

УДК 538,56:519,25

СВЯЗЬ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СДВ-ПОЛЕЙ С МОДУЛИРУЮЩИМИ СВОЙСТВАМИ ИОНОСФЕРНОЙ ГРАНИЦЫ

Р. С. Шубова

Исследуется влияние модулирующих свойств ионосферной границы на статистические характеристики СДВ-сигналов. Показано, что в условиях многомодового распространения смена стохастической модовой модуляции приводит к изменению статистических характеристик результирующего поля. Обращается внимание на особенности поведения среднеквадратичных отклонений, пространственных и межчастотных корреляторов амплитуды и фазы вдоль дистанции. Полученные результаты проиллюстрированы экспериментальными данными.

Как известно, сверхдлинные волны распространяются на большие расстояния в естественном волноводе, образованном поверхностью Земли и нижней границей ионосферы. Для большинства частот этого диапазона (особенно в ночное время) поле в точке приема формируется с помощью нескольких нормальных волн и носит интерференционный характер. Наряду с интерференцией, обуславливающей квазипериодические замирания средних полей вдоль дистанции, волноводный механизм распространения приводит к ряду особенностей и в статистике СДВ. Прежде всего статистические характеристики зависят не только от случайных факторов [1,2], существенную роль в их формировании играют регулярные параметры. Второй (не менее важный) фактор, влияющий на статистику СДВ-полей, — модулирующие свойства ионосферной границы.

Как показано в [3-6], свойства ионосферы могут изменяться таким образом, что при взаимодействии с СДВ-сигналом будет осуществляться амплитудная, фазовая или смешанная модуляция. Причем в связи с многомодовостью, независимо от вида модовой модуляции, в результирующем поле изменяются оба параметра — амплитуда и фаза, но при этом их статистические характеристики не безразличны к виду первоначальных изменений.

Рассмотрим особенности основных статистических параметров в зависимости от модулирующих свойств ионосферной границы на примере двухмодового волновода. Такая модель широко используется для описания регулярных явлений в волноводе Земля — ионосфера на расстояниях свыше двух-трех тысяч километров (см., например, [7]), ее же удобно применить для установления основных статистических закономерностей СДВ-полей, обусловленных многомодовостью. Хотя, как было показано в [2], одной лишь малости уровня высших мод для ее применения в случае статистической задачи недостаточно. Учитывая, что вклад отдельной нормальной волны в вариации суммарного поля пропорционален величине $E_i(dx_i/dh)$ (E_i и dx_i/dh — амплитуда i -й волноводной моды и производная по высоте ее постоянной распространения), соответствующее ограничение, допускающее использование двухмодового приближения, определяется неравенством

$$E_2 |dx_2/dh| > E_1 |dx_1/dh|_{t>2}.$$

Для описания поля используем феноменологическую модель волновода Земля—ионосфера [1]. Эта схема удобна тем, что выполненные таким образом расчеты представляются в форме инвариантной к виду модели, с помощью которой рассчитывались характеристики отдельных нормальных волн.

Поле в точке приема представим в виде суммы двух нормальных волн

$$E = E_1 e^{i\varphi_1} + E_2 e^{i\varphi_2} = F_1 e^{i\varphi_1} (1 + ae^{i\varphi}) = Ae^{i\varphi}, \quad (1)$$

где $a = E_2/E_1$, $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ — соотношение амплитуд и разность фаз мод (низшую моду условно называем первой). Следуя [1, 2], полагаем, что вторая мода менее устойчива к случайным изменениям канала связи, поэтому вариаций амплитуды δA и фазы $\delta\varphi$ результирующего поля выражаем через вариации интерференционного множителя $(1 + ae^{i\varphi})$:

$$\frac{\delta A}{A} = \frac{a}{A_0} \frac{\partial A_0}{\partial a} \frac{\delta a}{a} + \frac{1}{A_0} \frac{\partial A_0}{\partial \varphi} \delta\varphi, \quad (2)$$

$$\delta\varphi = a \frac{\partial \Psi_0}{\partial a} \frac{\delta a}{a} + \frac{\partial \Psi_0}{\partial \varphi} \delta\varphi.$$

