

Содержание

Байкова А. Т. Определение структурных задержек по геодезическим РСДБ-наблюдениям компактных внегалактических радиоисточников	187
Дугин Н. А., Нечаева М. Б. О возможности быстрого определения параметров радиointерферометра	199
Алимов В. А., Выборнов Ф. И., Караштин А. Н., Комраков Г. П., Рахлин А. В. Распределение электронной концентрации в верхней ионосфере в условиях среднеширотного <i>F</i> -spread	207
Сергеев Е. Н., Грач С. М., Комраков Г. П., Тиде Б., Лейзер Т. Б., Кароззи Т. Д., Хольц М. Исследование процессов возбуждения и релаксации плазменной турбулентности вблизи 5-й гармоники электронной циклотронной частоты с помощью искусственного радиоизлучения ионосферы	214
Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Григорьев Г. И., Толмачёва А. В. Влияние акустико-гравитационных волн на вариации параметров нижней ионосферы по наблюдениям с помощью искусственных периодических неоднородностей	233
Кротиков В. Д., Мордвинкин И. Н., Пелюшенко А. С., Пелюшенко С. А., Ракуть И. В. Радиометрические методы дистанционного зондирования разливов нефти на поверхности воды.	243
Королёв А. В., Силаев А. М. Алгоритм оптимального оценивания моментов появления импульсных сигналов в дискретном времени	254
Медведев С. Ю., Перов М. Ю., Якимов А. В. Влияние быстрого преобразования Фурье на оценку спектра сигнала	263
Соколов С. В., Костин С. А. Идентификация структуры стохастического процесса при нелинейных измерениях его вектора состояния	271

УДК 621.391:53.08

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ЗАДЕРЖЕК ПО ГЕОДЕЗИЧЕСКИМ РСДБ-НАБЛЮДЕНИЯМ КОМПАКТНЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

А. Т. Байкова

Представлено дальнейшее развитие математического аппарата вычисления структурных задержек по РСДБ-изображениям компактных внегалактических источников, входящих в опорную систему координат. В отличие от описанных в литературе, предложенная методика может быть применена к изображениям произвольного вида, а не только к представимым в виде совокупности небольшого числа дельта- или гауссовых функций. Это особенно актуально в связи с появлением новых, более сложных и высокоточных методов картографирования по сравнению с традиционной процедурой CLEAN или с методом подгонки. Эффективность вычисления структурных поправок обеспечивается возможностью применения алгоритма быстрого преобразования Фурье. Метод применён для анализа изображений достаточной представительной выборки, состоящей из 36 компактных внегалактических источников, входящих в опорную систему координат, и проиллюстрирован на примере источников 1357+769, 0229+131, 2201+315 и 2200+420, каждый из которых является типичным представителем одного из четырёх основных структурных классов.

ВВЕДЕНИЕ

Радиоинтерферометр со сверхдлинными базами (РСДБ) может с высокой точностью измерять координаты естественных радиосточников, орбиты искусственных спутников Земли, базы радиоинтерферометра, координаты наблюдательных пунктов, а также параметры вращения Земли по наблюдениям компактных внегалактических радиосточников. Действительно, точность координат внегалактических радиосточников в астрометрических каталогах, созданных на основе РСДБ-наблюдений, достигает в настоящее время десятых долей угловой миллисекунды, а точность измерений баз — нескольких миллиметров. Это сравнимо с погрешностями РСДБ-наблюдений, связанными с наличием у источника сложной протяжённой пространственной структуры на масштабах порядка угловой миллисекунды. Так, например, удалённая на 10 мс дуги от ядра источника компонента при яркости 2 % от максимума обеспечивает вклад в задержку интерференционного отклика около 100 пс, что соответствует расстоянию на Земле около 3,5 см, а компонента с яркостью 3 % от максимума на том же расстоянии от ядра даёт вклад в задержку около 150 пс, что соответствует уже расстоянию 4,5 см [1]. Поэтому дальнейшее повышение точности координатных измерений требует учёта структурного члена задержки. Активное продвижение РСДБ-техники в миллиметровый диапазон длин волн делает эту проблему особенно актуальной. Оценка структурного члена задержки, в свою очередь, требует построения высокоточных карт радиосточников.

Несмотря на то, что данной проблеме посвящено множество работ (см., например, [1–3]), традиционная методика вычисления структурных поправок оперирует в основном с изображениями, которые представимы в виде простейших моделей: суперпозиций дельта- или гауссовых функций, которые получаются в результате применения традиционной для РСДБ-наблюдений процедуры «чистки» (CLEAN) либо подгонки двумерными гауссовыми функциями. Более фундаментальные методы, такие, как, например, метод максимальной энтропии (ММЭ), при обработке данных РСДБ-наблюдений почти не используются из-за непредсказуемых нелинейных искажений изображений. Как показано в [2], ММЭ обеспечивает менее точную оценку структурных поправок по сравнению с CLEAN,

