾, О.В.Соляков⁽²⁾, Л.Г.Тамкун⁽¹⁾

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ
РАДИОСИГНАЛОВ ККС ГЛОНАСС/GPS 'ШЕКСНА' ДЛЯ СЛОЖНЫХ ТРАСС
С НАЛИЧИЕМ ЛЕСНОЙ РАСТИТЕЛЬНОСТИ

⁽¹⁾ Физический факультет СПбГУ

⁽²⁾ СПГУВК

В работе сопоставлены экспериментальные измерения сигналов ККС 'Шексна' с соответствующими теоретическими расчётами в условиях распространения сигнала над электрически неоднородной подстилающей поверхностью. Показано, что для многокусочных многослойных трасс с различными электрическими проводимостями слоёв возможен подбор эффективной проводимости, характеризующей всю трассу с хорошей степенью точности. Для трасс, содержащих территории, покрытые лесом различной плотности, удовлетворительное совпадение с экспериментом даёт использование модели леса-слоя. Экспериментально подтверждено сильное влияние наличия леса на трассе летом на уровень сигналов ККС.

1. Дифференциальные подсистемы спутниковых навигационных систем (СНС) позволяют существенно повысить точность определения местоположения потребителей путем передачи корректирующих поправок. Передача этих поправок в прибрежных морских водах, а также в районах развитого речного судоходства осуществляется с помощью специальных радиомаяков - контрольно-корректирующих станций (ККС), работающих в диапазоне средних радиоволн (283.5 - 315 кГц в Европе). Одной из причин, ограничивающих зону действия этих радиомаяков, является ослабление сигнала земной волны при распространении над реальной земной поверхностью.

Сложность решения поставленной задачи состоит в том, что реальные трассы всегда неоднородны по своим свойствам. Неоднородности по глубине (слоистость) формально учитывается введением понятия поверхностного импеданса рассматриваемого фрагмента трассы [1], и тогда проблема состоит в расчете функции ослабления для двумерных трасс. Как показано в [2], в случае слабой зависимости импедансов от поперечной координаты, исходное двумерное интегральное уравнение Кирхгофа, определяющее функцию ослабления, можно свести методом стационарной фазы к одномерному виду. Учитывая громоздкость численного решения интегрального уравнения, нами был использован эвристический метод Миллингтона [3]. Изложим его в удобном для реализации виде. Введем понятие «приращение однородной функции ослабления на k-ом участке трассы» по формуле $S_k = V_k / V_{k-1}$, где $k = 1, 2, \dots$ – номер куска, а V_k – функция ослабления со свойствами k-ого куска на длине трассы от начала и включая k-ый кусок. Очевидно, что $V_0 = 1$. Вычисляем произведение всех приращений сначала для трассы передатчик-приемник, а затем для обращенной трассы. Результирующая функция ослабления W требуемой неоднородной трассы определяется как корень квадратный из произведения выше определенных величин. Для практической реализации метода Миллингтона надо иметь программы расчета однородных по расстоянию функций ослабления, которые реализованы нами по алгоритмам работы [4].

Другая проблема состоит в учете неоднородного распределения электрических свойств трасс по вертикальной координате. Это, в частности, имеет место там, где исследуемые трассы проходят над лесными массивами, которые можно представить в модели однородного изотропного леса-слоя с некоторыми эффективными электрическими параметрами $\epsilon_{л}$ и $\sigma_{л}$ [5]. В результате многочисленных экспериментальных и теоретических исследований было получено, что эффективная относительная диэлектрическая проницаемость такого леса-слоя $\epsilon_{л}=1.2$, а его эффективная удельная электрическая

проводимость $\sigma_{\text{л}}$ зависит от сезона (температуры) и изменяется от $1.8 \cdot 10^{-7}$ См/м зимой ($t=-20^\circ$) до $6.7 \cdot 10^{-6}$ См/м весной ($t=0^\circ$) и $2.5 \cdot 10^{-5}$ См/м летом ($t=+20^\circ$). Существенно, что данные эффективные параметры леса-слоя были получены по результатам измерений в ДВ-СВ диапазонах на Северо-западе России [5]. Если высоту леса-слоя при этом принять равной средней высоте деревьев 12 м, а под лесослоем расположена почва с теми или иными свойствами, то формируется по крайней мере двухслойная модель подстилающей поверхности. Формулы расчета импедансов таких структур известны [1], и из них следует, что импедансы слоистых трасс с такими параметрами верхнего слоя для частот ДВ-СВ диапазонов оказываются сильно индуктивными (с аргументом импеданса меньше -45 град.), что при расчетах функции ослабления приводит к возникновению дополнительной поверхностной волны, сильно искажающей поведение как модуля, так и аргумента функции ослабления в зависимости от расстояния, по сравнению с однородными по глубине слабо индуктивными трассами [1].

Однако для оценки этого ослабления необходимо учесть, что леса могут быть распределены по территориям неравномерно. Введем такую величину, как коэффициент покрытия территории лесом Q - отношение площади залесенных участков ко всей исследуемой площади. Тогда, если число локальных участков лес - поле на поверхности, покрытой лесом, велико, то, применяя формулу Миллингтона и линейно-экспоненциальную аппроксимацию зависимости модуля функции ослабления от расстояния (с достигаемой точностью приближения порядка десятых долей децибела), можно получить:

$$\lg(W_q / W_0) = Q * \lg(W_1 / W_0), \quad (1)$$

где

W_q - модуль функции ослабления для трассы с коэффициентом леса $0 < Q < 1$,

W_0 - модуль функции ослабления для трассы с коэффициентом леса $Q=0$,

W_1 - модуль функции ослабления для трассы с коэффициентом леса $Q=1$.

