УДК 621.371+550.388.2

ВЛИЯНИЕ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ПОМЕХ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЛЧМ-ИОНОЗОНДА

С. Я. Михайлов

Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия

Получены аналитические оценки влияния сосредоточенных помех при трёх способах демодуляции сигнала с линейной частотой модуляцией. Выполнено численное моделирование этого влияния при вертикальном зондировании ионосферы. Проведён сравнительный анализ влияния сосредоточенных помех на результаты измерений при трёх способах демодуляции сигнала с линейной частотой модуляцией. Даны следующие из этого анализа рекомендации по устранению помех в измеряемых данных.

ВВЕДЕНИЕ

На точность измерений характеристик ионосферы ионозондом, использующим сигнал с линейной частотой модуляции (ЛЧМ-сигнал), негативное влияние оказывают всегда присутствующие в радиоканале помехи, которые мы разделим на случайные (природного происхождения) и сосредоточенные (радиостанционного происхождения). Случайные помехи оказывают меньшее негативное влияние. Проблемы, связанные с их устранением, достаточно детально обсуждаются в монографии [1]. Большее негативное влияние на результаты измерений оказывают сосредоточенные помехи. В данной работе это влияние анализируется в соответствии с тремя рассмотренными в [2] способами демодуляции ЛЧМ-сигнала, а также предлагаются методы устранения сосредоточенных помех.

1. СПОСОБЫ ДЕМОДУЛЯЦИИ ЛЧМ-СИГНАЛА

Общей частью всех способов демодуляции ЛЧМ-сигнала является процесс детектирования его комплексной огибающей (или реализации), результат которого на выходе усилителя промежуточной частоты согласно [2] описывается выражением

$$q(t) = \frac{1}{4}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} h(\tau')Q_{\text{ф}}(\beta\tau')\exp[i\,(\beta\tau'^2/2 - \omega_{\text{Н}}\tau' - \beta\tau' t)]\,\mathrm{d}\tau', \tag{1}$$

где t — время, h — импульсная характеристика радиоканала до входа в приёмник, $Q_{\text{ф}}$ — спектр комплексной огибающей импульсной характеристики фильтра промежуточной частоты, $\omega_{\text{Н}}$ — начальная циклическая частота, β — скорость нарастания циклической частоты передатчика. Передатчик работает при $t \geq 0$, поэтому, хотя формула (1) и определяет комплексную огибающую на всей временно́й оси, при моделировании реальной работы ЛЧМ-зонда формулой (1) следует пользоваться лишь на этом интервале времени, считая $q(t) = 0$ при $t < 0$.

При выборе наиболее часто используемого способа демодуляции ЛЧМ-сигнала ионозондом регистрируются модули спектров

$$S^{+}(\Omega, t_{\text{К}}) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} W(t - t_{\text{К}})q(t)\exp(i\Omega t)\,\mathrm{d}t, \tag{2}$$

где анализируемый участок реализации вырезается нормированным временны́м окном $W(t) = AW'(t)$, у которого константа нормировки определяется выражением $A = 4/\int_{-\infty}^{+\infty} W'(t)\,\mathrm{d}t$. При этом множитель 4 компенсирует энергетические потери в сигнале, связанные с гетеродинированием, а интеграл компенсирует потери, связанные с формой окна. Ионограммы $|S^+(\Omega, t_\mathrm{K})|$ принято изображать в шкалах групповых задержек $\tau = \Omega/\beta$ (или действующих высот отражения $h' = \tau c/2$, где c — скорость света) и текущих значений циклической частоты передатчика $\omega_\mathrm{K} = \omega_\mathrm{H} + \beta t_\mathrm{K}$ (или частоты $f_\mathrm{K} = \omega_\mathrm{K}/(2\pi)$). Такой способ демодуляции позволяет получать с удовлетворительным разрешением лишь зависимости времени распространения сигналов в ионосфере и модуля передаточной функции от частоты ω_K.

При выборе второго способа демодуляции ЛЧМ-сигнала ионозондом регистрируется реконструированная импульсная характеристика канала связи. Основой для реконструкции является обращение зависимости (1). В результате получается выражение

$$h(\tau') = \frac{2\beta}{\pi}\,\frac{Q(\beta\tau')}{Q_\mathrm{\Phi}(\beta\tau')}\exp[-i\,(\beta\tau'^2/2 - \omega_\mathrm{H}\tau')], \tag{3}$$

где Q — спектр комплексной огибающей $q(t)$.

При выборе третьего способа демодуляции ЛЧМ-сигнала ионозондом регистрируется реконструированная передаточная функция канала связи. Основой для реконструкции является вычисление спектра импульсной характеристики (3). Для передаточной функции в этом случае получается выражение

$$H^*(\omega) = H(-\omega) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} h(\tau')\exp(-i\omega\tau')\,\mathrm{d}\tau' = \frac{2}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{Q(\omega')}{Q_\mathrm{\Phi}(\omega')}\exp\left[-i\left(\frac{\omega'^2}{2\beta} + \frac{(\omega-\omega_\mathrm{H})\,\omega'}{\beta}\right)\right]\mathrm{d}\omega'. \tag{4}$$