Здесь $A_0 = (1 + a^2 + 2a \cos \varphi)^{1/2}$, $\text{tg } \Psi_0 = -a \sin \varphi (1 + a \cos \varphi)^{-1}$ — амплитуда и фаза интерференционного множителя. Из (2) следует, что величины δA и $\delta\varphi$ определяются модулирующими свойствами ионосферной границы (случайные изменения параметров волноводных мод δa и $\delta\varphi$), а также значениями регулярных параметров в точке наблюдения:

$$\frac{a}{A_0} \frac{\partial A_0}{\partial a} = \frac{\partial \Psi_0}{\partial \varphi} = \frac{a(a + \cos \varphi)}{A_0^2}, \quad a \frac{\partial \Psi_0}{\partial a} = -\frac{1}{A_0} \frac{\partial A_0}{\partial \varphi} = \frac{a \sin \varphi}{A_0^2}.$$

Воспользовавшись выражениями (2), покажем, к каким отличиям в статистических свойствах сигнала приводит преобладание одного из видов стохастической модуляции нормальных волн. Остановимся на предельных ситуациях амплитудной или фазовой модуляции, а также смешанной (амплитудно-фазовой) при двух условиях:

$$1) \delta a = \delta\varphi, K_{a\varphi} = 0, \quad 2) \delta a \neq \delta\varphi, K_{a\varphi} \neq 0.$$

Как показывают расчеты, выполненные в [5, 6], раздельное существование этих ситуаций обусловлено тем, что за вариации амплитуды волноводных мод ответственны в основном области, прилегающие к границе ионосферного слоя, за вариации фазы — более удаленные, отстоящие на расстояние порядка толщины скин-слоя от границы.

Сначала рассмотрим основные статистические характеристики сигнала в одной точке: дисперсию, коэффициенты автокорреляции и взаимной корреляции амплитуды и фазы.

Если при взаимодействии с СДВ-сигналом ионосфера ведет себя как стохастический экран, то в предельных случаях чисто фазового (ФЭ) и амплитудного (АЭ) экранов соответственно имеем:

$$\sigma_a^2 \equiv \langle (\delta\varphi)^2 \rangle \neq 0, \quad \sigma_a^2 = 0 \quad (\text{ФЭ}),$$

$$\sigma_a^2 \equiv \langle (\delta a/a)^2 \rangle \neq 0, \quad \sigma_a^2 = 0 \quad (\text{АЭ}).$$

В этих предельных ситуациях на основании (2) запишем соответствующие выражения для дисперсии вариаций амплитуды и фазы (σ_A^2 и σ_φ^2):

$$\sigma_A^2 = \frac{a^2 \sin^2 \varphi}{A_0^4} \sigma_\varphi^2, \quad \sigma_\Psi^2 = \frac{a^2 (a + \cos \varphi)^2}{A_0^4} \sigma_\varphi^2 \quad (\Phi \text{Э}),$$

$$\sigma_A^2 = \frac{a^2 (a + \cos \varphi)^2}{A_0^4} \sigma_a^2, \quad \sigma_\Psi^2 = \frac{a^2 \sin^2 \varphi}{A_0^4} \sigma_a^2 \quad (\text{АЭ}).$$

Для коэффициентов автокорреляции амплитуды и фазы (K_A , K_Ψ):

$$K_A(\tau) = K_\Psi(\tau) = B_\varphi(\tau) / \sigma_\varphi^2 \quad (\Phi \text{Э}),$$

$$K_A(\tau) = K_\Psi(\tau) = B_a(\tau) / \sigma_a^2 \quad (\text{АЭ}).$$

Для коэффициентов взаимной корреляции между амплитудой и фазой ($K_{A\Psi}$):

$$K_{A\Psi}(\tau) = -B_\varphi(\tau) \sigma_\varphi^{-2} \text{sgn}[\sin \varphi (a + \cos \varphi)] \quad (\Phi \text{Э}),$$

$$K_{A\Psi}(\tau) = B_a(\tau) \sigma_a^{-2} \text{sgn}[\sin \varphi (a + \cos \varphi)] \quad (\text{АЭ}).$$

Здесь $B_\varphi(\tau) = \langle \delta\varphi(t) \delta\varphi(t+\tau) \rangle$, $B_a(\tau) = \langle \delta a/a(t) \delta a/a(t+\tau) \rangle$ — автокорреляционные функции модовых флуктуаций. Условия применимости формул нарушаются в тех случаях, когда первая производная становится равной нулю и возрастает роль малых, но не нулевых следующих членов разложения (2), а также вариаций амплитуды при преобладании фазовой модуляции или фазы — при амплитудной модуляции.

