

УДК 621.391.821:550.388.2

## ФОРМИРОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИОННОЙ КОМПОНЕНТЫ ПОЛЯ АТМОСФЕРНЫХ РАДИОПОМЕХ В СНЧ — ОНЧ ДИАПАЗОНАХ

В. В. Кабанов

Получены аналитические выражения для характеристических функций поля радиопомех, создаваемых грозowymi разрядами в СНЧ—ОНЧ диапазонах, и на их основе определены уровни флукуационной компоненты (ФК). Показан доминирующий вклад СНЧ диапазона в результирующий уровень ФК и объяснен ряд известных экспериментальных результатов. Даны практические рекомендации.

Флукуационная компонента (ФК) естественного электромагнитного поля Земли в СНЧ (30—1000 Гц) и ОНЧ (1—30 кГц) диапазонах превышает по интенсивности собственные шумы приемных устройств и, будучи по своим статистическим свойствам близкой к гауссову процессу, определяет предельные возможности приема полезных сигналов [1]. Все же, несмотря на наличие достаточно развитого математического аппарата [1-4], ФК до сих пор не являлась самостоятельным объектом строгого анализа. Попытка такого рода, сделанная в [1, 5] для ОНЧ диапазона и базирующаяся на природе ФК как случайного процесса, состоящего из перекрывающихся во времени слабых атмосфериков (А), характеризуется использованием нескольких эмпирических предположений. Их тщательное рассмотрение свидетельствует о необходимости уточнения механизма формирования ФК.

1. **Общие соотношения.** В [1, 5] рассматривается связь между флукуационной и импульсной компонентами (ИК) на основе представления зависимости интенсивности потока атмосфериков (ИПА) от уровня поля  $E$  в виде

$$\nu(E) = \exp\{-q[(\ln E)^m - (\ln E_0)^m]\}, \quad (1)$$

где  $q$ ,  $m$ ,  $E_0$  — параметры [1]. Уровень ФК  $\sigma_f$  находится из условия  $\nu(k_0\sigma_f)\tau_{am} = 1$ , где  $k_0 = 2 \div 3$ , а  $\tau_{am} \simeq 1$  мс — максимальная длительность дальних А, и из (1) при  $m=1$ . Известно [6], что зависимость (1) при  $m=1$  обусловлена законом затухания радиоволн от расстояния  $r$ , записываемым как

$$E(r) \sim 1/r^\nu, \quad (2)$$

где  $\nu = 2/q \approx 1 \div 2$ , который физически объясняется аппроксимацией среднестатистических затуханий реального многомодового ОНЧ сигнала [7]. В то же время из [7] следует, что при  $r > 3 \div 10$  Мм для частот  $f < 12 \div 16$  кГц, где лежит максимум спектра А [1, 8], реализуется преимущественно одномодовое распространение, для которого свойственно экспоненциальное затухание [7]. Поэтому ИПА, приходящих из зоны, описываемой (2), оказывается ограниченной. Требуя справедливости равенства (1) при  $E > \sigma_f$ , приходим к необходимой величине ИПА  $\sim (3 \div 6) \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>. Учет вместо  $\tau_{am}$  средней длительности А  $\bar{\tau}_a = 0,3 \div 0,4$  мс [1] увеличивает эту величину до  $(7,5 \div 18) \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>. Максимальная ИПА, приходящих по малой дуге большого круга со всей земной поверхности, оценивается величиной  $400$  с<sup>-1</sup> [2] для разрядов облако — Земля и увеличивается до  $4 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup> за счет межоблачных разрядов типа К-изменений [1, 8]. Поскольку реальная ИПА существенно меньше требуемой, при-

ходим к выводу о неадекватности механизма, определяемого на основе (1), реальному процессу формирования ФК.