Здесь Q — спектр комплексной огибающей $q(t)$, определённой на интервале $-\infty < t < +\infty$, и формулы (3), (4) являются точными. Фактически же передатчик работает начиная с момента времени $t = 0$, и его частота с этого момента линейно нарастает: $\omega = \omega_\mathrm{H} + \beta t$. Поэтому зависимость $q(t)$ оказывается известной на интервале $t \geq 0$. Использование спектра $\bar{Q}(\omega) = \int_0^\infty q(t)\exp(-i\omega t)\,\mathrm{d}t$ практически известной части комплексной огибающей, очевидно, позволяет воспользоваться выражением (3) лишь для реконструкции импульсной характеристики при τ' больше некоторого τ_0, а выражением (4) — для реконструкции передаточной функции при $\omega \geq \omega_\mathrm{H}$. Численно установлено, что функция $\bar{h}(\tau')$, получаемая подстановкой $\bar{Q}$ в правую часть (3) вместо Q, не является вещественной, и амплитуда осцилляций импульсной характеристики распределяется в равных долях в её вещественную и мнимую части. При этом импульсная характеристика определяется выражением $h(\tau') = 2\,\mathrm{Re}[\bar{h}(\tau')]$ на интервале $\tau' \geq \tau_0$, а τ_0 находится из численного эксперимента. После подстановки $\bar{Q}$ в правую часть (4) вместо Q полученная в результате функция отлична от нуля при $\omega \geq \omega_\mathrm{H}$ и на этом интервале даёт реконструированную передаточную функцию. Ограниченность справа интервала, в котором реконструируются функции, естественным образом обеспечивается просачиванием излучённого сигнала за пределы ионосферы.

С учётом линейной связи частоты и времени $\omega = \omega_\mathrm{H} + \beta t$, представляется целесообразным рассматривать передаточную функции (4) как функцию времени: $H^*(t)$. Тогда эту функцию можно называть реконструированной реализацией. По отношению к принимаемой реализации $q(t)$ реконструированная реализация $H^*(t)$ является результатом полной демодуляции ЛЧМ-сигнала, т. к. не зависит от способа модуляции сигнала на передающем конце и коэффициента передачи приёмного тракта. Подстановкой в (2) $H^*(t)$ вместо $q(t)$ можно вычислить ионограмму зондирования ионосферного канала.

2. ВЛИЯНИЕ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ПОМЕХ НА РАБОТУ ЛЧМ-ИОНОЗОНДА

В диапазоне коротких волн можно выделить три вида станционных помех для работы ЛЧМ-зонда. Это кратковременная импульсная помеха и протяжённые во времени помехи с амплитудной или частотной модуляцией. Все эти виды помех относятся к узкополосным сигналам. Поэтому на входе ЛЧМ-приёмника помеху зададим в виде

$$u_{\text{р}}(t) = \text{Re}[q_{\text{р}}(t)\exp(-i\omega_{\text{р}}t)], \tag{5}$$

где для импульсной и амплитудно-модулированной помехи $\omega_{\text{р}}$ — несущая частота помехи, а для частотно-модулированной $\omega_{\text{р}}$ — средняя частота полосы, занимаемой помехой. Зависимость комплексной огибающей помехи $q_{\text{р}}$ от её несущей частоты здесь для краткости не указывается. Для того, чтобы помеха была в полосе зондирования ЛЧМ-зонда, $\omega_{\text{р}} = \omega_{\text{Н}} + \omega'$ и $\omega' > 0$.

После перемножения помехи (5) с сигналом гетеродина

$$u_{\text{г}}(t) = \cos[\varphi_{\text{г}}(t)], \qquad \varphi_{\text{г}}(t) = (\omega_{\text{пр}} + \omega_{\text{Н}})\,t + \beta t^2/2, \tag{6}$$

где $\omega_{\text{пр}}$ — промежуточная циклическая частота, получим смесь сигналов суммарной и разностной частоты. Сигнал суммарной частоты в дальнейшем отсекается фильтром промежуточной частоты, поэтому можно считать, что на вход фильтра промежуточной частоты поступает только сигнал разностной частоты

$$\tilde{u}_{\text{р}}(t) = \frac{1}{2}\,\text{Re}\Big\{q_{\text{р}}(t)\exp[i\,(\beta t^2/2 - \omega' t)]\exp(i\omega_{\text{пр}}t)\Big\} = \\ = \frac{1}{2}\,\text{Re}\Big\{q^*_{\text{р}}(t)\exp[i\,(\omega' t - \beta t^2/2)]\exp(-i\omega_{\text{пр}}t)\Big\} = \text{Re}\,[q^0_{\text{р}}(t)\exp(-i\omega_{\text{пр}}t)], \tag{7}$$

где комплексная огибающая на входе фильтра промежуточной частоты

$$q^0_{\text{р}}(t) = \frac{1}{2}\,q^*_{\text{р}}(t)\exp[i\,(\omega' t - \beta t^2/2)] \tag{8}$$

и $\omega' = \omega_{\text{р}} - \omega_{\text{Н}} = \beta t_0$ приобретает конкретный физический смысл, т. е. определяет момент времени $t_0 = \omega'/\beta$, когда текущая частота излучаемого ЛЧМ-сигнала совпадает с несущей частотой помехи.