Смена модуляции, как следует из формул, приводит к изменению статистических характеристик. Например, дисперсия вариаций амплитуды σ_A^2 при фазовой модуляции ведет себя, как σ_φ^2 при амплитудной модуляции и, наоборот, σ_Ψ^2 при фазовой, как σ_A^2 — при амплитудной. В обоих случаях дисперсии флуктуаций амплитуды и фазы не равны между собой, хотя случайная вариация, их вызывающая, одна и та же.

Эти отличия обуславливаются разными вкладами, вносимыми регулярными параметрами в точке наблюдения, в результирующие вариации амплитуды и фазы сигнала вследствие интерференционной структуры поля [2]. Вариации также изменяются в соответствии с интерференционной картиной поля, существенно увеличиваясь в окрестности глубоких интерференционных минимумов ($a \approx 1$, $\varphi \approx \pi$).

Таким образом, в условиях многомодового распространения к модовым вариациям, например σ_φ в случае фазовой модуляции, монотонно изменяющимся вдоль дистанции (в соответствии с формулой (10) работы [2] $\sigma_{\rho_i} = \sqrt{Dl} (dx_i/dh) \sigma_h$), добавляются изменения, несущие на себе отпечаток интерференционной структуры регулярного поля. Эта особенность статистических характеристик приводит к тому, что при распространении по одной и той же трассе сигналов двух разных частот их дисперсии могут существенно отличаться.

Так, например, подобную ситуацию отмечают авторы [8]. В отдельные сутки, ночью, на трассе протяженностью ~ 5000 км наблюдался аномально большой рост флуктуаций фазы на частоте 13,6 кГц и оставались неизменными (по сравнению с другими днями) вариации фазы на частоте 10,2 кГц. К росту вариаций фазы на частоте 13,6 кГц, так как на расстоянии ~ 5000 км от передатчика располагается интерференционный минимум поля, могли привести либо смена модовой модуляции, либо приближение минимума вследствие изменения параметров канала связи. На частоте 10,2 кГц эти изменения не сказались, поскольку условия распространения соответствовали, практически, одномодовым.

Перейдем к коэффициентам корреляции. При обоих видах модуляции автокорреляционные функции амплитуды и фазы симметричны, временные радиусы корреляции равны между собой и определяются радиусом корреляции модовых вариаций.

Коэффициенты взаимной корреляции $K_{A\psi}$ в обоих случаях также остаются симметричными. При амплитудной и фазовой модуляции знаки $K_{A\psi}$ противоположны. Радиусы корреляции определяются снова радиусом модовых вариаций.

Теперь обратимся к случаю, когда граница волновода играет роль смешанного (амплитудно-фазового) экрана. Рассматриваем две предельные ситуации. В первой (при $\sigma_a^2 = \sigma_\varphi^2$ и $K_{a\varphi} = 0$) дисперсии флуктуаций фазы и амплитуды результирующего поля оказываются равными по величине:

$$\sigma_a^2 = \sigma_\varphi^2 = (a^2/A_0^4) \sigma_\varphi^2.$$

Дистанционная зависимость $\sigma_\psi = \sigma_A$ на частоте 16 кГц для этого случая приведена на рис. 1. Регулярные параметры сигнала рассчитаны с помощью характеристик распространения, приведенных в [9], при $h \sim 85$ км. Видно, что и в этом случае вариации следуют за интерференционной структурой регулярного поля.

Коэффициенты автокорреляции амплитуды и фазы по-прежнему симметричны:

$$K_A(\tau) = (\sigma_\varphi^2)^{-1} [(a + \cos \varphi)^2 B_a(\tau) + \sin^2 \varphi B_\varphi(\tau)],$$

$$K_\psi(\tau) = (\sigma_\varphi^2)^{-1} [\sin^2 \varphi B_a(\tau) + (a + \cos \varphi)^2 B_\varphi(\tau)],$$

радиусы временной корреляции величин A и ψ равны между собой, если выполняется условие равенства автокорреляционных функций моды $B_a(\tau) = B_\varphi(\tau)$, при этом взаимный коррелятор

$$K_{A\psi}(\tau) = \sigma_\varphi^{-2} \{\sin \varphi (a + \cos \varphi) [B_a(\tau) - B_\varphi(\tau)]\} \equiv 0.$$

Если же $B_a(\tau) \neq B_\varphi(\tau)$, то коэффициенты корреляции результирующей амплитуды и фазы также не равны между собой, $K_{A\psi}$ принимает «двугорбый» вид с минимумом при $\tau = 0$.