А. Т. Байкова

187

поэтому метод CLEAN был рекомендован для более точного картографирования по геодезическим данным. Но с появлением улучшенных модификаций ММЭ, а именно обобщённого метода максимальной энтропии (ОММЭ) [4], свободного от основного недостатка нелинейных методов, ситуация кардинально изменилась. Как было показано в ряде модельных экспериментов, максимально приближённых к реальным наблюдениям, а также при картографировании по данным РСДБ-наблюдений [5–7], ОММЭ обеспечивает более точное картографирование источников со сложной протяжённой структурой по сравнению с CLEAN [6, 7]. А поскольку ОММЭ даёт более сложные по сравнению с получающимися в результате процедуры «чистки» распределения, не всегда представимые в виде совокупности небольшого числа дельта- или гауссовых функций, появляется необходимость в доработке методических вопросов вычисления структурных поправок.

Кроме того, необходимо отметить, что на масштабах порядка угловой миллисекунды большинство компактных внегалактических источников, входящих в опорную систему координат, проявляет быструю переменность структуры во времени. Поэтому, несмотря на наличие в настоящее время достаточно обширного каталога изображений и карт структурного члена задержки 193 опорных источников [8], созданного на основе наблюдений на VLBA, актуальность построения изображений источников и вычисления по ним структурных членов задержки в каждом эксперименте сохраняется в связи с необходимостью учёта не только протяжённой структуры источника, но и её эволюции.

Целью данной работы является разработка эффективного, более общего алгоритма вычисления структурного члена задержки, пригодного для оперирования с картами произвольного вида, а также его апробация не только на моделях, но и на примере реального картографирования достаточно представительной выборки компактных внегалактических источников, составляющих опорную систему координат.

1. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

Наличие деталей в структуре источника вызывает появление в суммарной задержке интерференционного отклика двухэлементного интерферометра дополнительного структурного члена задержки, вычисляемого как частная производная от фазы интерференционных лепестков [1]:

$$\tau_s = \frac{\partial \phi_s}{\partial \omega}, \quad (1)$$

где ω — круговая частота, на которой проводятся наблюдения.

Вычислим (1), учитывая, что ϕ_s является функцией переменных u и v (пространственных частот источника):

$$\tau_s = \frac{\partial \phi_s}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial \omega} + \frac{\partial \phi_s}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial \omega}. \quad (2)$$

Подставляя $\frac{\partial u}{\partial \omega} = \frac{u}{\omega}$ и $\frac{\partial v}{\partial \omega} = \frac{v}{\omega}$ в (2), получим

$$\tau_s = \frac{\partial \phi_s}{\partial u} \frac{u}{\omega} + \frac{\partial \phi_s}{\partial v} \frac{v}{\omega}. \quad (3)$$

Измеряемая функция видности представляет собой набор отсчётов пространственного спектра распределения яркости по источнику и выражается преобразованием Фурье:

$$F(u, v) = \iint I(x, y) e^{-j2\pi(ux+vy)} dx dy. \quad (4)$$

Функция видности (4) является комплексной:

$$F(u, v) = \operatorname{Re}F(u, v) + j \operatorname{Im}F(u, v). \quad (5)$$

Выражение для фазы интерференционных лепестков, являющейся, по существу, фазой функции видности, легко получить из (5):

$$\operatorname{tg} \phi_s = \frac{\operatorname{Im}F(u, v)}{\operatorname{Re}F(u, v)}. \quad (6)$$

Дифференцируя (6) по u и по v , получим

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial u} = \frac{\operatorname{Re}F(u, v) \partial \operatorname{Im}F(u, v) / \partial u - \operatorname{Im}F(u, v) \partial \operatorname{Re}F(u, v) / \partial u}{\operatorname{Re}F^2(u, v) + \operatorname{Im}F^2(u, v)}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial v} = \frac{\operatorname{Re}F(u, v) \partial \operatorname{Im}F(u, v) / \partial v - \operatorname{Im}F(u, v) \partial \operatorname{Re}F(u, v) / \partial v}{\operatorname{Re}F^2(u, v) + \operatorname{Im}F^2(u, v)}. \quad (8)$$

При вычислениях по формулам (7) и (8) проблему представляет лишь дифференцирование двумерного спектра источника по координатам u и v , которое в литературе по вычислению структурного члена задержки практически не обсуждается. Восполним этот пробел. Для этого продифференцируем интеграл (в данном случае преобразование Фурье (4)) по параметру. Такой подход по сравнению с подходом, основанным на представлении источника в виде суперпозиции гауссовых или дельта-функций и развитым в [2, 3], позволяет работать непосредственно с картами, что важно, как уже говорилось, в случае сложных изображений. При этом мы можем выиграть и в скорости обработки благодаря возможности применения алгоритмов быстрого преобразования Фурье.