Переходя далее к представлению $/W/$ в дБ, в итоге имеем наглядную формулу для модуля функции ослабления частично залесенной трассы в следующем виде:

$$W_q \text{ (дБ)} = Q * W_1 \text{ (дБ)} + (1 - Q) * W_0 \text{ (дБ)} \quad (2)$$

Так как логарифм модуля функции ослабления примерно пропорционален модулю импеданса, то альтернативным методом учета коэффициента Q для покрытого лесом куска многокусочной трассы является использование соотношения

$$V_q = Q * V_1 + (1 - Q) * V_0, \text{ где } V - \text{импедансы куска.} \quad (3)$$

Показатели коэффициентов покрытия территории лесом Q для отдельных регионов могут быть найдены, например, из Атласа лесов [6].

2. За практические данные напряженности поля в точке приема мы взяли результаты испытаний уровня сигнала локальной ККС «ШЕКСНА» (пос. Иванов Бор), с заявленной мощностью передатчика $P=400$ Вт и рабочей частотой $F=303,5$ кГц. Испытания были проведены в июле 2006 г. при походе на т/х «Сергей Есенин» от Шексны до Петербурга. Для измерений напряженности электромагнитного поля, создаваемого ККС, использовался приемник корректирующей информации (ПКИ – 2), который был размещен в радиорубке, а антенна была вынесена на верхнюю палубу.

Анализ результатов измерений показал, что часть испытаний проводилась в ночное время. Как известно, на частотах СВ ночью возникает отраженный сигнал, сравнимый на расстояниях более 150 км с земным, в то время как в дневное время он практически отсутствует [7]. Очевидно, что это приводит к сильным биениям суммарного поля, и поэтому ночные измерения нами были отброшены. Анализ слоистой структуры дневных трасс проводился на основе созданной нами комбинированной карты электрических свойств территории бывшего СССР, содержащей как данные карты геозлектрических разрезов земли (ГЭР), так и данные о свойствах покровов, включая лес различной плотности [8]. Этот анализ показал, что трассы от ККС до точек приёма в основном покрыты лесом с различными

коэффициентами плотности от $Q=0,37$ до $Q=0,87$. Свойства суши под лесом сначала характеризуются хорошей средней удельной проводимостью $\sigma_{cp1} \approx 0.025$ См/м, а затем, после поворота маршрута на юго-запад и изменения азимута от ККС примерно на 30 градусов, она ухудшается до $\sigma_{cp2} \approx 0.0025$ См/м. Теоретические расчёты функции ослабления для полученных многокусочных трасс проводились нами по методу Миллингтона [3], а учёт влияния леса производился с использованием коэффициентов леса Q из комбинированной карты по формуле (3) и эффективной удельной проводимости леса, соответствующей летним температурам.

Напряженность поля земного сигнала в точке приёма может быть вычислена по формуле:

$$E_r = \frac{300\sqrt{P}}{R} \exp(ikR) \cdot W, \text{ мВ/м}, \quad (4)$$

где R - расстояние между источником и приемником вдоль поверхности Земли, км; k - волновое число, км^{-1} ; P - излучаемая передатчиком мощность, кВт; W - функция ослабления земной волны. Учитывая, что ПКИ-2 был отградуирован в дБ/мкВ/м, а также то, что на малых расстояниях от источника функция ослабления W практически равна 1 и слабо зависит от расстояния, легко оценить реально излучаемую мощность P . Она оказалась равной 40 Ваттам.

На рисунке 1 приведены результаты экспериментальных измерений напряжённости поля ККС 'Шексна' и теоретических расчётов для различных моделей трасс распространения. На сплошной кривой приведены результаты расчётов напряжённости поля для многокусочных, многослойных трасс, полученных при прокладке по комбинированной карте с соответствующими эксперименту координатами источника и приёмника. Для сопоставления также приведены результаты расчётов напряжённости поля в зависимости от расстояния для однородной суши с эффективной удельной проводимостью $\sigma_3 = 0.0056$ См/м, подобранной для нескольких первых трасс, а также для однородного леса с летней эффективной удельной проводимостью, находящегося на суше со значением $\sigma_{cp2} = 0.0025$ См/м.

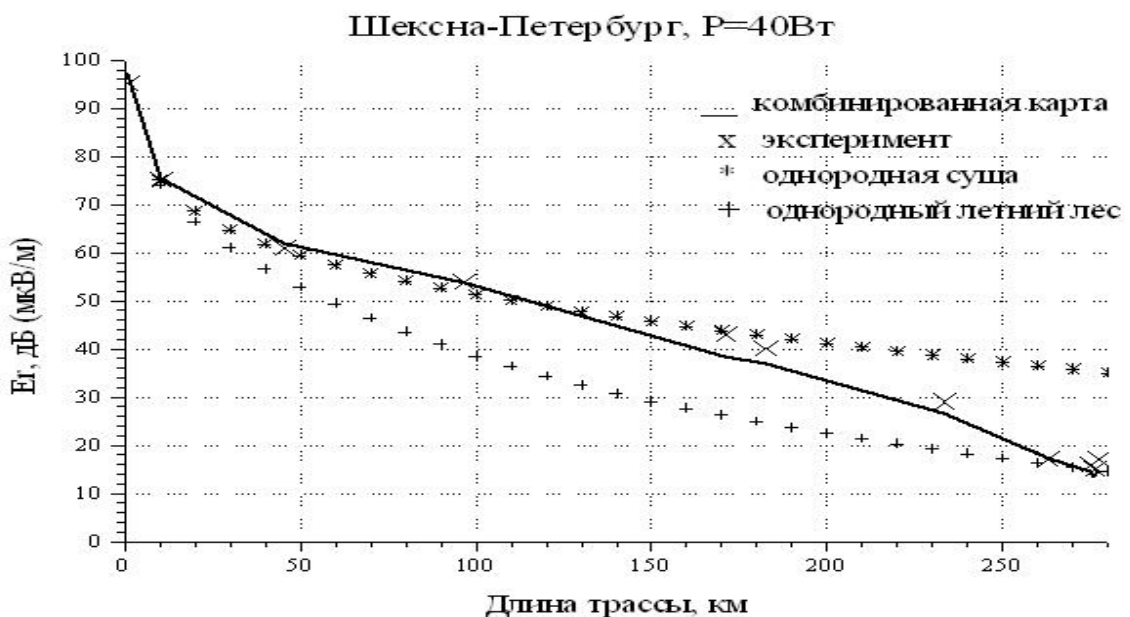


Рис 1. Результаты экспериментальных измерений сигнала ККС Шексна и теоретических расчётов