Используем для анализа определение  $\sigma_f$  [4] как уровня поля, который равен стандартному отклонению помех на начальном участке распределения вероятностей их мгновенных значений. Поскольку из-за наличия шума приемника распределение вероятностей на начальном участке всегда гауссово, из представления плотности вероятности в виде преобразования Фурье от характеристической функции рядом Маклорена следует

$$\sigma_f^2 = \int_0^{\infty} f(s) ds / \int_0^{\infty} f(s) s^2 ds. \quad (3)$$

Характеристическая функция для пуассоновской модели потока определяется выражением [4, 9]

$$f(s) = \exp \left\{ \nu \int_0^{\infty} [\langle F[\tau, sAE(r)] \rangle_{A,r} - 1] d\tau \right\}, \quad (4)$$

где  $F(\tau, \cdot) = \exp\{ih(\tau) \cdot\}$  — для произвольного и  $F(\tau, \cdot) = J_0[H(\tau) \cdot]$  — для предельного узкополосного случая,  $h(\tau)$  и  $H(\tau)$  — соответственно импульсная характеристика и ее огибающая,  $J_0(\cdot)$  — функция Бесселя,  $\langle \cdot \rangle_{A,r}$  — знак усреднения по случайной амплитуде импульсов источника и координате  $r$ .

Если  $H(\tau) = \exp\{-\alpha\tau\}$ , где  $\alpha$  — полоса, а плотность вероятности амплитуды

$$W(A) = (1/a_0) \exp\{-A/a_0\}, \quad (5)$$

где  $a_0$  — среднее значение, то из (4) при  $E(r) \equiv 1$  следует [4]

$$f_1(s) = [0,5(1 + \sqrt{1 + s^2 a_0^2})]^{-A_\alpha}, \quad (6)$$

где  $A_\alpha = \nu/\alpha$  — индекс перекрытия. Если положить  $h(\tau) = \exp\{-\alpha\tau\}$ , то, заменив в (5)  $a_0$  на  $a_1 = a_0/\sqrt{2}$  и учитывая при усреднении по  $A$  наличие на входе приемника импульсов обеих полярностей, из (4) можно получить выражение характеристической функции для идеализированного широкополосного приема.

$$f_2(s) = (1 + s^2 a_1^2)^{-A_\alpha/2}, \quad (7)$$

которое по величине второго момента ( $m_2 = A_\alpha a_0^2/2$ ) эквивалентно (6).

Используя (3), из (6), (7) можно найти  $\sigma_f$ :

$$\frac{\sigma_{f_1}^2}{m_2} = \frac{(A_\alpha - 3)(A_\alpha - 1)}{A_\alpha(A_\alpha - 3/2)} \quad \text{и} \quad \frac{\sigma_{f_2}^2}{m_2} = \frac{A_\alpha - 3}{A_\alpha}. \quad (8)$$

Таким образом, для анализа формирования ФК обе идеализации оказываются практически эквивалентны: ФК образуется при  $A_\alpha > 3$  и  $\sigma_{f_1} \approx \sigma_{f_2}$  при больших  $A_\alpha$ .

Так же, хотя реальный поток  $A$  пуассон-пуассоновский [4], мы будем пользоваться простой пуассоновской моделью, поскольку в [1] отмечено, что из [4] следует совпадение распределения вероятности для этих представлений при  $E/a_0 \ll 1$  и  $A_\alpha \gg 1$ , т. е. в условиях формирования ФК.

**2. ФК поля в ОНЧ диапазоне.** В связи с большей простотой воспользуемся широкополосной идеализацией реальной импульсной характеристики. Параметр  $\alpha$  можно оценить величинами  $(5 \div 10) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$  исходя из средних длительностей [1] и  $(8 \div 15) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$  исходя из корреляционных функций  $A$  [8]. Обозначив границу многомодового распрост-

ранения как  $r_1$ , будем описывать затухание радиоволн с помощью (2) при  $r < r_1$  и

$$E(r) \sim e^{-\beta r/r^l} \text{ при } r > r_1, \quad (9)$$

где  $\beta$  — коэффициент затухания, а показатель  $l$  может выбираться 0,5 или 1 [1].

Для зоны  $r < r_1$  при малых  $A_\alpha$  поведение характеристической функции в области больших  $s$  и, соответственно, распределение вероятности при малых  $E$  соответствует (7) при  $a_1 = a_0/\sqrt{2} r_1^l$ . Поскольку для этой зоны  $v < (1 \div 2) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ , то  $A_\alpha < 0,07 \div 0,4$ , что свидетельствует об отсутствии ФК, самостоятельно формируемой  $A$  из зоны  $r < r_1$ , где справедливо (1). Более того, из получаемого из (7) выражения для плотности вероятности [10] следует, что при  $A_\alpha < 1$  поле имеет чисто импульсный характер ( $W(E) \rightarrow \infty$  при  $E \rightarrow 0$ ).