Наконец, в общем случае, когда $\sigma_a \neq \sigma_\varphi$, $K_{a\varphi} \neq 0$, $B_a(\tau) \neq B_\varphi(\tau)$, дисперсии и коэффициенты автокорреляции амплитуды и фазы не равны между собой:

$$\sigma_A^2 = \frac{a^2 \sin^2 \varphi}{A_0^4} \sigma_\varphi^2 + \frac{a^2 (a + \cos \varphi)^2}{A_0^4} \sigma_a^2 - 2 \frac{a^2 (a + \cos \varphi) \sin \varphi}{A_0^4} B_{a\varphi}(0),$$

$$\sigma_\psi^2 = \frac{a^2 \sin^2 \varphi}{A_0^4} \sigma_a^2 + \frac{a^2 (a + \cos \varphi)^2}{A_0^4} \sigma_\varphi^2 + 2 \frac{a^2 (a + \cos \varphi) \sin \varphi}{A_0^4} B_{a\varphi}(0),$$

$$K_A(\tau) = a^2 \sigma_A^{-2} A_0^{-4} \{ (a + \cos \varphi)^2 B_a(\tau) - \sin \varphi (a + \cos \varphi) [B_{a\varphi}(\tau) + B_{a\varphi}(-\tau)] + \sin^2 \varphi B_\varphi(\tau) \},$$

$$K_\psi(\tau) = a^2 \sigma_\psi^{-2} A_0^{-4} \{ \sin^2 \varphi B_a(\tau) + \sin \varphi (a + \cos \varphi) [B_{a\varphi}(\tau) + B_{a\varphi}(-\tau)] + (a + \cos \varphi)^2 B_\varphi(\tau) \}.$$

При этом

$$B_{a\varphi}(\tau) = \langle \delta a/a(t) \delta \varphi(t+\tau) \rangle, \quad B_{a\varphi}(-\tau) = \langle \delta \varphi(t) \delta a/a(t+\tau) \rangle,$$

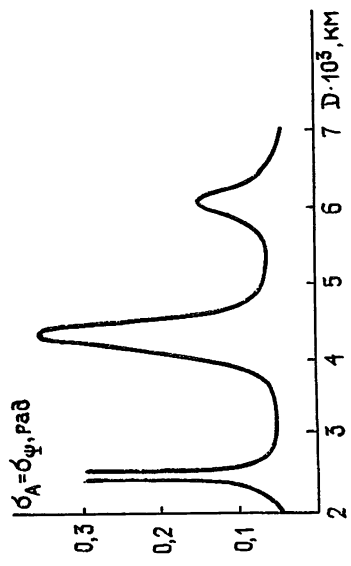


Рис. 1.

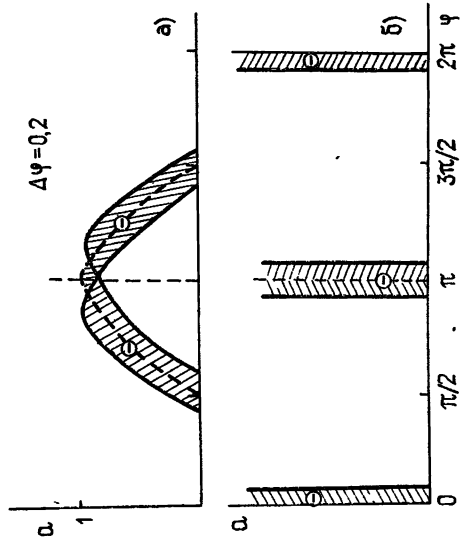


Рис. 2.