Из рисунка видно, что наилучшее совпадение экспериментальных измерений с теоретическими вычислениями получается для нескольких первых трасс, проходящих через лес на суше с удельной проводимостью $\sigma_{\text{ср1}} = 0.025$ См/м. При этом хорошее совпадение дают как расчёты для соответствующих многокусочных, многослойных трасс, полученных по комбинированной карте, так и расчёты для однородной суши с подобранной эффективной удельной проводимостью $\sigma_3 = 0.0056$ См/м. Далее приведены результаты измерений и расчёты для трасс длиной более 170 км, азимут на которые от ККС изменился \sim на 30 градусов. Первые приведённые здесь трассы включают как куски суши, так и куски леса с различной степенью плотности, а последние трассы проходят исключительно через лес с максимальной плотностью и электропроводностью подложки $\sigma_{\text{ср2}} = 0.0025$ См/м. В итоге оказывается, что и результаты измерений, и расчёты по комбинированной карте отклоняются в сторону теоретической кривой для однородного летнего леса с удельной проводимостью подложки $\sigma_{\text{ср2}}$. При этом наилучшее совпадение расчётов с экспериментом получается для трасс, проходящих исключительно через лес, а для трасс с лесом различной плотности и включением кусков суши погрешность составляет 1-3 дБ. Причина этого возможно в том, что для сложных трасс с лесом, в результате увеличения влияния леса с расстоянием, начинают большую роль играть погрешности комбинированной карты. Вероятна также меньшая точность применения формулы (3), предполагающей достаточно большое число локальных участков лес-поле на площади, покрытой лесом.

Таким образом, эксперимент подтверждает как возможность применения модели леса-слоя для удовлетворительного прогнозирования радиополей ККС над трассами с лесом, так и замены её на достаточно стабильных по проводимости подложки участках на однослойную модель с подобранной эффективной удельной проводимостью. Также он подтверждает получаемое и теоретически сильное влияние наличия леса на трассе летом на уровень сигнала ККС, которое возрастает с расстоянием.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гюннинен Э.М., Макаров Г.И. Поле точечного диполя над импедансной поверхностью // Проблемы дифракции и распространения волн. Л. Изд-во ЛГУ. 1967. Вып. 5. С. 97-116.
2. Фейнберг Е.Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М. Физматлит. 1999. 496 с.
3. G. Millington. Ground wave propagation over an inhomogeneous smooth earth // PIRE. 1949. Part III, 96. P. 53-64.
4. Пылаев А.А., Тамкун Л.Г. К вопросу о методах расчета функции ослабления земной волны в широком диапазоне расстояний. // Тезисы докладов XIII Региональной конференции по распространению радиоволн. СПб. 2007. С. 19-22.
5. Егоров В.А. Определение эффективных электрических свойств растительного покрова // Тезисы докладов IX Региональной конференции по распространению радиоволн. Санкт-Петербург. 2003.. С. 87- 88.
6. Атлас лесов СССР. ГУГК при СМ СССР. М. 1973. 222 с.
7. Кириллов В.В, Пылаев А.А., Тамкун Л.Г. Исследование характеристик отраженного от ионосферы сигнала СВ-диапазона (теория и эксперимент) // Вестник СПбГУ. серия 4. вып. 2 (№12). 2004.
8. Пылаев А.А., Тихомиров Н.П., Трегубов В.С., Хованский К.Н. Методика построения карт электрических свойств подстилающей поверхности для прогнозирования зон действия дифференциальных подсистем ДГЛОНАСС // Тезисы докладов VI Российской научно-технической конференции "Современное состояние и проблемы навигации и океанографии". Санкт-Петербург. 2007. С. 276-278.

РАСЧЁТ ЗЕРКАЛ 70-МЕТРОВОГО РАДИОТЕЛЕСКОПА П-2500 (РТ-70)

ООО «Научный центр прикладной электродинамики»

Уточнены формулы расчёта образующих антенны Грегори. По конструкторским данным для образующих получена зависимость фокусного расстояния эквивалентного зеркала от угла. Произведен расчёт образующих антенны.

РТ-70, используемый в диапазоне сантиметровых волн, был построен в середине 80-ых и за годы эксплуатации потерял свои характеристики. За эти же годы появились новые возможности оперативного реагирования на эксплуатационные деформации зеркал. Для определения деформаций необходимо знать исходную форму антенны. У нас имелись только расчётные значения расстояния между вершинами зеркал, положение фокуса и таблицы образующих зеркал в 351 точке при равномерном шаге координаты, перпендикулярной оси системы (конструкторские данные) для вертикального положения антенны. С целью получения непрерывных значений образующих зеркал и получения формул для определения связи деформаций с фокусным расстоянием выполнена настоящая работа.

Антенная система П-2500 построена по системе Грегори. Основы её геометрического расчёта имеются в книге [1]. Схема антенны Грегори представлена на рисунке 1. Антенна состоит из двух зеркал: главного радиусом 35 метров и контррефлектора радиусом 3.5 метра. Форма образующей ГЗ – квазипарабола, а образующей КР – квазиэллипс. Использование зеркал с отличными от идеальных образующих (параболы и эллипса) позволяет перераспределить поток электромагнитной энергии, например, при наличии технологического отверстия в центре ГЗ или для ослабления краевых эффектов. Такие зеркала в отдельности уже не имеют фокусов, а имеется единственный фокус у двухзеркальной антенны.