Для  $r > r_1$ , учитывая, что основные грозовые очаги расположены вблизи экватора [8], можно использовать равномерное распределение координаты источника, характеризуя его линейной плотностью ИПА, которая с учетом  $K$ -изменений  $v_r \approx 200 \text{ (с} \cdot \text{Мм)}^{-1}$ . Выполнив в (4) интегрирование последовательно по  $A$ ,  $\tau$  и  $r$ , получим

$$f_3(s) = \exp \left\{ \frac{v_r}{2\alpha} r_1 \sum_{n=1}^{\infty} \left( -\frac{s^2 a_0^2}{r_1^{2l}} \right)^n \frac{E_{2nl}(2n\beta r_1)}{n} \right\},$$

где  $E_m(\cdot)$  — интегральные показательные функции [11]. Считая  $r_1 > (2 \div 3)/\beta$  и заменяя  $E_m(\cdot)$  их асимптотикой [11], имеем

$$f_3(s) = \exp \left\{ A_{r\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-s^2 a_1^2)^n}{n^2} \right\} = \exp \{ A_{r\alpha} f_{DL}(1 + s^2 a_1^2) \}, \quad (10)$$

где  $A_{r\alpha} = v_r/4\alpha\beta$ ,  $f_{DL}(\cdot)$  — дилогарифм [11], а  $a_1^2 = a_0^2 \exp\{-\beta r_1\}/r_1^l$  и с учетом необходимости стыковки (2) и (9) при  $r = r_1$  имеет то же значение, что и при  $r < r_1$ , независимо от выбора  $l$ .

При расчете  $\sigma_f^2$  можно использовать соотношение [11]

$$f_{DL}(x) = -(1/2)(\ln x)^2 - f_{DL}(1/x). \quad (11)$$

Подставляя в (3), (10) первый член (11), который хотя и не является характеристической функцией, но с учетом  $f_{DL}(0) = \pi^2/6$  обеспечивает при  $A_{r\alpha} \ll 1$  малую погрешность определения  $\sigma_f^2$  ( $-0,58 \text{ дБ}$  при  $A_{r\alpha} = 0,2$  и  $-0,07 \text{ дБ}$  при  $A_{r\alpha} = 0,08$ ), найдем

$$\sigma_f^2/m_2 \approx \exp\{-1/A_{r\alpha}\}/2A_{r\alpha}. \quad (12)$$

Учитывая минимальные значения затухания [4]  $\beta = 0,1 \div 0,3 \text{ Мм}^{-1}$ , можем оценить  $A_{r\alpha} = 0,013 \div 0,083$ , что показывает, что  $\sigma_f^2$  более чем на 45 дБ меньше  $m_2$ . Кроме того, поскольку импульс  $K$ -изменения на 25 дБ ниже импульса первого обратного удара [1], это соотношение увеличивается еще на  $\sim 15 \text{ дБ}$ , и приходим к выводу, что в ОНЧ диапазоне самостоятельно не формируется энергетически значимой ФК также и за счет удаленных грозовых очагов и многократно обходящих Землю  $A$ . Этот вывод справедлив для области частот  $\omega > \omega_{кр}$  ( $\omega_{кр}$  — критическая частота волновода Земля — ионосфера), где спектр  $A$  [1, 8] представим как формируемый системой с полиномиальной частотной характеристикой, что позволяет использовать рассмотренные ее идеализации.

Из эксперимента известно [1], что часть спектра ФК ниже  $\omega_{кр}$  (от 1 до 2—3 кГц) в среднем дает вдвое больший вклад интенсивности, а иногда он может быть еще существенней. Это позволяет предположить,

что ФК формируется на частотах  $\omega < \omega_{\text{кр}}$ , которые, несколько изменяя терминологию [1], будем относить к СНЧ диапазону.