Распишем выражение (4):

$$F(u, v) = \iint I(x, y) \cos[-2\pi(ux + vy)] dx dy + j \iint I(x, y) \sin[-2\pi(ux + vy)] dx dy,$$

откуда следуют выражения для вещественной и мнимой частей функции видности:

$$\operatorname{Re}F(u, v) = \iint I(x, y) \cos[2\pi(ux + vy)] dx dy, \quad (9)$$

$$\operatorname{Im}F(u, v) = - \iint I(x, y) \sin[2\pi(ux + vy)] dx dy. \quad (10)$$

Вычислим частную производную комплексной функции $F(u, v)$, дифференцируя (4) по u :

$$\frac{\partial F(u, v)}{\partial u} = \iint I(x, y) e^{-j2\pi(ux+vy)} (-j2\pi x) dx dy.$$

Перейдём от интеграла к дискретному преобразованию Фурье, используя выражения (9), (10) и полагая $x = \Delta_{xy}l$, $y = \Delta_{xy}m$, где Δ_{xy} — расстояние между двумя ближайшими дискретными отсчётами изображения, l и m — двумерные дискретные координаты:

$$\frac{\partial F(u, v)}{\partial u} = -j2\pi \Delta_{xy} \sum_{l, m} I(l, m) l e^{-j2\pi(nl+km)/N} = \frac{\partial \operatorname{Re}F(u, v)}{\partial u} + j \frac{\partial \operatorname{Im}F(u, v)}{\partial u}.$$

Здесь n и k — дискретные координаты отсчёта в области пространственных частот, N — линейный размер дискретного преобразования Фурье.

Обозначим через \mathcal{F} дискретное преобразование Фурье. Тогда

$$\frac{\partial \operatorname{Im} F(u, v)}{\partial u} = -2\pi \Delta_{xy} \operatorname{Re} \mathcal{F}(I(l, m)l), \quad (11)$$

$$\frac{\partial \operatorname{Re} F(u, v)}{\partial u} = 2\pi \Delta_{xy} \operatorname{Im} \mathcal{F}(I(l, m)l). \quad (12)$$

Аналогично, дифференцируя (4) по v , получим

$$\frac{\partial \operatorname{Im} F(u, v)}{\partial v} = -2\pi \Delta_{xy} \operatorname{Re} \mathcal{F}(I(l, m)m), \quad (13)$$

$$\frac{\partial \operatorname{Re} F(u, v)}{\partial v} = 2\pi \Delta_{xy} \operatorname{Im} \mathcal{F}(I(l, m)m). \quad (14)$$

Теперь выразим пространственные частоты u и v , входящие в формулу (3), через их дискретные значения n и k :

$$u = \frac{n}{\Delta_{xy} N}, \quad v = \frac{k}{\Delta_{xy} N}.$$

Соответственно,

$$\frac{u}{\omega} = \frac{n}{\Delta_{xy} N 2\pi F}, \quad \frac{v}{\omega} = \frac{k}{\Delta_{xy} N 2\pi F},$$

где $F = \omega/(2\pi)$ — частота наблюдений.

Отметим, что рассмотренная методика позволяет сразу строить двумерные карты поправок на uv -плоскости, дающие целостное представление о характере распределения структурного члена задержки во всей области пространственных частот u, v . Имея карту структурного члена задержки $\tau_s(u, v)$ и конкретные координаты j -й базы в i -й момент времени наблюдений u_{ji} и v_{ji} , нетрудно определить нужную поправку как $\tau_s(u_{ji}, v_{ji})$.

2. СВОЙСТВА СТРУКТУРНОГО ЧЛЕНА ЗАДЕРЖКИ

При оценке структурных поправок по радиокартам могут быть полезны следующие приёмы, основанные на свойствах преобразования Фурье.

1) *Использование вещественности распределения яркости источника.* Поскольку распределение радиояркости источника $I(x, y)$ описывается вещественной функцией, его преобразование Фурье $F(u, v)$ обладает свойством эрмитовой симметрии: $F(u, v) = F^*(-u, -v)$. Поэтому, как следует из формулы (3), структурный член задержки обладает следующим свойством:

$$\tau_s(u, v) = -\tau_s(-u, -v). \quad (15)$$

Это означает, что достаточно либо вычислить τ_s только на полуплоскости пространственных частот u и v , либо определить только положительные или только отрицательные значения задержки на всей uv -плоскости.

2) *Симметричное распределение радиояркости источника.* Если распределение яркости источника $I(x, y)$ является чётной функцией координат x и y :

$$I(x, y) = I(-x, -y),$$

то функция видности (спектр) источника будет вещественной, т. е. фаза спектра будет равна нулю. Таким образом, как следует из (1), структурный член задержки в случае симметричного вещественного радиоисточника равен нулю. Частными случаями симметричных распределений являются дельта- и гауссовы функции.