Теперь для вычисления комплексной огибающей на выходе фильтра промежуточной частоты $\tilde{q}_{\text{р}}(t)$ можно воспользоваться интегралом Дюамеля для комплексных огибающих [2]. В результате получим

$$\tilde{q}_{\text{р}}(t) = \frac{1}{2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} q^0_{\text{р}}(\tau)q_{\text{ф}}(t-\tau)\,\text{d}\tau = \frac{1}{4}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} q^*_{\text{р}}(\tau)\exp[-i\,(\beta\tau^2/2)]q_{\text{ф}}(t-\tau)\exp(i\beta t_0\tau)\,\text{d}\tau. \tag{9}$$

Выразим под интегралом в (9) функцию $q^*_{\text{р}}(\tau)\exp(-i\beta\tau^2/2)$ и комплексную огибающую импульсной характеристики фильтра промежуточной частоты $q_{\text{ф}}(t-\tau)$ через их фурье-образы $\bar{Q}_{\text{р}}(\omega')$ и $Q_{\text{ф}}(\omega)$, и поменяем в полученном трёхкратном интеграле порядок интегрирования. Тогда внутренний интеграл по τ даст функцию Дирака $\delta(\omega + \beta t_0 - \omega')$ и интегрированием по ω' получим следующее выражение

$$\tilde{q}_{\text{р}}(t) = \frac{1}{8\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \bar{Q}_{\text{р}}(\omega + \beta t_0)Q_{\text{ф}}(\omega)\exp(-i\omega t)\,\text{d}\omega, \tag{10}$$

где спектр комплексной огибающей помехи на входе фильтра промежуточной частоты

$$\bar{Q}_{\rm p}(\omega) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} q_{\rm p}^*(\tau) \exp[-i\,(\beta\tau^2/2 - \omega\tau)]\,{\rm d}\tau \tag{11}$$

из-за гетеродинирования сигналом с бегущей частотой имеет уширенную полосу частот по отношению к полосе принимаемой помехи.

Для того, чтобы убедиться в этом, выразим под интегралом (11) $q_{\rm p}^*(\tau)$ через её фурье-образ $Q_{\rm p}^+(\omega')$ и в полученном двукратном интеграле поменяем порядок интегрирования. Внутренний интеграл по τ сводится к интегралу вероятностей, и тогда получаем

$$\bar{Q}_{\rm p}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} Q_{\rm p}^+(\omega') \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \exp[-i\beta\tau^2/2 - i\,(\omega' - \omega)\,\tau]\,{\rm d}\tau\,{\rm d}\omega' =$$

$$= \frac{\exp(-i\pi/4)}{\sqrt{2\pi\beta}} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} Q_{\rm p}^+(\omega') \exp\left[i\,\frac{(\omega - \omega')^2}{2\beta}\right] {\rm d}\omega'. \tag{12}$$

Из (12) следует, что спектр помехи $\bar{Q}_{\rm p}$ существенно расширяется по отношению к спектру помехи на входе приёмника $Q_{\rm p}^+$, а амплитуда помехи, как на входе, так и на выходе фильтра промежуточной частоты (10) пропорциональна величине $1/\sqrt{\beta}$. С одной стороны, этот факт является полезным при демодуляции ЛЧМ-сигнала, направленной на регистрацию спектров $S^+(\Omega, t_{\rm K}) + S_{\rm p}^+(\Omega, t_{\rm K})$, ($S_{\rm p}^+(\Omega, t_{\rm K})$ — спектр помехи, вырезанной временны́м окном) и устранении помехи из этих суммарных спектров. С другой стороны, наличие помехи, уменьшенной по амплитуде за счёт влияния фактора $1/\sqrt{\beta}$, затрудняет её устранение в суммарной реализации $q(t) + \tilde{q}_{\rm p}(t)$ пороговыми методами.

Для выяснения влияния сосредоточенных помех на демодуляцию ЛЧМ-сигнала, направленную на реконструкцию импульсной характеристики или передаточной функции, нам необходимо вычислить спектр $\tilde{Q}_{\rm p}(\omega)$ комплексной огибающей $\tilde{q}_{\rm p}(t)$ (10) и подставить его в (3) и (4) вместо $Q(\omega)$. Для спектра $\tilde{Q}_{\rm p}(\omega)$ из (10) получаем

$$\tilde{Q}_{\rm p}(\omega) = \frac{1}{4}\,\bar{Q}_{\rm p}(\omega + \beta t_0) Q_{\rm ф}(\omega). \tag{13}$$

Подставляя это выражение в (3) вместо $Q(\omega)$ для паразитной добавки в реконструкцию импульсной характеристик $h_{\rm p}(\tau')$, получим выражение

$$h_{\rm p}(\tau') = \frac{\beta}{2\pi}\,\bar{Q}_{\rm p}[\beta\,(\tau' + t_0)] \exp[-i\,(\beta\tau'^2/2 - \omega_{\rm H}\tau')], \tag{14}$$

подставляя в которое $\bar{Q}_{\rm p}$ из (12), придём к следующему окончательному результату

$$h_{\rm p}(\tau') = \frac{\sqrt{\beta}\exp(-i\pi/4)}{\sqrt{2\pi}} \exp[i\,(\beta t_0^2/2 + (\omega_{\rm H} + \beta t_0)\,\tau')] \times$$

$$\times \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} Q_{\rm p}^+(\omega') \exp\left[i\left(\frac{\omega'^2}{2\beta} - (\tau' + t_0)\,\omega'\right)\right] {\rm d}\omega'. \tag{15}$$

Отсюда следует, что помеха вносит в реконструкцию импульсной характеристики «паразитную» добавку, пропорциональную $\sqrt{\beta}$, которая всё же пропорциональна величине $1/\sqrt{\beta}$ по отношению к полезной реконструкции импульсной характеристики (3).