**3. ФК поля в СНЧ диапазоне.** Выразим импульсную характеристику аналогично [2] (с точностью до константы) как

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) K_R(\omega) \frac{\mu(\omega)[\mu(\omega)+1]}{\omega} \frac{P_{\mu}(\omega)[\cos(\pi-\theta)]}{\sin[\pi\mu(\omega)]} e^{i\omega t} d\omega, \quad (13)$$

где  $G(\omega)$  — спектральная плотность импульса молниевых разрядов,  $K_R(\omega)$  — частотная характеристика приемника,  $P_{\mu}(\cdot)$  — функция Лежандра,  $\mu(\omega)$  — постоянная распространения радиоволн,  $\theta$  — угловое расстояние. Как и в [2], будем считать, что

$$\mu(\omega) = (\alpha_{\mu} - i\beta_{\mu})\omega, \quad (14)$$

где  $\alpha_{\mu} = 0,025$  с и  $\beta_{\mu} = 0,00162$  с [2, 12], но, в отличие от [2], рассмотрим область частот выше 50—100 Гц, что позволяет использовать экспоненциальную асимптотику  $P_{\mu}(\cdot)$  [3, 11]. Сделаем также следующие упрощающие предположения: а) полоса приема ограничена снизу и сверху идеальными фильтрами с частотами среза  $\omega_{\text{н}}$  и  $\omega_{\text{в}}$ , причем  $\omega_{\text{н}} \ll \omega_{\text{в}} \ll \omega_{\text{кр}}$ ; б) в полосе приема  $G(\omega) \sim \omega^{-1/2}$ , что согласуется с аппроксимацией в [3]; в)  $\sqrt{\sin \theta} \sim 0,5 \div 1$ , т. е. ограничиваемся областью  $15^{\circ} \leq \theta \leq 165^{\circ}$ .

При этих условиях результирующая частотная характеристика  $K_s(\omega) \approx \exp\{-(i\alpha_{\mu} + \beta_{\mu})\omega\}$ , и из (13), (14) имеем  $h(t) = h_{\text{н}}(t) - h_{\text{в}}(t)$ , где

$$h_j(t) \sim \exp\{-\beta_{\mu}\omega_j t\} \frac{\beta_{\mu}\theta \cos[(t-\alpha_{\mu}\theta)\omega_j] - (t-\alpha_{\mu}\theta)\sin[(t-\alpha_{\mu}\theta)\omega_j]}{(\beta_{\mu}\theta)^2 + (t-\alpha_{\mu}\theta)^2}, \quad (15)$$

причем для удаленных источников  $h_{\text{н}}(t) \gg h_{\text{в}}(t)$ . Интересуясь поведением  $h(t)$  при  $t \rightarrow \infty$ , существенным для формирования ФК, рассмотрим свойства ФК при использовании импульсной характеристики вида

$$h(t) = \frac{\exp\{-\beta_{\mu}\omega_{\text{н}}t\}}{t + \beta_{\mu}\theta} \sin \omega_{\text{н}} t. \quad (16)$$

Отметим, что несмотря на условие в) (16) позволяет распространить некоторые результаты и на область малых  $\theta$ , поскольку  $h(0) \sim 1/\theta$ .

Обозначив  $\theta_{\text{М}}$  расстояние до ближайшего грозового очага, считая их равномерно распределенными по  $\theta$  с линейной плотностью ИПА  $\nu_{\theta}$  и достаточно удаленными ( $\beta_{\mu}\omega_{\text{н}}\theta_{\text{М}} > 2 \div 3$ ), аналогично (10), но уже на основе узкополосной идеализации, из (4), (16) получим

$$f_4(s) = \exp[-A_{\theta}(\sqrt{1+s^2 a_2^2} - 1)]/f_1(s), \quad (17)$$

где  $A_{\theta} = \nu_{\theta}/\omega_{\text{н}}$ ,  $a_2^2 = \exp(-2\beta_{\mu}\omega_{\text{н}}\theta_{\text{М}}) a_0^2/\beta_{\mu}\theta_{\text{М}}^2$ , а  $f_1(s)$  используется с заменой  $A_{\alpha}$ ,  $a_0$  на  $A_{\theta}$  и  $a_2$ .