3) *Использование линейности преобразования Фурье.* Если распределение яркости источника имеет вид

$$I(x, y) = f I_0(x, y),$$

где f — вещественная функция (в частном случае константа), не зависящая от u и v , то функция видности может быть записана следующим образом:

$$F(u, v) = f F_0(u, v),$$

где

$$F_0(u, v) = \mathcal{F}[I_0(x, y)].$$

Поскольку функция f не даёт никакого вклада в фазу функции видности $F(u, v)$, она не оказывает никакого влияния и на структурный член задержки. Если f является константой, то структурный член задержки обусловлен только относительной интенсивностью компонент источника.

4) *Использование теоремы подобия.* В соответствии с теоремой подобия для преобразования Фурье функция видности распределения яркости $I(ax, by)$ имеет вид

$$\frac{1}{|ab|} F\left(\frac{u}{a}, \frac{v}{b}\right),$$

где a и b — вещественные ненулевые константы. Поскольку вещественный коэффициент при функции видности не влияет на её фазу (см. пункт 3), то коэффициент $1/|ab|$ перед функцией видности можно проигнорировать. Тогда, например, уменьшение углового размера источника приведёт к пропорциональному увеличению масштаба координат соответствующих отсчётов функции видности.

5) *Использование теоремы свёртки.* Пусть распределение радиояркости источника $I(x, y)$ записывается в виде

$$I(x, y) = \sum_i a_i \delta(x - x_i, y - y_i) \otimes f(x, y),$$

где a_i — амплитуда дельта-функции с координатами x_i, y_i , знак \otimes обозначает операцию свёртки, $f(x, y)$ — вещественная неотрицательная функция. Таким образом, источник представляет собой суперпозицию подобных фигур, заданных функцией $f(x, y)$, промасштабированных соответствующими коэффициентами a_i и сдвинутых в точки с координатами (x_i, y_i) .

В соответствии с теоремой свёртки спектр (функция видности) такого распределения яркости имеет вид

$$F(u, v) = \mathcal{F}\left[\sum_i a_i \delta(x - x_i, y - y_i)\right] \mathcal{F}[f(x, y)].$$

В этом случае фаза функции видности является суммой двух слагаемых, одно из которых определяется интенсивностью и положением компонент, а второе — формой компонент, заданной функцией $f(x, y)$. Если функция $f(x, y)$ является чётной, то её аргумент (фаза преобразования Фурье) равен нулю. Следовательно, структурный член задержки для источника, который составлен из подобных симметричных функций, например гауссовых, определяется только положением и интенсивностью компонент, но не их формой.

б) *Использование теоремы сдвига.* Предположим, что радиоисточник перемещается вдоль оси x . В этом случае в соответствии с теоремой сдвига для преобразования Фурье функция видности модифицируется следующим образом:

$$F(u, v) = F_0(u, v)e^{-j2\pi ua},$$

где $F_0(u, v)$ — первоначальная функция видности, a — угол, на который сместился источник по оси x . В результате фаза функции видности получит приращение τ_m , которое не зависит от первоначального распределения яркости:

$$\tau_m = 0,01617aD, \quad (16)$$

где τ_m выражено в пикосекундах, a — в угловых миллисекундах, D — длина проекции базы интерферометра на направление движения источника (в километрах).

3. ВЫСОКОТОЧНОЕ КАРТОГРАФИРОВАНИЕ РАДИОИСТОЧНИКОВ ОПОРНОЙ СИСТЕМЫ КООРДИНАТ И ПОСТРОЕНИЕ КАРТ СТРУКТУРНОГО ЧЛЕНА ЗАДЕРЖКИ

Поскольку структурные поправки, необходимые при астрометрической редукции, вычисляются непосредственно по изображениям радиоисточников, большое значение приобретает задача высокоточного РСДБ-картографирования. Отметим, что качество картографирования зависит не только от точности полученных с помощью РСДБ данных, представляющих собой отсчёты функции видности (пространственного спектра источника), но и применяемого метода восстановления изображения по этим данным. Восстановление изображения предполагает, во-первых, преодоление фазовой неопределённости спектра источника и, во-вторых, интерполяцию и экстраполяцию спектра в области, где измерения отсутствуют (так называемое заполнение «дыр» на uv -плоскости).

Для восстановления фазовой информации спектра источника прибегают либо к гибридным методам картографирования, использующим соотношения для замкнутых фаз, либо к методам самокалибровки, которые являются более эффективными. Возможно сочетание и тех, и других методов. Заполнение «дыр» в области пространственных частот источника осуществляется путём включения в цикл самокалибровки (гибридного картографирования) операции деконволюции текущей оценки изображения синтезированной диаграммой направленности интерферометра.

Остановимся на операции деконволюции подробнее. Основными алгоритмами деконволюции являются хорошо известный метод CLEAN, осуществляющий поиск решения в классе дельта-функций, и метод максимальной энтропии, обеспечивающий максимально гладкое решение, удовлетворяющее входным данным. С целью сравнения этих конкурирующих методов было проведено картографирование достаточно представительной выборки из 36 источников, входящих в опорную систему координат, по данным международных геодезических программ (NEOS), полученным на глобальной РСДБ-решётке на частоте 8,2 ГГц [5–7]. Вместо стандартного ММЭ была использована его обобщённая форма, свободная от такого недостатка нелинейных методов, как непредсказуемые искажения изображения, вызванные ошибками в данных [9].