Паразитную добавку, вносимую в реконструкцию передаточной функции $H_{\rm p}(\omega)$, определим вычислением фурье-образа $h_{\rm p}(\tau')$ в соответствии с (4). Тогда, используя (15), придём к двукратному интегралу, в котором поменяем порядок интегрирования. Внутренний интеграл по τ' даст функцию Дирака $\delta(\beta t_0+\omega_{\rm H}-\omega-\omega')$. Интегрирование по ω' легко выполняется, и окончательный результат имеет вид

$$H_{\rm p}(\omega)=\frac{\sqrt{\beta}\exp(-i\pi/4)}{\sqrt{2\pi}}\exp\left[i\,\frac{(\beta t_0+\omega-\omega_{\rm p})^2}{2\beta}\right]Q_{\rm p}^{+}(\omega_{\rm p}-\omega). \tag{16}$$

Таким образом, паразитная добавка, вносимая помехой в реконструкцию передаточной функции, оказывает влияние лишь в полосе частот само́й помехи, и эта полоса является минимальной для всех способов демодуляции ЛЧМ-сигнала. При этом амплитуда помехи увеличивается за счёт множителя $\sqrt{\beta}$. Оба эти фактора способствуют более качественному устранению помехи как пороговыми методами с обрезкой сверху, так методами авторегрессионной фильтрации.

Для выполнения сравнительного анализа влияния помехи на комплексную огибающую (10) и на реконструкцию передаточной функции (16) представляется целесообразным рассматривать передаточную функцию как функцию времени с учётом линейной связи частоты и времени $\omega = \omega_{\rm H}+\beta t$. Кроме того, введём временно́й параметр t_1 — момент начала действия помехи. Тогда для $q_{\rm p}^{*}(\tau)$ можно конкретизировать зависимость от времени $q_{\rm p}^{*}(\tau)=q_{\rm p}^{*}(\tau-t_1)$, и для её фурье-образа получим

$$Q_{\rm p}^{+}(\omega)\Rightarrow\int\limits_{-\infty}^{+\infty}q_{\rm p}^{*}(\tau-t_1)\exp(i\omega\tau)\,{\rm d}\tau=\exp(i\omega t_1)Q_{\rm p}^{+}(\omega). \tag{17}$$

Подставляя (17) в (16) и заменяя частоты их функциями времени, для паразитной добавки, вносимой в реконструированную реализацию ЛЧМ-сигнала, получим следующее выражение

$$H_{\rm p}(t)=\frac{\sqrt{\beta}\exp(-i\pi/4)}{\sqrt{2\pi}}\exp[i\beta t^2/2+i\beta t_1\,(t_0-t)]\,Q_{\rm p}^{+}[\beta\,(t_0-t)]. \tag{18}$$

С введением параметра t_1 преобразования, аналогичные (17), можно выполнить со спектром $\bar{Q}_{\rm p}(\omega)$ (12). Тогда подстановка преобразованного спектра в (10) приводит к следующему выражению для комплексной огибающей помехи на выходе усилителя промежуточной частоты:

$$\tilde{q}_{\rm p}(t)=\frac{1}{8\pi}\exp[-i\,(\beta t_1^2/2-\beta t_1 t_0)]\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\bar{Q}_{\rm p}[\omega+\beta\,(t_0-t_1)]Q_{\rm ф}(\omega)\exp[-i\omega\,(t-t_1)]\,{\rm d}\omega. \tag{19}$$

Из сравнения формул (18) и (19) следует, что демодуляция ЛЧМ-сигнала, направленная на реконструкцию передаточной функции приводит и к максимальному сжатию помехи во времени (или по частоте). При этом в передаточную функцию добавляется паразитный спектр помехи, умноженный на характерный для ЛЧМ-зондирования экспоненциальный множитель с квадратичным изменением фазы во времени. Более детальный анализ влияния сосредоточенных помех можно сделать после численного моделирования на основе полученных здесь формул.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ЛЧМ-ЗОНДА В УСЛОВИЯХ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ПОМЕХ

Так же, как и в [2], для выполнения численного моделирования работы ЛЧМ-ионозонда форму временнóго окна в (2), комплексную огибающую сосредоточенной помехи в (5) и комплексную огибающую импульсной характеристики фильтра промежуточной частоты в (9) зададим функциями, допускающими последовательную преемственность вычисления их спектров в аналитическом виде. Формулы для спектров нам необходимы при обосновании выбора параметров вышеперечисленных исходных функций. Непосредственное же выполнение всех операций по численному моделированию будем проводить на основе быстрого преобразования Фурье.

Форму нормированного временнóго окна с длительностью T в (2) зададим функцией

$$W(t) = \frac{2}{T}\cos^2(\pi t/T), \qquad t \in [-T/2, T/2]. \tag{20}$$

При таком задании формы окна его фурье-образ $g(\omega, T)$ легко вычисляется аналитически, и в результате получаем выражение

$$g(\omega, T) = \int\limits_{-T/2}^{T/2} \cos^2(\pi t/T)\exp(i\omega t)\,\mathrm{d}t = \frac{\sin x}{x}\,\frac{\pi^2}{\pi^2 - x^2}\,; \qquad x = \frac{\omega T}{2}\,. \tag{21}$$

Спектр окна в основном сосредоточен в полосе частот, ограниченной условием $|x| \le 2\pi$. Из этого условия, с учётом связи частоты с групповым запаздыванием сигнала $\omega = \Omega = \beta\tau$ и скорости нарастания циклической частоты $\beta = 2\pi\cdot 10^5$ с$^{-2}$, следует, что при длительности временнóго окна $T = 1$ с спектр (2) соответствует отклику на эффективный зондирующий сигнал с длительностью $\tau_{\mathrm{T}} = 8\pi/(\beta T) = 40$ мкс.