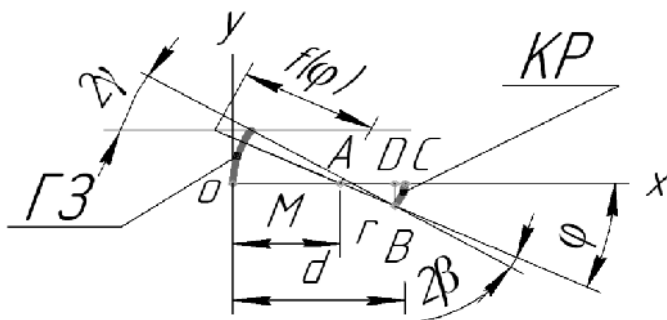


Рис. 1

На рисунке вершина главного зеркала расположена в точке О, вершина контррефлектора – в точке С, фокус двухзеркальной системы расположен в точке А. Точка В – край КР, а точка D – проекция этого края на прямую, проходящую через точку С параллельную оси ox , r – расстояние от фокуса до образующей КР, f – фокусное расстояние эквивалентного зеркала, зависящее от угла φ . Плоская волна распространяется вдоль оси ox .

Профиль КР получим из дифференциального уравнения (1) [1], в котором изменён знак правой части.

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi} = -\frac{f \sin \varphi + 2(r-d) \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}}{2d + 2f \left(\sin \frac{\varphi}{2}\right)^2} \quad r(0) = d - M \quad (1),$$

а образующую главного зеркала - из уравнения

$$x = M + \frac{4d(r-d) + f \sin^2 \varphi (f+2r)}{2(2d - r(1 - \cos \varphi))} \quad (2).$$

Это уравнение с учётом условия апланатизма $y = f \sin \varphi$, задающего вторую составляющую координат ГЗ, совпадает с точностью до знака перед $2r$ с соответствующим уравнением книги [1], полученным для системы Кассегрена, но не приводится к уравнению из этой же книги для антенны Грегори.

Уравнение (2) может быть использовано для взаимного пересчёта параметров образующих ГЗ и КР при известных значениях параметров M , d и f . Кроме того, так как f зависит от угла φ , то при известной форме образующих ГЗ и КР из уравнения (3) можно вычислить зависимость $f(\varphi)$, которую удобно использовать в виде произведения $f(\varphi) \sin \varphi$

$$f(\varphi) \sin \varphi = -r \sin \varphi + \sqrt{(r \sin \varphi)^2 - (4d(r-d) - 2(M-x)(2d - r(1 - \cos \varphi)))} \quad (3).$$

Оценить величину фокального расстояния эквивалентного зеркала можно из геометрических соотношений.

$$f = \frac{rmm}{\sin \left(\operatorname{atan} \left(\frac{BD}{AC - DC} \right) \right)}$$

где rmm – радиус ГЗ.

Это значение фокального расстояния для нашей антенной системы для луча, попадающего на край КР, равно 70 метрам, при этом значение угла φ_{\max} , под которым виден из фокуса край КР равен 30° .

Полученные формулы позволяют рассчитать по значениям M , d , $f(\varphi)$ и φ_{\max} образующие ГЗ и КР. Кроме того, при осесимметричных деформациях ГЗ можно рассчитать соответствующие изменения формы и положения КР.

Из уравнения (3) и конструкторских данных ГЗ и КР получена таблица значений $f(\varphi)$, в которой учтены при конструкторских расчётах антенны диаграмма направленности и наличие технологического отверстия в ГЗ. График $f(\varphi)$ представлен на рисунке 2. При расчётах необходимо учитывать, что k -ые координаты КР не соответствуют k -ым координатам ГЗ, то есть луч, отражённый от поверхности КР с k -ой координатой не придёт к поверхности с k -ой координатой ГЗ.

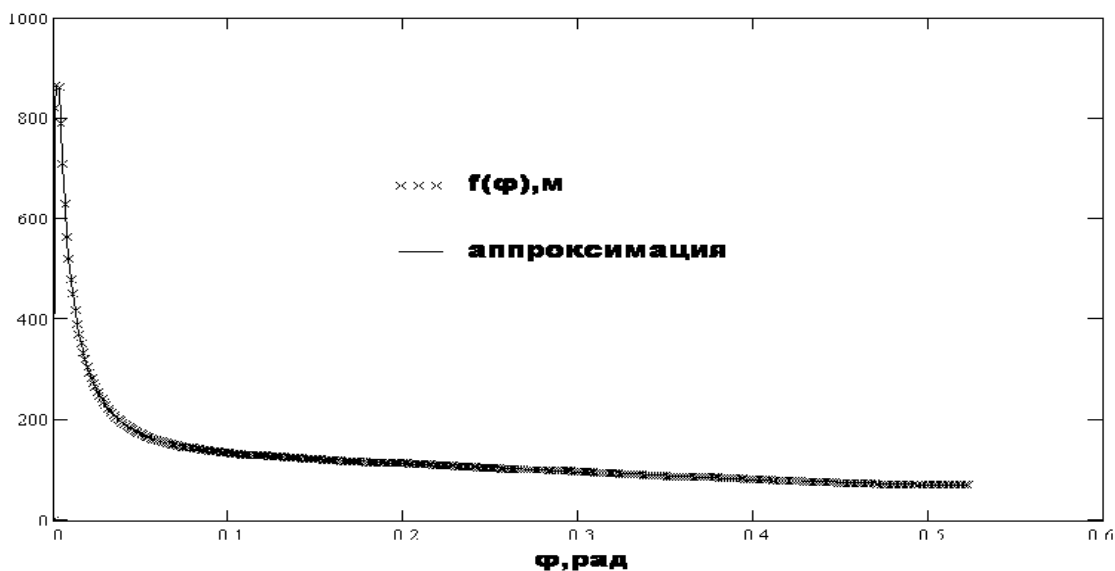


Рисунок 2

Для пары параболического с эллиптическим зеркалами фокусное расстояние эквивалентного зеркала было бы постоянным, а в данном случае пары квазипараболического и квазиэллиптического зеркал фокусное расстояние эквивалентного зеркала зависит от угла и вдоль оси системы резко возрастает.

При учёте полученного графика и использовании аппроксимации кубическими сплайнами расчёт образующей КР даёт СКО - 0.001 мм для данных исключаящих 0.35 м при вершине КР, а СКО для ГЗ - 0.003 мм. Результаты расчётов показали, что антенна спроектирована так, чтобы электромагнитная энергия практически не попадала в окрестность вершины ГЗ при расстоянии от оси антенны $y < 3.5$ м, была равномерно распределена на расстояниях от 6м до 22.5м и от 33.5 до 35м и имела наибольшую плотность от 25 до 33.5м.