Для картографирования источников был использован метод самокалибровки, реализованный по алгоритму Корнвелла–Уилкинсона. Карты, полученные с использованием метода CLEAN, представлены в работе [6]. Карты, полученные с использованием частного случая обобщённого метода максимальной энтропии, предназначенного для восстановления вещественных функций, принимающих как положительные, так и отрицательными значения, приведены в работах [5, 7].

Остановимся на деталях картографирования с помощью обобщённого метода максимальной энтропии, который в отличие от алгоритма CLEAN, входящего в любой стандартный пакет для РСДБ-картографирования, является пока достаточно новой операцией. Размер карт, полученных с помощью

ОММЭ, в нашем случае составил 256×256 пикселей. Размер окна, содержащего изображение, — 64×64 пикселя. Интервал дискретизации в области изображения был взят равным 0,1 мс дуги. Параметр α , входящий в алгоритм ОММЭ [4] и существенно влияющий на качество восстановления, был выбран равным 10^8 . Алгоритм поиска экстремума функционала энтропии был реализован по методу покоординатного спуска. Для снижения чувствительности метода к ошибкам во входных данных в основной функционал (энтропии по Шеннону) был также включён дополнительный стабилизирующий член, представляющий собой оценку расхождения искомого решения с входными данными по критерию χ^2 [4].

Основные параметры полученных с помощью ОММЭ карт, опубликованных в работах [5, 7], сведены в табл. 1, где в первой колонке приводится наименование источника, во второй — дата наблюдений, в третьей — наименования станций глобальной РСДБ-сети, участвовавших в наблюдениях, в четвёртой — полный поток излучения источника по карте, в пятой — пиковый поток излучения источника по карте, в шестой — фактор согласия решения с входными данными, который вычисляется как отношение среднего квадрата разности измеренных и полученных значений функции видности к дисперсии ошибки измерения функции видности. Чем меньше значение фактора согласия, тем лучше согласование решения с исходными данными.

Сравнение карт, построенных с помощью ОММЭ и метода CLEAN [6] по одним и тем же данным наблюдений, показывает, что практически все ОММЭ-карты получены с лучшим фактором согласия (в среднем по всем источникам фактор согласия меньше в 2,2 раза). При этом полный поток излучения источников увеличился в среднем в 1,036 раза, т. е. практически не изменился, а пиковый поток уменьшился в 1,83 раза. С учётом двух последних обстоятельств можно сделать вывод, что ОММЭ-карты получились более сглаженными. Уменьшение фактора согласия говорит о том, что класс гладких функций более адекватен данным наблюдений, чем класс дельта-функций, в котором ищется решение по методу CLEAN, т. е. картографируемые источники при данном разрешении и на данной шкале угловых координат обнаруживают протяжённую структуру.

Ещё раз отметим, что в отличие от ММЭ процедура CLEAN всегда даёт разрывное решение в виде совокупности дельта-функций (при этом усиливаются яркие компоненты и подавляются более слабые), хотя этого не видно на публикуемых картах вследствие сглаживания полученного решения «чистой» диаграммой, которая представляет собой гауссову функцию с шириной, равной ширине синтезированной диаграммы направленности интерферометра. При этом, очевидно, сглаженная карта совсем не обязательно должна согласовываться с данными так же, как модель. При использовании же ОММЭ мы сразу получаем гладкое решение. По степени согласованности решения с данными наблюдений можно судить о том, какой алгоритм восстановления более адекватен для данного источника. Так, если применение ОММЭ обеспечивает решение с худшим фактором согласия по сравнению с решением, построенным по методу CLEAN, то следует сделать вывод о том, что поиск решения в классе гладких функций является менее адекватным характеру данных и источник, скорее всего, имеет точечную структуру, близкую к совокупности дельта-функций. В данном случае к таким источникам можно отнести, например, источник 0642+214, т. к. фактор согласия решения, построенного по методу CLEAN, получился почти вдвое меньше, чем при использовании ОММЭ. В соответствии с приведёнными выше цифрами и рассуждениями можно сделать вывод, что для данной выборки источников благодаря применению ОММЭ нам удалось получить в целом более точные оценки распределений яркости по сравнению с результатами традиционно используемой для обработки данных РСДБ-наблюдений процедуры CLEAN. При этом у ряда источников (0400+258, 0458-020, 0917+624, 1606+106, 1823+568, 2230+114) удалось более полно восстановить протяжённые детали джета, что подтверждается сравнением полученных карт с VLBA-картами [8], полученными при более плотном заполнении uv -плоскости отсчётами, у других источников — избавиться от точечных артефактов, свойственных процедуре CLEAN. Заметим, что точечные артефакты вносят наибольшую