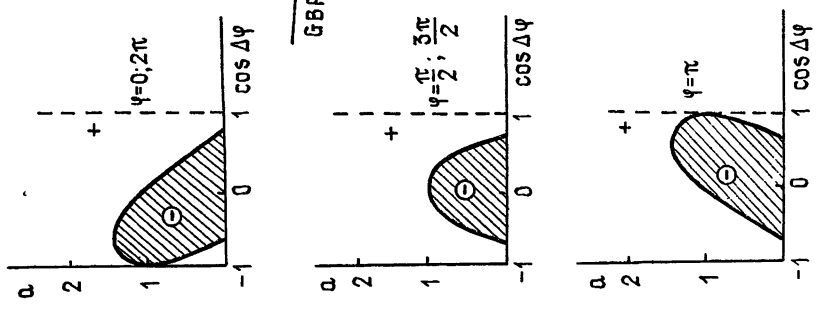


Рис. 3.

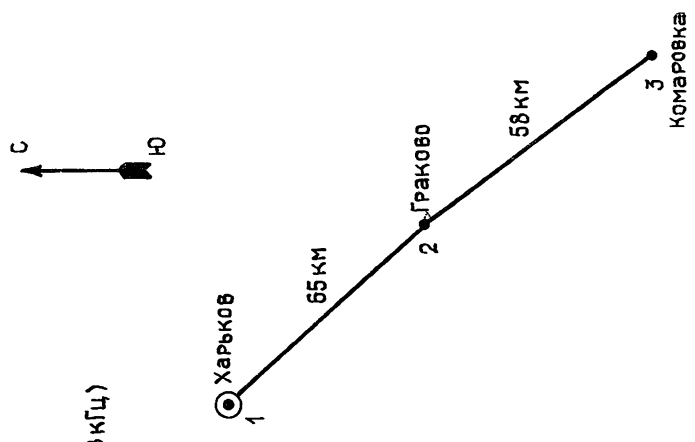


Рис. 4.

Коэффициент взаимной корреляции

$$K_{A\Psi}(\tau) = a^2 (\sigma_A \sigma_\Psi A_0^4)^{-1} \{ \sin \varphi (a + \cos \varphi) [B_a(\tau) - B_\varphi(\tau)] + \\ + (a + \cos \varphi)^2 B_{a\varphi}(\tau) - \sin^2 \varphi B_{a\varphi}(-\tau) \}$$

может стать асимметричным, если максимум $B_{a\varphi}(\tau)$ будет смещен относительно $\tau=0$ (при соизмеримости $B_{a\varphi}(\tau)$ с $B_a(\tau)$ и $B_\varphi(\tau)$). Смещение максимума $B_{a\varphi}(\tau)$, а следовательно, и $K_{A\Psi}(\tau)$ относительно $\tau=0$, поскольку флуктуации δa и $\delta \varphi$ порождаются случайными изменениями ионосферных параметров на разных высотах, естественно связать с перемещениями неоднородностей между этими высотами.

Таким образом, результаты проведенного рассмотрения показывают, что если одновременно регистрировать амплитуду и фазу поля, то по их статистическим оценкам можно восстановить характер стохастической модовой модуляции. А это позволит правильно интерпретировать и использовать экспериментальные данные.

Модулирующие свойства ионосферной границы обуславливают также особенности в поведении статистических характеристик при пространственном и частотном разnose. Рассмотрим коэффициенты пространственной корреляции в предельных ситуациях фазовой и амплитудной модуляции. На основании выражения (2) получаем

$$K_{\Psi_1 \Psi_2}^{(\varphi)}(\tau) = (\sigma_{\varphi_1} \sigma_{\varphi_2})^{-1} \operatorname{sgn} [(a + \cos \varphi_1) (a + \cos \varphi_2)] B_{\varphi_1 \varphi_2}(\tau),$$

$$K_{A_1 A_2}^{(\varphi)}(\tau) = (\sigma_{\varphi_1 \varphi_2})^{-1} \operatorname{sgn} [\sin \varphi_1 \sin \varphi_2] B_{\varphi_1 \varphi_2}(\tau)$$