Для примера приведём график образующей для центра ГЗ (рисунок 3).

Произведены расчёты ГЗ при различных расстояниях между вершинами зеркал, необходимых для компенсации осесимметричных искажений зеркал; возможен учёт изменения диаметра ГЗ, возникающее под воздействием температур, на это расстояние.

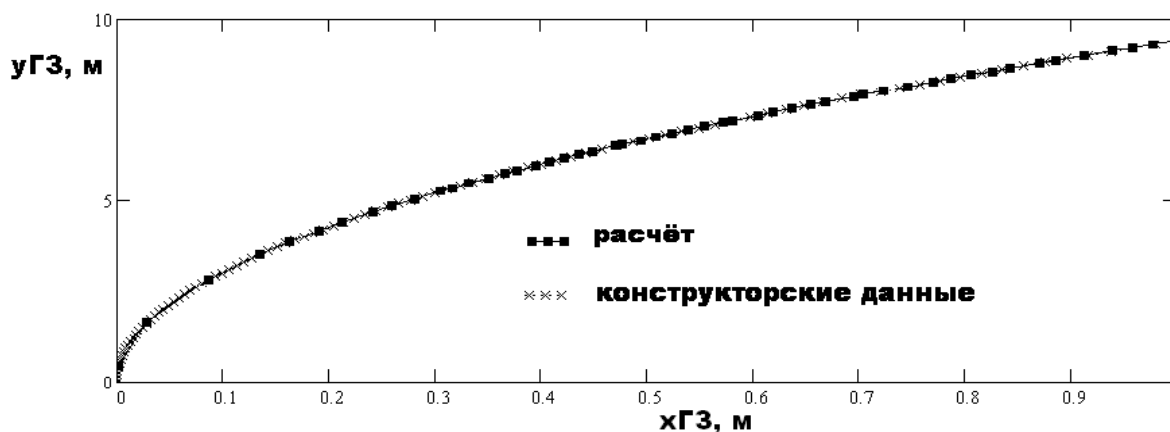


Рисунок 3

По [2] геометрооптическая оценка продольного размера фокального пятна равна

$$l_{\parallel} = \lambda(f/rmm)^2,$$

а поперечного размера -

$$l_{\perp} = \lambda \cdot f/rmm.$$

Так как в нашем случае $f = 70..190$ м, $rmm = 35$ м и $\lambda = 35$ мм, то $l_{\parallel} = 35 \cdot (4..30)$ мм, а поперечный размер можно оценить как $l_{\perp} = 35 \cdot (2..5.4)$ мм. Следовательно, размер фокусного пятна вдоль оси по крайней мере вдвое больше его поперечного размера, что говорит о важности совмещения именно осей в антенне Грегори.

Итак, использование уточнённых уравнений книги [1] совместно с определённой из конструкторских данных зависимостью $f(\varphi)$ и аппроксимацией её кубическими сплайнами позволяет вычислить образующие ГЗ и КР с результирующей ошибкой менее 0.01мм. Необходимо отметить, что вычисляемые таким образом образующие ГЗ и КР будут непрерывными и монотонными функциями угла и других параметров M , d , rmm с непрерывной первой и второй производной.

Литература

1. Бахрах Л. Д., Галимов О. К. Зеркальные сканирующие антенны. Теория и методы расчета. - М., Наука, 1981. – 304 с.
2. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука. 1980. – 304 с.

CONTENTS

LOW FREQUENCY RADIO WAVE RADIATION AND PROPAGATION. MODELS OF THE LOWER IONOSPHERE AND THE EARTH SURFACE.....	3
V.Yu. Belashov, I.A. Dmitriev CALCULATION OF THE EM FIELD OF THE CURRENT ELEMENT FOCUSED NORMALLY TO THE SEMICONDUCTING PLANE The solution of a problem of calculation of the electromagnetic field created by the current element focused normally to the semiconducting plane by means of special updating of a mirror images method is presented	4
T.I. Bichoutskaia and G.I. Makarov THE ASYMPTOTIC OF INFLUENCE FUNCTION FOR A CYLINDRICAL INHOMOGENEITY ON THE HALFSpace The analytical expressions for a near field of a filament of dipoles situated about an edge of cylindrical protrusion from a finitely conducting half-space are constructed. The influence function and its asymptotic including inhomogeneity influence on a far field are studied. The transverse dimensions of inhomogeneity should be small as against the wavelength	8
Yu.P. Galyuk, M.A. Bisyarin, N.Yu. Zaalov, L.N. Lutchenko COMBINED VLF and LF RADIONAVIGATION SYSTEMS DIGITAL RECEIVER for INVESTIGATION of the LOWER IONOSPHERE A digital receiver of ALPHA and LORAN-C Radionavigation Systems is reported to have been elaborated. Principal technical solutions are presented which enable to combine receipt and processing of the radio signals of 11-15 kHz and 100 kHz bands at a unified receiving device with the minimum of analog parts. Possibility of utilization of the combined receiver is discussed for the aim of monitoring the lower ionosphere and detecting the large-scale ionospheric disturbances	12
B.Ch. Dorzhiev, O.N. Ochirov, B.V. Sodnomov SEASONAL VARIATIONS ATTENUATING PROPERTIES OF BIRCH FOREST The attenuation properties of deciduous forest are experimentally investigates in a case of ultra short-pulse location. The seasoned variations of linear attenuation coefficient are revealed at different trees phenology. The estimation of electrical forest parameters are presented for different seasons	16
V.A. Egorov, G.I. Makarov DETERMINATION OF THE EFFECTIVE ELECTRICAL PROPERTIES OF VEGETATION IN THE MODEL OF TWO-COMPONENT MEDIA The problem is solved on determination of the relative complex dielectric permittivity of the vegetation cover by averaging the electrical properties of two-component medium in proportion to their volumes. It is shown that the solution of this problem is independent of the electrical properties of the underlying ground. We suggested the possible use of the solution not only in the LW and MW, but in the meter VHF as well, which is confirmed by experimental data	20
N.V. Kalitenkov, V.I. Milkin FEATURES OF DUAL-USE BAND OF ELECTROMAGNETIC WAVES FOR COMMUNICATION WITH UNDERWATER OBJECTS The report examines the patented method of increasing the reliability of radio channels and reduce radiation power radio transmitters in VLF range of wavelengths of electromagnetic waves for the mapped area, opening approaches to hydroelectromagnetic radio communication. At the same time, the implementation of the considered ways to improve the existing radio communication with an underwater object detection is proposed zones of fracturing or deep fault for their mapping to use for radio and mineral prospecting.	24