В качестве сосредоточенной помехи (5) рассмотрим импульс с длительностью T_{p}, комплексную огибающую которого зададим функцией

$$q_{\mathrm{p}}(t) = 2\sin^2(\pi t/T_{\mathrm{p}}), \qquad t \in [0, T_{\mathrm{p}}]. \tag{22}$$

Заменой переменной интегрирования $t = t' - T/2$ в (21) нетрудно установить, что

$$g_0(\omega, T) = \frac{2}{T}\int\limits_0^T \sin^2(\pi t/T)\exp(i\omega t)\,\mathrm{d}t = \exp(i\omega T/2)g(\omega, T). \tag{23}$$

Тогда для фурье-образа комплексной огибающей помехи (22) получим

$$Q_{\mathrm{p}}(\omega) = Q_{\mathrm{p}}^{+}(\omega) = T_{\mathrm{p}}g_0(\omega, T_{\mathrm{p}}) \tag{24}$$

и с привлечением (21) определяем, что спектр комплексной огибающей импульсной помехи с длительностью $T_{\mathrm{p}} = 50$ мс эффективно сосредоточен в полосе $\Delta f_{\mathrm{p}} = 4/T_{\mathrm{p}} = 80$ Гц.

Комплексную огибающую импульсной характеристики фильтра промежуточной частоты в (9) зададим функцией

$$q_{\text{ф}}(t) = \frac{2}{T_{\text{ф}}}\left[1 + 2\cos(\omega_{\mathrm{c}}t)\right]\sin^2(\pi t/T_{\text{ф}}), \qquad t \in [0, T_{\text{ф}}], \tag{25}$$

где $\omega_{\text{с}}$ — частота модуляции импульсной характеристики фильтра. Тогда, представив в этом выражении косинус в экспоненциальной форме, для фурье-образа комплексной огибающей получим следующее очевидное соотношение:

$$Q_{\text{ф}}(\omega) = g_0(\omega, T_{\text{ф}}) + g_0(\omega + \omega_{\text{с}}, T_{\text{ф}}) + g_0(\omega - \omega_{\text{с}}, T_{\text{ф}}). \tag{26}$$

Полосовой фильтр промежуточной частоты составлен из трёх одинаковых элементарных фильтров g_0, центральные частоты которых равны $-\omega_{\text{с}}$; 0; $+\omega_{\text{с}}$. Половина полосы $\Delta f^0_{\text{ф}} = \omega^0_2/(2\pi)$ элементарного фильтра определяется условием $\omega^0_2 T_{\text{ф}}/2 = 2\pi$, поэтому $\Delta f^0_{\text{ф}} = 2/T_{\text{ф}}$. Тогда, очевидно, нужно выбрать $f_{\text{с}} = \omega_{\text{с}}/(2\pi) = 2/T_{\text{ф}}$ и половина полосы $\Delta f_{\text{ф}} = \omega_2/(2\pi)$ полосового фильтра промежуточной частоты, определяемая условием $(\omega_2 - \omega_{\text{с}})\, T_{\text{ф}}/2 = 2\pi$, оказывается равной $\Delta f_{\text{ф}} = 4/T_{\text{ф}}$. Выбрав половину полосы фильтра промежуточной частоты $\Delta f_{\text{ф}} = 2$ кГц, получаем длительность импульсной характеристики фильтра $T_{\text{ф}} = 2$ мс. Такой фильтр позволяет регистрировать задержки сигналов до $\tau = \Omega/\beta = 2\pi\, \Delta f_{\text{ф}}/\beta = 20$ мс или их групповые пути до $S_{\text{гр}} = c\tau = 6\,000$ км.

Механизм влияния сосредоточенных помех на результаты измерений не зависит от режимов работы ЛЧМ-ионозонда (режим вертикального, наклонного или возвратно-наклонного зондирования). Поэтому для моделирования выберем наименее трудоёмкий с точки зрения вычислений режим вертикального зондирования. В этом случае передаточная функция ионосферного канала определяется коэффициентом отражения, т. е. $H(\omega) = V(\omega)$, где V — коэффициент отражения сферической волны от произвольной сферически-слоистой ионосферы при её нормальном падении на слои. Выберем достаточно сложную модель ионосферы, включающую в себя слои E, E_{s}, F_1, F_2 и мелкомасштабные неоднородности с масштабом 5 км, с экспоненциальным профилем частоты соударений электронов. Все формулы для их расчёта представлены в [3]. Алгоритм вычисления коэффициента отражения для произвольной сферически-слоистой модели ионосферы представлен в [4]. Для заданной модели ионосферы его частотная зависимость в положительной области частот рассчитывалась на сетке частот с шагом 20 Гц. В отрицательной области частот передаточная функция определялась в соответствии с её свойством, вытекающим из вещественности импульсной характеристики: $H(-\omega) = H^*(\omega) = V^*(\omega)$. Вычисление импульсной характеристики ионосферного канала выполнялось быстрым преобразованием Фурье передаточной функции с числом отсчётов $N = 1\,048\,576$.