Приведем также следующее из промежуточных результатов выражение для энергетического спектра, полученное без использования условия удаленности:

$$S_E(\omega) = -\left. \frac{\partial m_2}{\partial \omega_{\text{н}}} \right|_{\omega_{\text{н}} \rightarrow \infty} \sim -E_1'(2\beta_{\mu}\omega\theta_{\text{н}}) \approx \frac{\exp(-2\beta_{\mu}\omega\theta_{\text{М}})}{\omega}. \quad (18)$$

Основные свойства характеристической функции (17) определяются первым членом. Для него легко получить выражение плотности вероятности

$$W(E) = \frac{\exp\{A_{\theta}\}}{a_2 \pi} \sum_{n=0}^{\infty} \left( -\frac{E^2}{2A_{\theta} a_2^2} \right)^n \frac{K_{n+1}(A_{\theta})}{n!},$$

где  $K_n(\cdot)$  — цилиндрическая функция мнимого аргумента [11], которое может практически использоваться при малых  $E$ , а также позволяет записать

$$\sigma_f^2/m_2 = K_1(A_0)/K_2(A_0), \quad (19)$$

при  $A_0 \ll 1$  упрощаемое, как  $\sigma_f^2/m_2 \approx A_0/2$ .

Уровень ФК, определяемый (19), в первую очередь обусловлен использованием идеальных фильтров, имеющих импульсную характеристику, убывающую при  $t \rightarrow \infty$ , как  $t^{-1}$ . Полагая в (15)  $\omega_j=0$ , получим импульсную характеристику, убывающую, как  $(t^2 + \beta_\mu^2)^{-1}$ . Для этого случая численные расчеты при  $A_0 \leq 0,5 \div 1$  приводят к выражению

$$\sigma_f^2/m_2 \approx 0,45 A_0^{1,45}, \quad (20)$$

которое описывает поведение ФК на СНЧ в диапазоне частот, удаленных от частот среза фильтров. Вблизи этих частот при применении многозвенных фильтров даже для верхних частот СНЧ диапазона значение  $\alpha$  для отдельных звеньев реальных фильтров [15] составляет 150—600, что приводит к образованию ФК на основе описываемого характеристической функцией (6) механизма с уровнем, средним между (19) и (20).

**4. Сравнение с известными экспериментальными результатами.** Зависимость (14), определяющая свойства энергетического спектра  $A$  на СНЧ, обоснована в [12] для  $f < 40$  Гц. Однако ее использование для частот от 50 Гц до 2—2,5 кГц в виде  $\beta = 0,014 f$  является хорошей усредненной аппроксимацией коэффициента затухания, что видно из рис. 1а, где также показаны экспериментальные точки и теоретические зависимости из [13]. Рис. 1б, где приведены экспериментальные точки и расчетные кривые из [14] с учетом [8], иллюстрирует применение (18) для описания спектральной плотности  $A$  ( $s_A = \sqrt{s_E}$ ). Влияние экспоненциального члена в (18) объясняет изменение от 0,89 до 2 показателя  $\eta$ , полученного различными авторами для экспериментальной степенной зависимости  $s_A \sim f^{-\eta}$  [8].

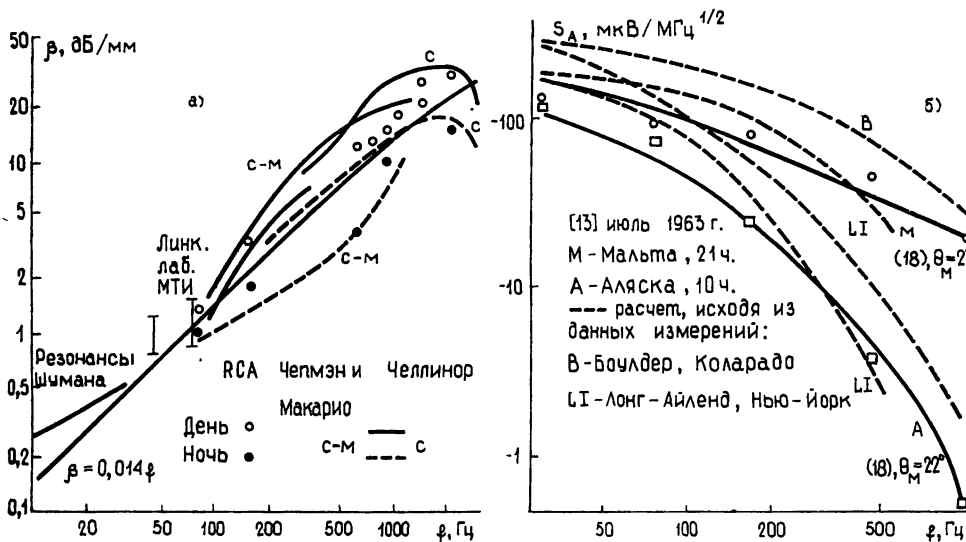


Рис. 1.