V.I. Kirillov, M.I. Beloglazov, V.V. Pchelkin, A.A. Galakhov
ABOUT DIURNAL VARIATIONS OF SLF- AND VLF-RANGES ATMOSPHERICS
AT THE ARCTIC

The results of measurements of atmospherics at 600 Hz and 6000 Hz in obs.PGI "Lovozero" (the central part of the Kola Peninsula) for a few months in 2012. It is shown that on diurnal variation of the field in the quiet geophysical conditions have a significant impact both the parameters of the waveguide "earth-ionosphere" and global lightning activity centers. The transition to summer conditions, leads to a drastic change of the daily variations atmospherics form. Superposed epoch method did not find enough reliable correlation between the decrease in the intensity of atmospherics and GCR 28

E. Latypova, K. Antaschuk, M. Pertel, A. Saraev
MULTI-PARAMETERS MONITORING OF ELECTROMAGNETIC EARTHQUAKE
PRECURSORS IN FREQUENCY RANGE 0.1 HZ – 1 MHZ.

Results of investigations of electromagnetic (EM) earthquake precursors and development of the multi-parameters monitoring technology in frequency range 0.1 Hz – 1 MHz is presented. As the basis for the technology development we use reliable, authentically determined earthquakes precursors, which have been registered by various groups in different regions of the world, with realization the network's monitoring using properly installed multipurpose instruments and integrated data interpretation. The developed technology includes the registration of such EM precursors, as variations of apparent resistivity, electrotelluric anomalies, electromagnetic emission and ionosphere disturbances 32

A.B. Orlov, A.N. Uvarov, O.F. Ogloblina
THE REGULAR LONGITUDINAL – LATITUDINAL VARIATIONS ELECTRON
DENSITY OF THE LOWER DAY-TIME IONOSPHERE

The electron density distribution model of the lower day-time quiet ionosphere (altitude below 75 km) is constructed using theoretical information about the latitudinal dependence of effective loss coefficient and the planetary distribution of atmosphere ionization by Galactic cosmic rays (altitude 50 km). Electron density profile model is corrected by VLF propagation data. Regular latitudinal and longitudinal variations of the electron density and VLF propagation characteristics are discussed 36

M.Poljakov, A.Pylaev
ELECTROMAGNETIC FIELDS FORECASTING UNDER STATISTICALLY NON-
UNIFORM SURFACE

The authors are investigating problems of electrical properties averaging in MW band. By means of statistical modeling method they have found, that the territory for averaging may be rather a great one – up to 200 miles. This result is true for the non-uniform territories of Russian Nord-West. That is why electrical properties maps are getting more handy for usage. As for other regions, the problems needs to be studied 42

V.D. Tereshchenko
INFLUENCE OF THE MAGNETIC FIELD AND GRAVITATION ON UNDULAR
PROCESSES IN THE IONIZED EARTH'S ATMOSPHERE

On the basis of the solution of the magnetohydrodynamics equations the simple dispersion rela for low-frequency undular perturbations in the Earth's atmosphere is obtained. Frequencies, phase group velocities of atmospheric waves are determined at their propagation parallelly perpendicularly to the magnetic and gravitational field, and also in the magnetic meridian plane on magnetic equator 45

HIGH FREQUENCY RADIO WAVE PROPAGATION AND STRUCTURE OF THE UPPER IONOSPHERE	49
F.I. Vybornov, D.S. Kotik, A.V. Pershin STUDY EFFECT OF ARTIFICIAL F-SPREAD USING CADI IONOSONDE	
We present the results of studies of artificial ionospheric diffuse (artificial F-spread), is excited a powerful short-wave radiation heating facility "Sura". For the diagnosis used the digital ionosonde CADI, which is set in the immediate vicinity of the heating facility	50
Gashevskaya O.S., Naryshkin V.I., Strelkov G.M. THE RECTANGULAR CHIRP PULSE IN ATMOSPHERE WITH RESONANCE ABSORPTION	
Dispersive distortions of the rectangular chirp pulse envelope are studied by computational technique. The carrier frequency is in the neighbourhood of 183,36GHz. It is resonance frequency of the only strong absorption line of atmospheric water vapour what is situated in millimetre wave length range. The main feature of envelope distortion is its transformation to two narrow and relatively high peaks, and time interval is pulse duration in between	53
V.E. Zakharov, D.S. Kotova D.S. THE MODEL OF PROPAGATION OF DIFFICULT CHIRP SIGNALS IN THE IONOSPHERE	
The numerical model is worked out to research the dispersive distortions of difficult chirp signals with a various band and average frequency of a spectrum in the ionosphere. The model is employed to the problem of ionospheric sounding and of ionospheric communication HF channels. Both the three dimensional non-uniformity and anisotropy of ionosphere are taken into account	57
V.E. Zakharov, D.S. Kotova SEARCH ON THE DISPERSIVE DISTORTIONS OF DIFFICULT CHIRP SIGNALS PROPAGATING IN THE THREE DIMENSIONAL NON-UNIFORM AND ANISOTROPIC IONOSPHERE	
The numerical experiments are done to estimate the dispersive distortions of difficult chirp signals with a various band and average frequency of a spectrum in the ionosphere. The models of ionosphere and of neutral atmosphere are considered to be non-uniform and anisotropic. The propagation of ordinary and extraordinary HF waves are investigated in dependence on geophysical conditions and also on a choice of the transmitter location on the Earth surface, the location angle and azimuth of emission	61
N.V.Kalitenkov, V.I.Milkin, V.I.Sazanov, F.V.Gurin, A.E.Shulzhenko RESEARCH PROPAGATION HF AT AURORAL RADIO PATHS	
The results of some experiments on the study of propagation characteristics of HF radio waves during the recovery phase of geomagnetic perturbations are presented	65
N.A. Korenkova, V.S. Leschenko, Iu.V. Cherniak TEMPORARY VARIATIONS OF THE ES LAYERS PARAMETERS IN THE KALININGRAD STATION DURING WINTER OF 2010	
In the present paper data Kaliningrad station of time-period variations of fo _s and probability of occurrence of s layer are provided for the winter period 2010 . In January-February of this year in the stratosphere a sudden stratospheric warming was occur which can lead to modification of wind circulation at heights of the bottom ionosphere. In work changes of the Es parameters are presented during all this winter period and a January stratospheric warming as well	68
D.S. Kotova, M.V. Klimenko, V.V. Klimenko , V.E. Zakharov, V.G. Vorobjov, O.I. Yagodkina NUMERICAL SIMULATION OF RADIOWAVE PROPAGATION IN NEAR - EQUATORIAL IONOSPHERE DURING GEOMAGNETIC STORM ON 1– 3 MAY 2010	
This paper presents the simulation results obtained on the basis of numerical model of the radiowave propagation with taken into account three-dimensional irregularity, anisotropy and dispersion of environment (low-latitude ionosphere) obtained using GSM TIP model for geomagnetic storm on May 2010	72