Таблица 1

Параметры карт радиоисточников и характеристики их структуры

источник	дата	станции	полный поток, Ян	пиковый поток, Ян/луч	фактор согласия	структ. индекс	средн. τ_s , пс	макс. τ_s , пс
0014+813	17.10.95	G,W,N20,MK,NL,A,K	0,960	0,234	2,52	2	4,6	24,8
0016+731	18.01.94	F,W,G,K,MK,SC,N85	1,760	0,244	1,75	4	38,5	1675,9
0059+581	27.06.95	G,W,NY,F,N85,	1,620	0,825	1,61	1	3,1	10,7
0202+149	09.01.96	NY,W,F,N20,G,K	1,310	0,592	2,77	2	5,0	21,3
0229+131	18.01.94	F,W,G,SC,N85,BR,K,MK	1,430	0,318	1,65	2	6,7	31,8
0336-019	18.01.94	F,W,SC,N85,BR,K,G,MK	2,070	0,737	1,99	2	7,8	36,9
0400+258	09.01.96	F,W,NY,N85,G,K	0,320	0,131	0,82	2	6,6	21,4
0402-362	23.01.95	F,H26,MA,H,S, N85,SS,MK,P	1,260	0,935	1,39	1	2,0	6,4
0440+345	22.08.95	K,NY,G,W,F,N85	0,430	0,131	1,61	2	6,4	37,4
0458-020	23.01.95	F,MA,H,N85,SC,P, S,MK,H26,C	1,500	0,693	2,00	2	6,0	17,4
0528+134	01.02.95	C,D65,MA,ME,NY,W,O,N	3,840	1,317	3,12	1	3,2	7,0
0552+398	04.01.94	F,N85,K,W,G,A	3,840	1,212	1,98	1	6,1	20,7
0615+820	26.03.96	G,K,W,NY,N20	0,300	0,079	-	2	4,1	18,0
0642+214	14.11.95	G,K,NY,W,F,N85	0,380	0,152	-	3	12,4	41,7
0716+714	14.11.95	NY,W,G,K,F,N85	0,180	0,111	1,02	1	0,9	3,1
0735+178	18.01.94	F,W,SC,G,BR,K,MK	1,540	0,299	2,68	2	16,2	60,9
0917+624	05.03.96	NY,W,N20,F,G,K	1,090	0,222	1,67	3	21,5	601,8
0955+476	18.01.94	G,K,W,BR,F,SC,MK	0,970	0,393	1,45	1	2,8	12,5
1014+615	06.02.96	G,K,N20,W,F	0,340	0,136	1,92	2	13,8	40,9
1101+384	17.10.95	A,G,NL,MK,K,W	0,350	0,124	1,14	1	3,1	19,3
1128+385	31.10.95	G,NY,K,N85,W,F	0,630	0,268	1,33	1	3,0	20,1
1219+285	31.10.95	G,NY,K,N85,W,F	0,210	0,067	0,99	2	7,9	30,4
1308+326	04.10.94	G,K,MK,W,F,SC,BR	3,490	1,249	3,32	2	7,1	30,3
1357+769	17.10.95	A,G,N20,W,NL,MK,K,F	0,590	0,276	1,96	1	3,7	8,3
1606+106	18.01.94	G,N85,K,BR,MK,F,W,SC	1,310	0,420	1,51	2	4,4	26,4
1637+574	05.03.93	K,N20,G,NY,W,F	0,850	0,322	1,87	2	3,8	18,8
1638+398	08.08.95	N85,W,G,K,F	0,630	0,276	1,29	1	4,4	15,9
1739+522	18.01.94	K,W,BR,MK,SC,N85,F	1,080	0,267	1,71	2	6,7	36,6
1741-038	18.01.94	G,K,BR,MK,N85,SC,F,W	2,830	0,898	2,07	2	4,5	23,4
1745+624	03.10.95	G,K,W,N20,F	0,200	0,109	0,64	1	2,4	5,7
1803+784	18.01.94	BR,MK,G,N85,K,SC,W,F	1,710	0,575	3,64	2	7,0	33,6
1823+568	03.10.95	G,W,N20,F,K	0,600	0,324	3,32	2	4,6	30,6
2145+067	17.10.95	A,F,G,N20,W,NL,MK,K	8,010	1,838	7,88	2	12,5	25,5
2200+420	26.03.96	G,K,W,NY,N20,F	2,810	0,491	3,97	4	85,9	1456,3
2201+315	18.01.94	F,W,BR,MK,SC,N85,G,K	1,950	0,306	1,99	3	28,4	116,3
2230+114	31.10.95	NY,W,F,N85,G,K	1,070	0,295	1,66	3	26,6	117,8

Сокращения наименований станций: A — Algopark; BR — VLBA-BR; C — Crimea; D65 — DSS65; F — Fortleza; G — Gilcreek; H — Hartrao; H26 — Hobart26; K — Kokee; MA — Matera; ME — Medicina; MK — VLBA-MK; N — Noto; N20 — NRAO20; N85 — NRAO85; NL — VLBA-NL; NY — NyAlesund20; O — Onsala; SC — VLBA-SC; W — Wettzell

погрешность при вычислении структурных задержек.