— фазовая модуляция,

$$K_{\Psi_1 \Psi_2}^{(a)}(\tau) = (\sigma_{a_1} \sigma_{a_2})^{-1} \operatorname{sgn} [\sin \varphi_1 \sin \varphi_2] B_{a_1 a_2}(\tau),$$

$$K_{A_1 A_2}^{(a)}(\tau) = (\sigma_{a_1} \sigma_{a_2})^{-1} \operatorname{sgn} [(a + \cos \varphi_1) (a + \cos \varphi_2)] B_{a_1 a_2}(\tau)$$

— амплитудная модуляция. Индексы «1» и «2» относятся к разным пунктам наблюдения или разным частотам. При небольшом продольном разnose считаем, что $a_1 = a_2 = a$. Из формул видно, что имеются некоторые границы, на которых происходит смена знака коррелятора. Так, в случае фазовой модуляции уравнение границы $a = -\cos \varphi$ для коррелятора $K_{\Psi_1 \Psi_2}^{(\varphi)}$, и $\varphi = 0, \pi, 2\pi$ — для коррелятора $K_{A_1 A_2}^{(\varphi)}$. В случае преобладания амплитудной модуляции, наоборот, $\varphi = 0, \pi, 2\pi$ является границей смены знака фазового коррелятора $K_{\Psi_1 \Psi_2}^{(a)}$, $a = -\cos \varphi$ — амплитудного $K_{A_1 A_2}^{(a)}$. При расположении пунктов наблюдения по одну сторону указанных границ знак соответствующего коррелятора оказывается положительным, по разные стороны границы — отрицательным. На рис. 2 для небольшого пространственного разnose пунктов наблюдения относительно границ показаны области отрицательных значений корреляторов при фазовой модуляции ($\varphi = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$, $\Delta\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)/2 = 0,2$).

Поскольку a и φ зависят от длины трассы, то приведенные графики фактически иллюстрируют дистанционную зависимость корреляторов. При фазовой модуляции коррелятор $K_{\Psi_1 \Psi_2}^{(\varphi)}$ изменяет знак только на дистанциях, где $a < 1$ (рис. 2а), однако при амплитудной модуляции знак коррелятора $K_{\Psi_1 \Psi_2}^{(a)}$ не зависит от a и смена его происходит в окрестностях и максимумов и минимумов поля (рис. 2б).

Таким образом, корреляторы $K_{\Psi_1 \Psi_2}^{(a)}$ и $K_{A_1 A_2}^{(\varphi)}$ изменяют знак вдоль дистанции 3 раза в пределах каждого интерференционного периода (диапазону частот 10—20 кГц соответствуют интерференционные рас-

стояния $\sim 1000 - 2000$ км при $h \sim 85$ км). В областях смены знака абсолютные значения корреляторов изменяются от 0 до 1 [11].

В случае смешанной модуляции ($\delta a = \delta \varphi$, $K_{a\varphi} = 0$) коэффициенты корреляции фаз и амплитуд, полученные из выражения (2), равны между собой [1]:

$$K_{\varphi_1\varphi_2} = K_{A_1A_2} = a^2 (\sigma_1\sigma_2 A_0^4)^{-1} (2 \cos^2 \Delta\varphi + 2a \cos \Delta\varphi \cos \varphi + a^2 - 1) B_{\varphi_1\varphi_2},$$

где $\sigma_1 = \sigma_{\varphi_1} = \sigma_{A_1}$, $\sigma_2 = \sigma_{\varphi_2} = \sigma_{A_2}$. Граница, разделяющая области с разными знаками коррелятора, определяется условием обращения в нуль выражения в скобках. В прямоугольной системе координат эти границы представляют собой эллипс. На рис. 3 показаны области положительных и отрицательных (внутренние части эллипсов) значений корреляторов при трех фиксированных φ в зависимости от величины разноса ($\cos \Delta\varphi$). Максимальное значение a , при котором коррелятор еще может быть отрицательным, увеличивается до $\sqrt{2}$. В общем случае смешанной модуляции $K_{\varphi_1\varphi_2} \neq K_{A_1A_2}$.