O.A. Maltseva, N.S. Mozhaeva, T.V. Nikitenko, E.V. Vinnik
ADVANTAGES OF THE NEW IRI2010 (IRI-PLAS) MODEL

One possible definition of Ne (h)-profiles of the ionosphere is associated with the use of its total electron content TEC. The new model IRI2010 (IRI-Plas) is differed by inclusion of the plasmaspheric part and adaptation to the TEC. In the present study the plasma frequency f_{ne} of satellites is used to compare methods of adapting the model to different parameters (f_oF_2 , h_mF_2 , TEC), and proposes a model adapted to the frequency f_{ne} . Example of data of stations Loparsk, Leningrad, Moscow shows that the adaptation of the model to the frequency f_{ne} allows us to determine N (h)-profiles during the disturbances

76

E. V. Moskaleva, N. Y. Zaalov

ESTIMATION OF THE LOCAL IRREGULARITIES PARAMETERS OF THE ELECTRON DENSITY OF THE HIGH-LATITUDE IN VERTICAL SOUNDING DATA

Signatures of the vertical sounding data in polar cap are investigated. The model of the high-latitude ionosphere with irregularities (mid-latitude trough, auroral oval, patches, arcs) was developed. Based on this model the vertical ionograms for different time and geophysical conditions were simulated. Parameters of the localized regions of enhanced electron density (critical frequency, size, speed) are estimated by comparison ionosonde data and simulated ionograms

80

A.A. Popov, . . Ribakov

AN EXPERIMENTAL STUDY OF THE METEO-DEFENCE ELEMENTS FROM THE REMOTE-SENSING MICROWAVE RADIOMETRIC SYSTEM

The characteristics of the meteo-defense elements of the ground and aerial remote-sensing systems for determining water content of clouds and atmospheric moisture reserve in the millimeter range are investigated by radiophysical methods in this paper. A meteo-defense element's and a microwave complex aerial's optimal locations are defined. The characteristics of materials that can be used to increase the efficiency and reduce the noise temperature are compared

85

G.M. Strelkov, O.G. Derkach

DISPERSIVE DISTORTION OF RADIO WAVE PULSE WITH SYMMETRIC NONLINEAR FREQUENCY MODULATION IN COLD ISOTROPIC PLASMA

As applied to metre wave length range some features of dispersive distortions are studied for rectangular radio wave pulse with symmetric nonlinear frequency modulation during its propagating through cold isotropic plasma. It is shown the pulse shape at extended ionospheric path is defined wholly by form of its initial amplitude spectrum

88

I.I. Shagimuratov, I.I. Ephishov, Iu. V. Cherniak, E. M. Koltunenکو, N. Yu. Tepenitsina, G.A. Yakimova.

THE FLUCTUATIONS OF GPS SIGNALS IN HIGH LATITUDE IONOSPHERE AND SPACE WEATHER

The GPS observations were used to study occurrence of the GPS signals fluctuations in high latitude ionosphere during geomagnetic 10 October 2010 storm. It was obtained increasing of the TEC fluctuations level and there intensity during storm. The behavior of fluctuations is strongly correlated the dynamics of auroral oval

92

GENERAL PROBLEMS OF RADIATION AND RADIO WAVE PROPAGATION.. 97

V.Yu. Belashov, A.I. Asadullin

PROGRAM MODULE FOR MOBILE EXPERIMENTAL COMPLEX TO INVESTIGATE THE SPATIAL-TEMPORAL STRUCTURE OF EM FIELDS IN THE FREQUENCY

RANGE 5 kHz-2.6 GHz

The paper presents the computer program module for mobile experimental complex to investigate the spatial-temporal structure of the electromagnetic fields generated by both natural and artificial sources. The base algorithms of work of the supervisor are described ... 98

V.Yu. Belashov, E.S. Belashova, A.I. Asadullin

TESTING OF A TIME SERIES ON STATIONARITY IN SYSTEMS OF PROCESSING AND ANALYSIS OF EXPERIMENTAL DATA

The estimating criterion of stationarity of a time series registering in experiments that allows to choose automatically in real time corresponding process of the further processing and analysis of the registered information and, accordingly, to raise reliability of spectral estimations of a signal is offered. The step-by-step algorithm of estimation is given 102

A.D. Vaskin, Y.V. Rybakov

STUDY OF LOW NOISE PYRAMIDAL CORRUGATED HORN-LENS ANTENNA MM RANGE WITH LOW SIDE OF RADIATION.