По полученным ОММЭ-изображениям, как более точным по сравнению с полученными по методу CLEAN, в соответствии с описанной выше методикой были вычислены двумерные карты структурного члена задержки, которые вместе с картами самих источников опубликованы в работе [7]. Средние и максимальные значения структурного члена задержки, определённые в области пространственных

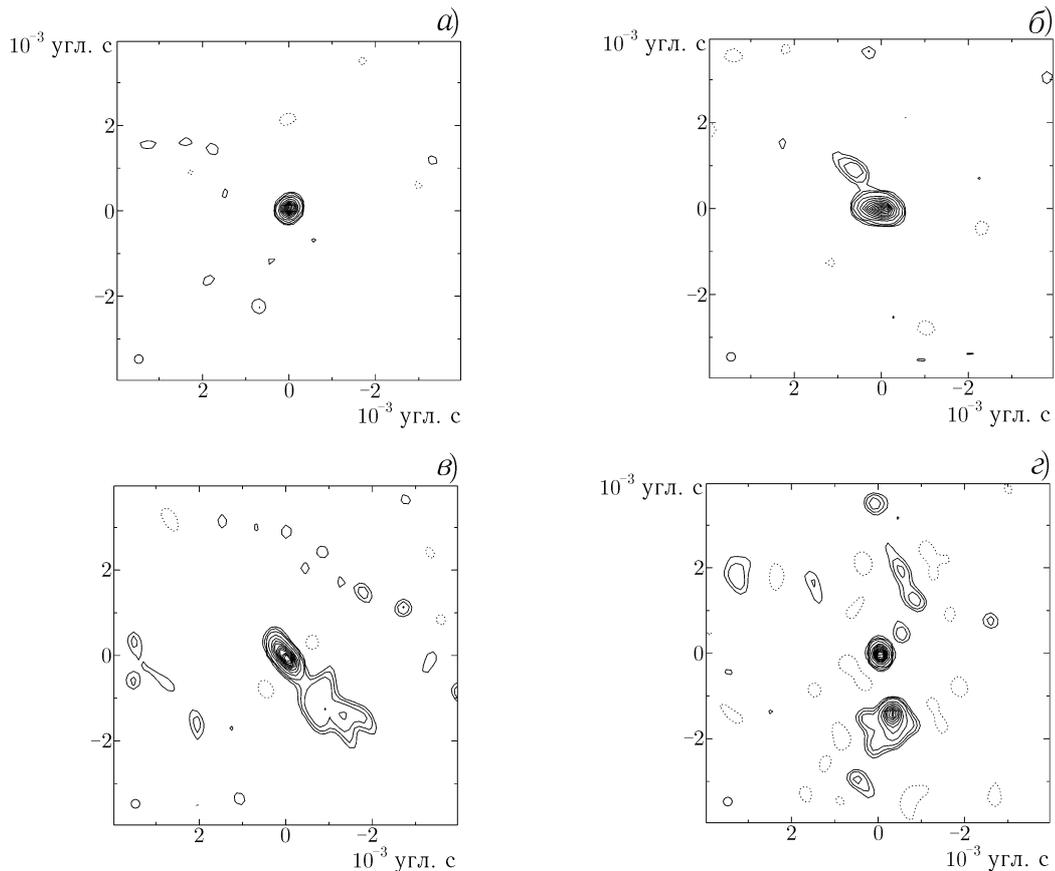


Рис. 1. Изображения источников, построенные с помощью ОММЭ на основе данных РСДБ-наблюдений на частоте 8,2 ГГц: (а) источник 1357+769 (17.10.95, структурный индекс 1), (б) источник 0229+131 (18.01.94, структурный индекс 2), (в) источник 2201+315 (18.01.94, структурный индекс 3), (г) источник 220+420 (26.03.96, структурный индекс 4)

частот источника, ограниченной максимальной длиной базы интерферометра, представлены в восьмой и девятой колонках табл. 1.

В седьмой колонке табл. 1 представлен структурный индекс источника [8], который характеризует степень его компактности. Структурный индекс, который определяется исходя из среднего значения структурной поправки, может служить мерой астрометрического качества опорных источников. Существует четыре основных класса (с индексами от 1 до 4), на которые можно разделить все опорные источники. К классу с индексом 1 относятся наиболее компактные источники, характеризующиеся минимальным отклонением структуры от точечной и, соответственно, обладающие пренебрежимо малыми структурными поправками (несколько пикосекунд). Такие источники являются наилучшими кандидатами для решения астрометрических задач. Источники со структурным индексом 2 также обладают неплохим астрометрическим качеством. Они имеют менее компактную структуру, но структурный член задержки ещё достаточно мал и не превышает в среднем 15 пс. Источники со структурным индексом 3 обладают значительными протяжёнными деталями и могут быть использованы в астрометрических наблюдениях с большой осторожностью. Источники со структурным индексом 4 обладают, как правило, несколькими компактными деталями (чаще всего двумя) и не должны быть использованы в астрометрических наблюдениях вообще. Как видно из табл. 1, среди 36 исследованных источников индексом 1 обладают одиннадцать источников, индексом 2 — девятнадцать, индексом 3 — четыре, индексом 4 — два. В качестве иллюстрации на рис. 1 приводятся ОММЭ-карты источников 1357+769, 0229+131,