Таким образом, из приведенного анализа следует, что при продольном разнесении измерительных пунктов коэффициенты пространственной корреляции амплитуд и фаз зависят от их положения по отношению к интерференционной картине поля и модулирующих свойств ионосферной границы. Для иллюстрации приведем некоторые экспериментальные результаты, полученные в ИРЭ АН УССР при исследовании статистических свойств СДВ-полей в пространственно разнесенных пунктах. Измерения выполнялись на двух частотах: 16 (станция GBR) и 17,8 $\kappa\Gamma\text{ц}$ (станция NAA). Схема расположения измерительных пунктов приведена на рис. 4. В соответствии с расчетом регулярных ионосферных параметров сигналов в точке приема отношение амплитуд мод $a > 1$ на обеих частотах [9, 10]. Остановимся вначале на коэффициентах пространственной корреляции, полученных на разных частотах, при одном и том же разноте Харьков—Граково (табл. 1). Данные относятся к ночному времени суток.

Таблица 1

Дни	16 $\kappa\Gamma\text{ц}$		17,8 $\kappa\Gamma\text{ц}$
	$K_A(d)$	$K_\Psi(d)$	$K_\Psi(d)$
9.04.74 г.	0,62	-0,7	0,39
12.04.74 г.	0,64	0,66	0,96
16.04.74 г.	0,3	0,53	0,7

На обеих частотах от дня ко дню происходят существенные изменения корреляторов. На одном и том же разноте, но разных частотах и протяженностях трасс корреляторы отличаются. Следующие данные относятся к измерениям на одной частоте 16 $\kappa\Gamma\text{ц}$ в трех разнесенных вдоль направления распространения пунктах с общим опорным генератором. Причем, согласно расчетам [12], пункты расположены таким образом, что 1 (Харьков) находится до интерференционного минимума поля, 2 (Граково) — вблизи него, до или после, в зависимости от состояния ионосферы, 3 (Комаровка) — за минимумом. Экспериментальные данные приведены в табл. 2 для двух характерных дней летнего цикла измерений 1974 г.

Из сравнения приведенных в табл. 2 данных с графиками рис. 2 следует, что первый день соответствовал условию преобладания в ионосфере амплитудной модуляции, так как значения корреляторов $K_A(d)$ не зависят от положения измерительных пунктов по отношению к ин-

терференционной картине поля ($K_A(1-2)=0,9$, $K_A(2-3)=0,74$, $K_A(1-3)=0,6$), а фазовые корреляторы для приемных пунктов, расположенных по разные стороны от минимума поля ($K_\Psi(1-2)=0,17$, $K_\Psi(1-3)=0,11$), значительно меньше, чем по одну сторону ($K_\Psi(2-3)=0,67$). Расстояние между пунктами 1-2 и 2-3 примерно одинаковые (см. рис. 4). Интерференционный минимум поля находился перед второй измерительной точкой. Во второй день значения корреляторов свидетельствуют в пользу фазовой модуляции, поскольку для измерительных пунктов, расположенных по разные стороны от минимума поля, малы корреляторы амплитуды ($K_A(1-2)=0$, $K_A(1-3)=0,1$), притом $K_A(2-3)=0,49$, и увеличились (по сравнению с предыдущим случаем) значения корреляторов фаз ($K_\Psi(1-2)=0,54$, $K_\Psi(2-3)=0,8$, $K_\Psi(1-3)=0,3$).

Т а б л и ц а 2

Дни	Вид коррелятора	Харьков—Граково (1-2)	Граково—Комаровка (2-3)	Харьков—Комаровка (1-3)
6.06.74 г.	$K_A(d)$	0,9	0,74	0,6
	$K_\Psi(d)$	0,17	0,67	0,11
21.06.74 г.	$K_A(d)$	0	0,49	0,1
	$K_\Psi(d)$	0,59	0,8	0,3

Перейдем к вопросу межчастотной корреляции. Может показаться на первый взгляд, что причины нарушения корреляции флуктуаций на разных частотах и разных трассах совершенно различны. Однако в условиях волноводного распространения при наличии высших мод это не так и между ними есть много общего. Как и на остальные статистические характеристики, на межчастотную корреляцию оказывают влияние регулярные факторы — интерференционная структура поля и модулирующие свойства ионосферной границы. Коэффициенты межчастотной корреляции определяются теми же формулами, что и пространственной. Но в отличие от рассмотренной выше пространственной корреляции на разных частотах будут разными соотношения амплитуд мод a . Так, например, на трассе ~ 2200 км $a=1,4$ на $f=13,6$ кГц и $a=0,73$ на $f=10,2$ кГц (расчеты выполнены для ночной модели волновода при $h=85$ км) по данным [11]. Положение измерительных пунктов на каждой частоте по отношению к интерференционной картине поля также будет разным, поскольку отличаются интерференционные дистанции (на частоте 10,2 кГц ~ 900 км, на $f=13,6$ кГц ~ 1500 км). Следовательно, чередование знаков корреляторов при изменении преобладающей модуляции будет происходить еще более сложным образом. Проиллюстрируем это данными, полученными на трассе 2200 км одновременно на двух частотах: 10,2 и 13,6 кГц. Непрерывные измерения выполнялись в течение 10 суток (январь 1975 г.). Коэффициенты межчастотной корреляции рассчитывались для ночных реализаций ~ 8 часов и усреднялись по всем реализациям данного цикла:

$$[K_{\Psi, \Psi_2}(f)]_{\text{ср}} = 0,29, \quad [K_{\Psi, \Psi_2}(f)]_{\text{макс}} = 0,77, \quad [K_{\Psi, \Psi_2}(f)]_{\text{мин}} = -0,56,$$

$$[K_{A, A_2}(f)]_{\text{ср}} = 0,35, \quad [K_{A, A_2}(f)]_{\text{макс}} = 0,7, \quad [K_{A, A_2}(f)]_{\text{мин}} = -0,2.$$

Таким образом, выполненный анализ, проиллюстрированный экспериментальными данными, показывает, что из-за особенностей статистики в СДВ-диапазоне нет оснований для построения дистанционных

зависимостей, пригодных в широком диапазоне частот, как, например, в [13] (дистанционная зависимость среднеквадратичного отклонения фазы). Кроме этого, указанные особенности, по-видимому, не следует игнорировать и в тех случаях, когда сравнивается поведение сигналов на разных частотах и трассах, а также при исследовании влияния различных дестабилизирующих факторов, например геомагнитной возмущенности.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность П. В. Блюху за полезные обсуждения и советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Безродный В. Г., Шубова Р. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 3, с. 337.
2. Безродный В. Г., Шубова Р. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 8, с. 1107.
3. Bowhill S. A. — J. Atm. Terr. Phys., 1957, 11, № 2, p. 91.
4. Paulson M. R., Gossard E. E., Moler W. F. — In: Propagation of radio waves at frequencies below 300 km/s. /Ed. by W. T. Blackband. — Oxford: Pergamon Press, 1964, p. 61.
5. Орлов А. Б., Уваров А. Н. — В сб.: Проблемы дифракции и распространения волн. — Л.: Гос. ун-т, 1976, вып. 14, с. 96.
6. Орлов А. Б., Уваров А. Н. — В сб.: Проблемы дифракции и распространения волн. — Л.: Гос. ун-т, 1977, вып. 15, с. 83.
7. Краснушкин П. Е., Яблочкин Н. А. Теория распространения сверхдлинных волн. — 2-е стереотипное изд. — М.: ВЦ АН СССР, 1963. — 93 с.
8. Steele F. K., Diede A. N. — Radio Sci., 1977, 12, № 5, p. 791.
9. Краснушкин П. Е., Федоров Е. Н., Сопельников М. Д. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1971, 11, № 6, с. 997.
10. Безродный В. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 3, с. 271.
11. Ременец Г. Ф. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1973, 13, № 5, с. 857.
12. Безродный В. Г., Блюх П. В. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 17, № 11, с. 1671.
13. Watt A. D. VLF Radio Engineering. — Oxford: Pergamon Press, 1967, 701 p.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
11 мая 1983 г.,
в окончательном варианте
16 апреля 1984 г.

THE RELATION BETWEEN STATISTICAL CHARACTERISTICS OF VLF RADIO FIELDS AND MODULATING PROPERTIES OF THE IONOSPHERIC BOUNDARY

R. S. Shubova

The effect of modulation due to the ionospheric boundary upon statistical characteristics of VLF radio signals is analyzed for the Earth—ionosphere waveguide. It is shown for the case of non-single mode propagation, that alterations in the nature of the stochastic modulation in the modes can bring about changes in the statistics of the resultant field. Attention is centered on r.m.s. fluctuations in the total amplitude and phase, spatial and frequency autocorrelation factors of the values as functions of the range. The results obtained are illustrated by experimental material.