The aim of this work is the theoretical and experimental study of low-noise antenna as pyramidal corrugated horn. The studies found that it is possible to produce a pyramidal corrugated lens antenna, which will satisfy the conditions with the same parameters as the conical corrugated lens antenna 106

S.N. Galyamin, D.Ya. Kapshtan, A.V. Tyukhtin

ELECTROMAGNETIC FIELD OF A CHARGE MOVING IN A COLD MAGNETIZED PLASMA

Knowledge about the structure of the electromagnetic field produced by a charge moving in plasma plays an essential role for practical implementation of prospective plasma wakefield acceleration technique. Present paper deals with the fields generated by a point charge and a finite charged bunch moving in a cold magnetized plasma along the external magnetic field. Suitable approximations are used for the analysis of the field of point charge in the far-field zone and near the charge trajectory. Singular behavior of some field components near the motion line is noted. A method for numerical calculation of the wakefields produced by relatively small in the orthogonal direction bunch of arbitrary shape is presented 110

A.I. Davidov

APPLICATION OF A DIFFERENTIAL METHOD OF MEASUREMENTS FOR DEFINITION OF VALUES OF ELECTRODYNAMIC PARAMETERS OF ENVIRONMENTS

An application of a differential method of measurements for increase of accuracy of definition of values of electrodynamic parameters of environments in difficult metrological conditions is considered, the meaning of concept «known size» for the given problem is formulated. 114

T.T.Ermolaeva

MEASUREMENT ERROR IN COORDINATE PHYSICAL POINT FOR MEASURING TIME

It is shows that the uncertainty () in physical terms for coordinate measurement time is due to the uncertainty of the volume V_r a physical identity to normalization. The volume V_r is not a parameter of the system being studied and is not considered as a function of the generalized coordinates. Uncertainty () is eliminated when the functions α_a of the relative error (a) in the range of measurement to determine the error amount, i.e., the unit of measure. The properties of functions α_a in measuring the dynamic parameters of microwave absorption in solid dielectrics with phase transitions of various types are discussed 118

D.M.Karavaev, G.G.Shchukin

MICROWAVE RADIOMETRIC SOUNDING OF ATMOSPHERIC MOISTURE AND TEMPERATURE

Some results of the development of microwave radiometric remote sensing method for determination of the temperature and humidity profiles in the atmosphere, integrated water vapor, cloud liquid are discussed. Technical characteristics of modern ground-based radiometric systems for determining of profiles of atmospheric humidity, temperature, cloud liquid are compared. Some results of experiments are presented

122

Yu.P. Mikhailovsky

ABOUT THE ACCURACY OF MEASUREMENTS OF ELECTROSTATIC FIELDS IN THE ATMOSPHERE AND CLOUDS

Considers the questions of the errors of aircraft measurements of the electric field strength (**E**) in a "clean" the atmosphere and in the clouds and aerosols. Proposes methods for reduction of errors caused by the charge of the aircraft (**Q**) and errors of determination of the coefficients of distortion field (**formfaktors K**) for flights in the clean atmosphere. Analyzes the sources of measurement error **E** in the clouds, and the conclusion is made about the need for serious revision of the methodology of the measurements in these conditions

125

V.A. Pavlov, S.V. Lebedev

MECHANISMS OF THE INFLUENCE OF EARTHQUAKES AND EXPLOSIONS ON THE IONOSPHERIC PLASMA

Various mechanisms of perturbations of the concentration charged components of ionospheric plasma are considered. Representations for concentration of the charged particles are received. Thus as a source of perturbations of the concentration can be a weakly nonlinear acoustic field raised over the epicenter of the earthquake. A diffusion, an ion-acoustic and a magnetosonic mechanisms of formation of perturbations of an ionosphere are presented

129

A.Pylaev, O.Soljakov, L.Tamkun

A BOUT EXPERIMENTAL AND THEORETICAL DGPS –DGLONASS MF RADIO-BEACON SIGNALS RESEARCH FOR NON-UNIFORM WAYS WITH FOREST PRESENCE.

It is very important to predict the correct serve district for DGPS radio-beacons. The authors examine results of real experiments of field level measurements for a MF beacon that serves NW territory of Russia. They use their created maps of electrical Earth properties for theoretical calculations. These maps include electrical conductivities for the ground and a forest as a additional layer. The calculations give correct results for distances up to 300 km only if the forest is included in the model and at day time. As for the night, the beacon signal is not reliable because of iono-spherical reflections if distance is more 150 km

134

A.I. Smirnov

MIRRORS DESIGN OF 70-METER RADIOTELESCOPE -2500 (-70)

There were corrected some formulae for design generatrixes of Gregory antenna. We got from constructor data an influence of an angle at equivalent mirror's focus. Design of generatrixes of antenna was done

138

	•	3				
• •	, • •	,	4			
• •	, • •	8				
• •	, • •	, • •	, • •	-	12	
• •	, • •	, • •	16			
• •	, • •	-	-	20		
• •	, • •	24				
• •	, • •	, • •	, • •	-	-	28
• •	-	, • •	, • •	, • •	32	
	0.1	- 1	36			
• ”	• ”	-	• •	-	36	

• • , • •	42
• •	45
	49
• • , • • , • •	F-SPREAD CADI	50
• • , • • - , • •	-	53
• • , • •	- ...	57
• • , • •	-	
	61
• • , • • , • • , • • , • •	65
• • , • • , • •	Es 2010	68
• • , • • , • • , • • , • • , • •		
1 – 3	2010	72

• •	, • •	, • •	, • •	IRI2010 (IRI-Plas)	76
• •	, • •			80
• •	, • •			85
• •	, • •			88
• •	, • •			92
• •	, • •			97
• •	, • •			98
• •	, • •			102
• •	, • •			106

GPS

5 -2,6

• • , • • - , • •	110
• •	114
• •	118
• • , • •	122
• •	125
• • , • •	129
• • , • • , • •	134
• •	70- -2500 (-70).	138
Contents	142
	148

Научное издание

**Сборник трудов региональной XVIII конференции
по распространению радиоволн**