Результаты вычисления измеряемой ЛЧМ-ионозондом части комплексной огибающей сигнала на выходе усилителя промежуточной частоты (1) ($t \geq 0$), реконструкции импульсной характеристики (3) и реконструкции передаточной функции ионосферного радиоканала (4) представлены в [2].

Для моделирования паразитной добавки (19), вносимой сосредоточенной помехой (5) в комплексную огибающую принимаемого сигнала, выберем несущую частоту помехи равной $f_{\text{р}} = \omega_{\text{р}}/(2\pi) = 4$ МГц. Текущая частота излучаемого ЛЧМ-сигнала сравняется с несущей частотой помехи в момент времени $t_0 = (\omega_{\text{р}} - \omega_{\text{Н}})/\beta = 35$ с. За время действия импульсной помехи с комплексной огибающей (22) с длительностью $T_{\text{р}} = 50$ мс частота гетеродина увеличивается на $\beta T_{\text{р}}/(2\pi) = 5$ кГц. Поэтому, если на входе ЛЧМ-приёмника спектр помехи сосредоточен в полосе 80 Гц, то на входе фильтра промежуточной частоты спектр помехи занимает полосу не менее 5 кГц. Для того, чтобы амплитуда помехи в момент времени t_0 была максимальной, время начала действия помехи выберем равным $t_1 = t_0 - T_{\text{р}}/2 = t_0 - 25$ мс. Результат сложения комплексных огибающих полезного сигнала и помехи на выходе усилителя промежуточной частоты $q(t) + \tilde{q}_{\text{р}}(t)$ представлен на рис. 1*а*. В данном случае время действия помехи ограничивается полосой фильтра промежуточной частоты $2\,\Delta f_{\text{ф}} = 4$ кГц и равно $\Delta t = 4\pi\, \Delta f_{\text{ф}}/\beta = 40$ мс. Если бы длительность

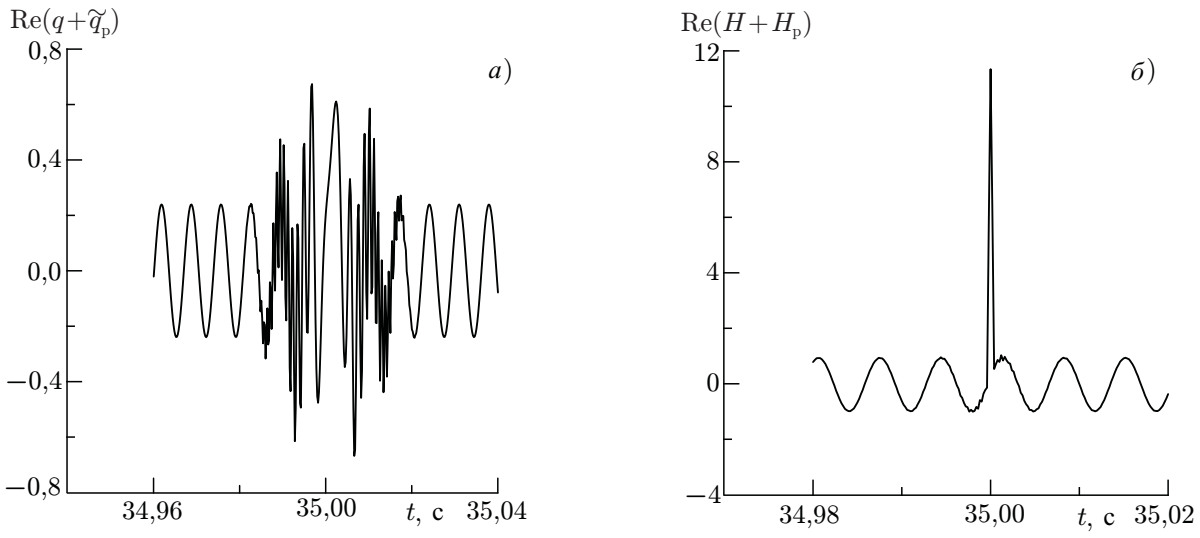

Рис. 1. Влияние сосредоточенной помехи длительностью 50 мс на реальные части принимаемой (*а*) и реконструированной (*б*) реализаций

импульса помехи была меньше этого интервала времени (40 мс), то время действия помехи ограничивалось бы длительностью само́й помехи. Результат сложения паразитной добавки (18) с реконструированной реализацией (передаточной функцией) $H^*(t) + H_{\text{р}}(t)$ представлен на рис. 1*б*. В данном случае время действия помехи на реконструированную реализацию ограничивается шириной спектра помехи на входе приёмника $\Delta f_{\text{р}} = 80$ Гц и равно $\Delta t = 2\pi\,\Delta f_{\text{р}}/\beta = 800$ мкс. Если бы ширина спектра помехи на входе приёмника была больше полосы фильтра промежуточной частоты, то и в реконструированной реализации время действия помехи ограничивалось бы полосой фильтра промежуточной частоты: $\Delta t = 4\pi\,\Delta f_{\text{ф}}/\beta = 40$ мс.

Условия для устранения помехи авторегрессионной фильтрацией наиболее благоприятны там, где время действия помехи минимально. Время действия импульсной помехи может оказаться меньшим либо в принимаемой, либо в реконструированной реализациях. В зависимости от этого применение авторегрессионной фильтрации предпочтительней к той или другой реализации. Применение для устранения помехи пороговых методов с обрезкой сверху всегда предпочтительнее к реконструированной реализации. Время действия протяжённых во времени помех с амплитудной или частотной модуляцией в принимаемой реализации всегда ограничивается полосой фильтра промежуточной частоты. Спектр же их часто оказывается у́же полосы фильтра промежуточной частоты, и время действия помехи в реконструированной реализации оказывается наименьшим. Для устранения таких помех предпочтительнее применение авторегрессионной фильтрации к реконструированной реализации.