На рис. 2 показаны полученные в эксперименте спектры ФК. На рис. 2а приведены усредненные спектры вертикальной электрической компоненты поля из [1], а на рис. 2б — горизонтальной магнитной компоненты, построенные для абсолютных суточных максимумов и минимумов по данным [16]. Хотя в [16] рассматриваются вариации регулярного шумового фона (РШФ) ОНЧ излучений верхней атмосферы, выполненный в [17]

анализ различных свойств РШФ свидетельствует о преобладающем вкладе А по сравнению с сигналами ионосферного и магнитосферного происхождения. Эта точка зрения подтверждается также [18].

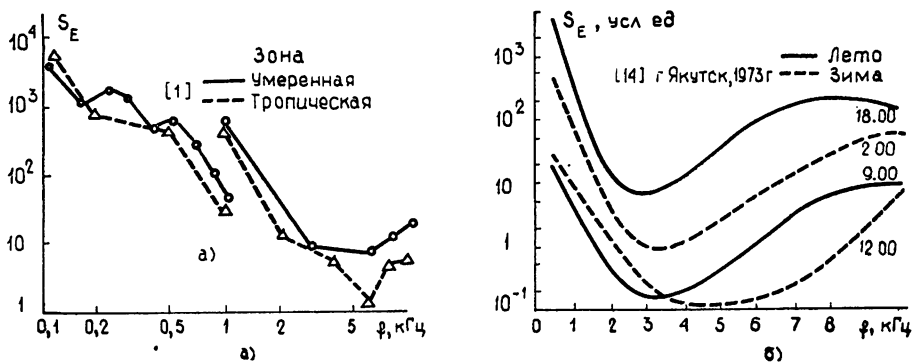


Рис 2.

Характерной чертой спектров рис. 2 является их быстрый спад на частотах до 3 кГц. Учитывая, что  $A_{\theta} \approx 20,3/f_n$  для разрядов облако — Земля и примерно на порядок больше для совокупности всех разрядов, из (18) и (20) следует, что этот спад для ФК может быть объяснен степенным членом вида  $s_E \sim f^{-3,5}$ . В пользу такого объяснения свидетельствует наблюдаемая на рис. 2а стабильность формы усредненных спектров ФК на СНЧ независимо от места регистрации [1]. Нестыковка зависимостей рис. 2а при  $f=1$  кГц вероятно связана с влиянием фильтров,  $s_E$ , мкВ/м<sup>2</sup>. Из рис. 3а и 3б (кривая 1 соответствует (19), 2 — (20), дополненному для области больших  $A_{\theta}$ , 3 — выражению (6), а шкалы частот I и II — разрядам облако — Земля и всем разрядам) следует, что если при больших  $A_{\theta}$  (рис. 3б) влияние вида импульсной характеристики невелико, то при малых (рис. 3а) для частот  $f > 500$  Гц влияние вида фильтра может оказать решающее значение на формирование ФК.

При  $f_n = 100 \div 200$  Гц из рис. 3б следует, что независимо от вида фильтров на формирование ФК уходит значительная часть энергии межоблачных разрядов. В результате генерируемые ими А будут существенно маскироваться ФК, что объясняет, почему ИПА на СНЧ существенно меньше, чем на ОНЧ [1].

Что касается связи ФК и ИК, то в этом случае первоочередное значение имеет вид реального распределения вероятности токов молниевых разрядов, представляемого законом вида (1) [1] или композицией законов (5) [3]. На рис. 3а и 3б кривая 4 соответствует (17), а 5 и 6 — соответствующему выражению, полученному для двух композиций (5), рассмотренных в [3] и отличающихся только в описании хвостов распределений. Таким образом, флуктуации ИК, описываемые изменением параметра  $t$  в (1), приводят к сильному разбросу коэффициентов взаимосвязи между ФК и ИК [1,5].