Для моделирования действия сосредоточенной помехи на ионограмму ЛЧМ-зондирования нужно вычислить серию спектров (2), заменив в подынтегральном выражении $q(t)$ на $q(t)+\tilde{q}_{\text{р}}(t)$, или на $H^*(t) + H_{\text{р}}(t)$. Результаты вычислений для обеих замен практически неразличимы. На рис. 2 представлена ионограмма $|S^+(\Omega, t_{\text{К}}) + S^+_{\text{р}}(\Omega, t_{\text{К}})|$, вычисленная с использованием первой замены, при длительности временного окна 1 с. Сосредоточенная помеха проявляется на ионограмме в виде вертикальной линии в малой окрестности частоты 4 МГц. В окрестности этой частоты у амплитудного рельефа вычисляемых спектров появляется пьедестал. Поэтому помеха устраняется вычислением высоты пьедестала и вычитанием её из амплитудного рельефа спектра, т. е. пороговым методом с обрезкой снизу. Такой способ устранения помехи надёжно работает при регистрации амплитудных искажений сигнала, но неприменим при регистрации фазовых

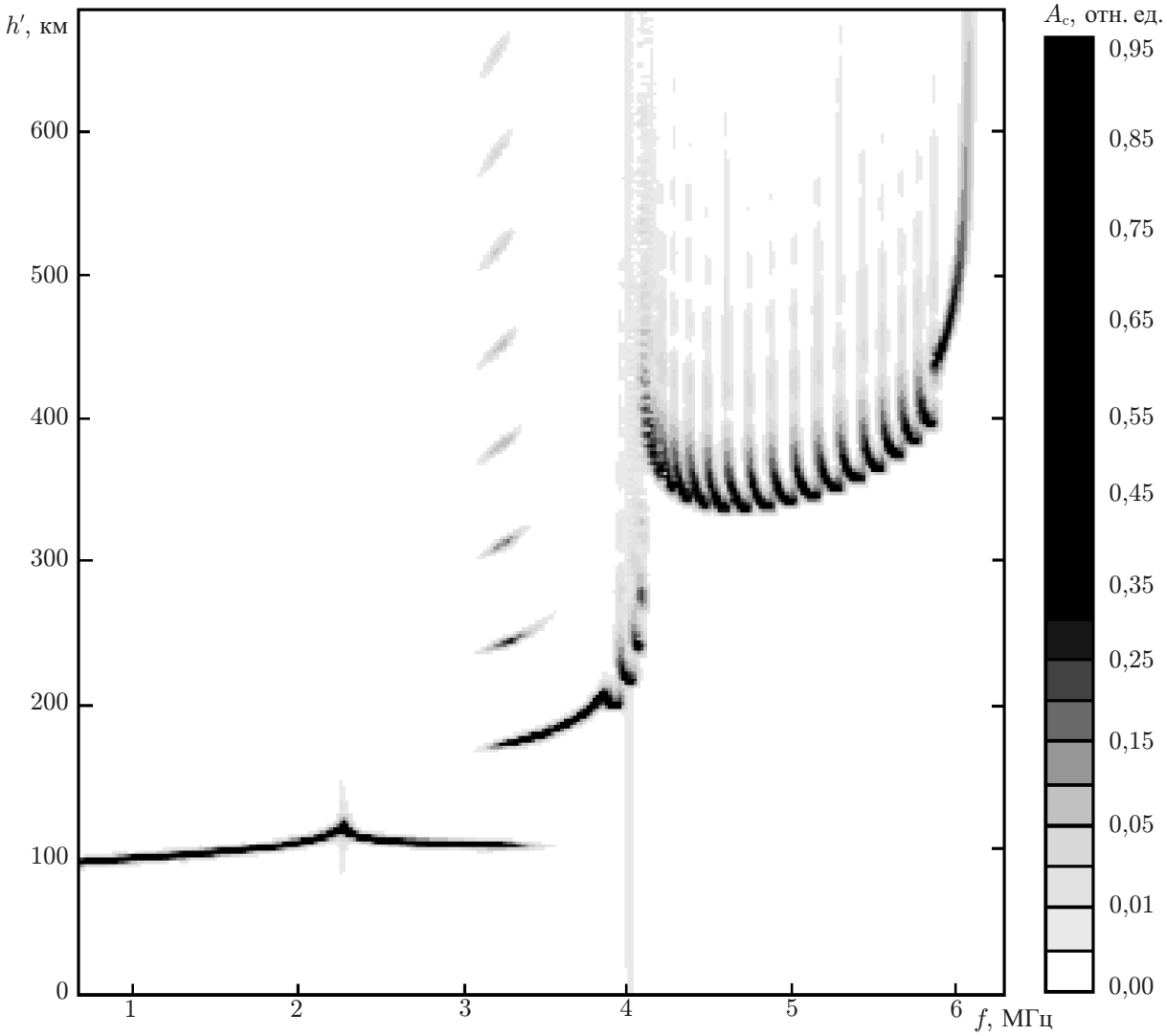

Рис. 2. Ионограмма вертикального ЛЧМ-зондирования при воздействии помехи с длительностью 50 мс на несущей частоте 4 МГц; здесь A_c — амплитуда сигнала

искажений сигнала. Последнее ограничение снимается обсуждавшейся выше авторегрессионной фильтрацией принимаемой или реконструированной реализаций ЛЧМ-сигнала.

ВЫВОДЫ

На основе выполненного анализа влияния сосредоточенных помех на результаты измерений ЛЧМ-ионозонда можно сделать следующие выводы. Общая помехоустойчивость ЛЧМ-ионозонда складывается из аппаратной и алгоритмической помехоустойчивостей. Аппаратная помехоустойчивость определяется способом гетеродинирования ЛЧМ-сигнала на уровне физического устройства (в данном случае обсуждается гетеродинирование методом сжатия по частоте). Алгоритмическая помехоустойчивость определяется устойчивостью работы алгоритмов очистки измеряемых данных от помех, проникающих на аппаратном уровне.

Качественно об аппаратной помехоустойчивости при различных способах демодуляции ЛЧМ-сигнала позволяет судить порядок паразитных вкладов помехи по отношению к большой вели-

чине $\sqrt{\beta}$. Так, из сравнения формул (1), (10) и (12) следует, что в принимаемой реализации амплитуда «паразитной» добавки пропорциональна величине $1/\sqrt{\beta}$. Такой же порядок «паразитных» добавок сохраняется при демодуляции ЛЧМ-сигнала, направленной на регистрацию спектров (2) или их амплитудных рельефов (см. формулы (12), (13)), и демодуляции, направленной на реконструкцию импульсной характеристики (см. формулы (3), (15)). Полоса частот, в которой действует помеха в окрестности её несущей частоты на ионограмме рис. 2, ограничивается длительностью временно́го окна, а диапазон задержек — полосой фильтра промежуточной частоты. Время действия помехи при демодуляции, направленной на реконструкцию импульсной характеристики, ограничивается полосой фильтра промежуточной частоты. При демодуляции, направленной на реконструкцию передаточной функции, амплитуда паразитной добавки имеет порядок $\sqrt{\beta}$ (см. формулы (4) и (16)), а время действия помехи в реконструированной реализации уменьшается до минимума, указанного выше. Все перечисленные оценки грубо характеризуют влияние сосредоточенных помех на отношение сигнал/шум при различных способах демодуляции ЛЧМ-сигнала и полезны при осуществлении выбора алгоритмов устранения помех, проникающих в данные измерений на аппаратном уровне.

При демодуляции, направленной на регистрацию амплитудных рельефов спектров реализации, вырезаемой сдвигающимся временны́м окном, для устранения помех применяется пороговый метод с обрезкой снизу. Устойчивость работы этого алгоритма исследована многими авторами как теоретически, так и на экспериментальных данных. Результаты исследований представлены в работах [1, 5, 6].

Анализ устойчивости работы метода авторегрессионной фильтрации для устранения помех при других способах демодуляции ЛЧМ-сигнала, по-видимому, никем не проводился. Нами разработан один из алгоритмов реализации этого метода устранения помех и получены надёжные результаты устойчивости его работы в применении к модельным данным. Устойчивость работы этого алгоритма применительно к экспериментальным данным находится в стадии проверки.

Оригинальный способ очистки реализаций от помех, основанный на корреляции между моделью помехи и её экспериментальной реализацией, предложен в [7]. Поскольку устранение помехи выполняется заменой данных нулевыми значениями во время действия помехи, то следует ожидать, что применение этого метода очистки от помех к реконструированной реализации даст лучшие результаты по отношению к продемонстрированным в цитируемой статье.

В заключение выражаю благодарность М. А. Давыденко, принимавшему активное участие в получении аналитических результатов данной статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рябова Н. В. Диагностика и имитационное моделирование помехоустойчивых декаметровых радиоканалов. Йошкар-Ола: МарГТУ, 2003. 291 с.
2. Михайлов С. Я. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 12. С. 933.
3. Михайлов С. Я. // Солнечно-земная физика. Иркутск: Изд-во СО РАН, 2005. Вып. 7. С. 110.
4. Михайлов С. Я. // Солнечно-земная физика. Иркутск: Изд-во СО РАН, 2005. Вып. 7. С. 100.
5. Матюшонок С. М., Савченко Т. Н. // Тр. VI сессии молодых учёных «Волновые процессы в проблеме космической погоды». Междунар. Байкальская молодёжная научная школа по фундаментальной физике. Иркутск, 2003. С. 109.
6. Матюшонок С. М., Савченко Т. Н. // Излучение и рассеяние ЭМВ: Тр. Междунар. науч. конф. Таганрог, 2003. С. 283.

7. Бернгардт О. И., Носов В. Е., Рудых Т. Ю. // Материалы Второй Байкальской школы по фундаментальной физике. Иркутск, 1999. Т. 2. С. 549.

Поступила в редакцию 30 сентября 2010 г.; принята в печать 30 октября 2010 г.

INFLUENCE OF CONCENTRATED NOISE ON THE MEASUREMENT RESULTS OF A CHIRP IONOSONDE

S. Ya. Mikhailov

We obtain analytical estimates of the concentrated noise influence for three methods of chirp-signal demodulation. This effect is numerically simulated for the case of vertical sounding of the ionosphere. Comparative analysis of the influence of concentrated noise on measurement results is performed for three methods of chirp-signal demodulation. Recommendations on noise deleting from measured data, which are deduced from this analysis, are given.