Рассмотрим экспериментальные спектры ФК (рис. 2) в целом при приеме от  $f_n = 0,4 \div 1$  кГц до  $f_n = 10$  кГц и более. Очевидно, что лежащие ниже СНЧ ФК ОНЧ А не подавляются описанными в [1,16] методами и после прохождения через узкополосные фильтры анализатора дают вклад в результат измерения ФК, соответствующий уже новой величине  $\alpha_y \ll \alpha$ . При этом на выходе будет проявляться динамика формирования ФК, соответствующая полосе фильтра  $\alpha_y$ . Действительно, если согласно экспериментальным данным [1] ФК поля на частотах  $f \ll 3$  кГц близка к нормальной, то на больших частотах наблюдается развитая структура выбросов на уровне  $3\sigma_f$ . В связи с большей величиной  $\beta$  для рассматриваемых частот СНЧ диапазона по сравнению с ОНЧ [7] относительный вклад А должен увеличиваться с географической широтой. Этот эффект прослеживается на рис. 2. Как следует

из кривых рис. 3в, полученных путем численного расчета интенсивности наблюдаемой ФК  $\sigma_{f\Sigma}^2$  для смеси (10) и квазигауссова шума  $\sigma_g^2$  на основе (3), вклад ИК может существенно превышать сумму интенсивностей наблюдаемых ФК ( $\sigma_f^2 + \sigma_g^2$ ) при раздельном приеме. Рис. 2б подтверждает эту возможность, хотя следует отметить, что [16, 17] свидетельствуют о худшем подавлении А ИК при исследованиях РШФ по сравнению с методами [1].

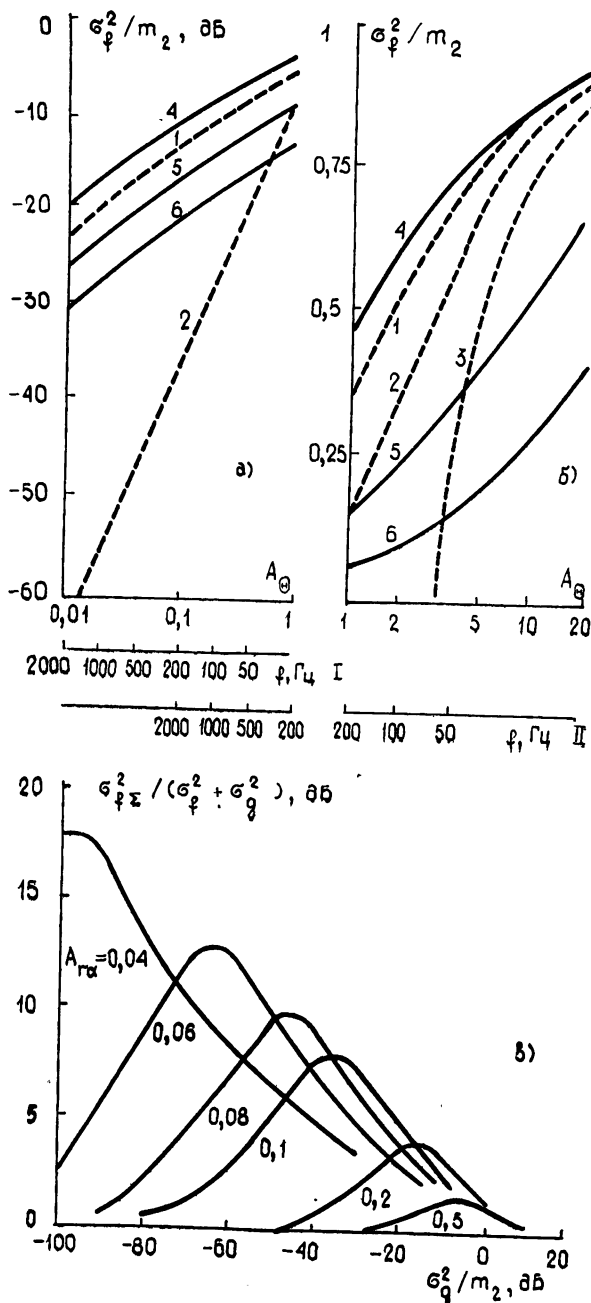


Рис. 3.

**5. Практические выводы.** Выполненный анализ формирования ФК показал, что принципиально могут быть выделены только нижние и средние частоты СНЧ диапазона (50—500 Гц), где самостоятельно формируется значимая ФК. Для верхних частот СНЧ диапазона (500—3000 Гц) уровень ФК существенно возрастает при использовании фильт-

ров с крутыми скатами частотной характеристики. На более высоких частотах ( $> 5$  кГц), поскольку звенья реальных фильтров, формирующие частотную характеристику в полосе пропускания, имеют добротность не выше 10—20 [15], они уже не оказывают заметного влияния и ФК не формируется.

Таким образом, при организации в ОНЧ диапазоне широкополосных исследований, в частности РШФ, и каналов связи не следует выбирать нижнюю частоту менее 1 кГц. Наиболее целесообразна  $f_n = 2 \div 4$  кГц, которую можно получить, подавляя более низкие частоты фильтром, построенным на звеньях невысокой добротности. Кроме того, как следует из рис. 3в, при этом необходимо тщательно учитывать собственный шум приемника, а при верхней частоте больше 10,2 кГц — наличие суперпозиции сигналов дальних радиостанций [19].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ремизов Л. Т. Естественные радиопомехи. — М.: Наука, 1985. — 200 с.
2. Николаенко А. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 1, с. 34.
3. Galejs J. — J. Geophys. Res., 1966, 71, № 1, p. 201.
4. Furutsu K., Ishida T. — J. Appl. Phys., 1961, 32, № 7, p. 1206.
5. Ремизов Л. Т. — Радиотехника и электроника, 1980, 25, № 7, с. 1414.
6. Махоткин Л. Г. — Геомагнетизм и аэрономия, 1963, 3, № 2, с. 284.
7. Макаров Г. И., Новиков В. В., Орлов А. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1970, 13, № 3, с. 321.
8. Александров М. С., Бакленова З. М., Гладштейн Н. Д. и др. Флуктуации электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ. — М.: Наука, 1972. — 195 с.
9. Тихонов В. И., Миронов М. А. Марковские процессы. — М.: Сов. радио, 1977. — 488 с.
10. Смольянинов В. М. — Радиотехника и электроника, 1972, 17, № 10, с. 2084.
11. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. — М.: Наука, 1979. — 832 с.
12. Блюх П. В., Николаенко А. П., Филиппов Ю. В. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля — ионосфера. — Киев: Наукова думка, 1977. — 198 с.
13. Берстайн С. Л., Барроуз М. Л., Эванс Дж. Е. и др. — ТИИЭР, 1974, 62, № 3, с. 5.
14. Galejs J. — Radio Sci. J. Res. NBS, 1965, 69D, № 8, p. 1043.
15. Зааль Р. Справочник по расчету фильтров. — М.: Радио и связь, 1983. — 752 с.
16. Мурзаева Н. Н., Шапаев В. И. — В сб.: Низкочастотные сигналы во внешней ионосфере. — Якутск: Якутский филиал СО АН СССР, 1976, с. 88.
17. Федякина Н. И. — В сб.: Структурные особенности субавроральной ионосферы. — Якутск: Якутский филиал СО АН СССР, 1979, с. 31.
18. Гусев А. И., Черныш Г. Н. — Геомагнетизм и аэрономия, 1985, 25, № 2, с. 340.
19. Белоглазов М. И., Ременец Г. Ф. Распространение сверхдлинных радиоволн в высоких широтах. — Л.: Наука, 1982. — 237 с.

Северо-Восточный комплексный научно-исследовательский институт  
ДВНЦ АН СССР

Поступила в редакцию  
18 августа 1986 г.

#### THE FORMATION OF THE FLUCTUATING COMPONENT IN THE FIELD OF ELF—VLF ATMOSPHERIC RADIO NOISE

V. V. Kabanov

Analytic expressions has been obtained for characteristic functions of the ELF—VLF radio noise, created by lightning discharges. Levels of the fluctuating component (FC) have been determined. It is shown that the portion from ELF is predominated in FC and a number of known experimental results is explained. Practical recommendations are given,