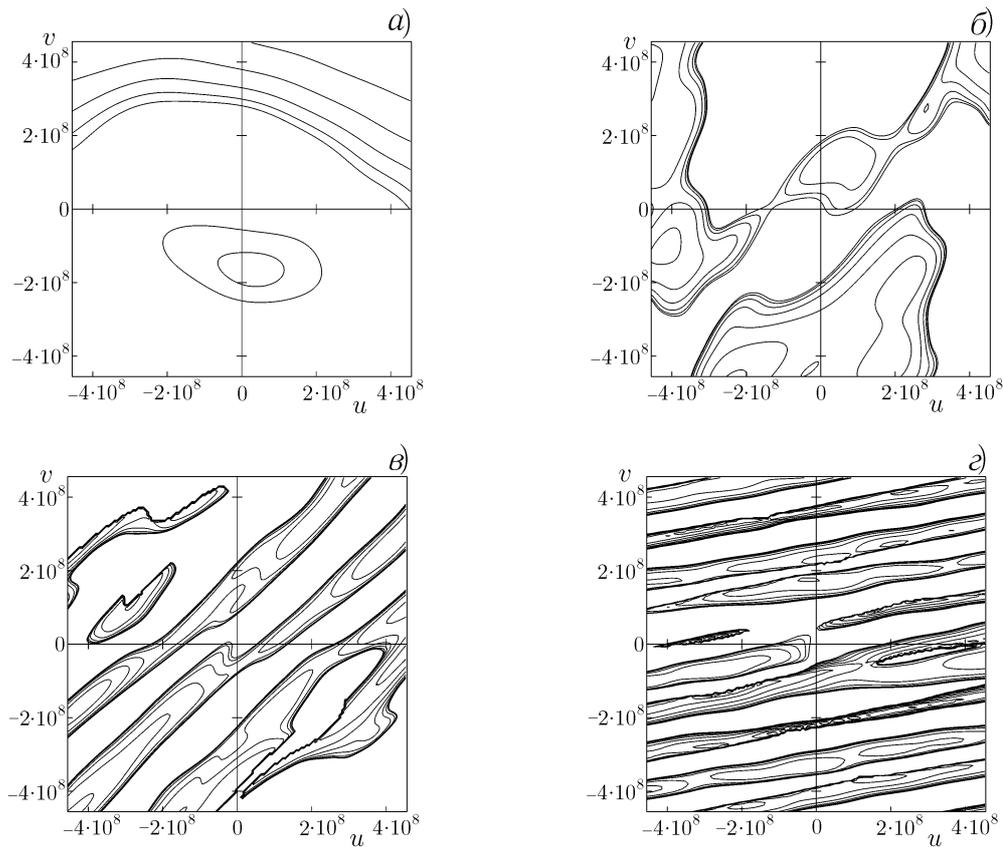


Рис. 2. Двумерные карты структурного члена задержки, соответствующие картам источников, приведённым на рис. 1. Пространственные частоты u и v выражены в единицах длины волны принимаемого излучения ($F = 8,2$ ГГц)

2201+315 и 2200+420, которые являются наиболее яркими представителями каждого из рассмотренных четырёх структурных классов. Представленные изображения получены свёрткой ОММЭ-решения гауссовой функцией с характерной шириной 0,2 мс дуги, что является минимально достаточным для интерполяции отсчётов, отстоящих друг от друга на 0,1 мс дуги (размер луча «чистой» диаграммы направленности интерферометра показан в левом нижнем углу каждой карты). Уровни изолиний составляют (в процентах от пикового значения): -1, 1, 2, 4, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 99.

На рис. 2 приведены соответствующие двумерные карты структурного члена задержки, которые могут быть использованы при астрометрической редукции. На картах структурной задержки представлена только положительная часть функции, т. к. отрицательная часть центрально-симметрична положительной в соответствии со свойствами, описанными в разделе 2. Уровни изолиний имеют следующие значения: 1,25; 2,5; 5; 10; 20; 40; 80; 160; 320 и 640 пс.

Как видно из приведённых рисунков, источник 1357+769, обладающий структурным индексом 1, можно считать состоящим из одного достаточно компактного ядра; на данной угловой шкале никакой протяжённой структуры источника не обнаруживается. Максимальное значение структурного члена задержки составляет 8,3 пс. В источнике 0229+131 кроме компактного ядра проявляется достаточно интенсивная компонента, расположенная на расстоянии около 1 мс дуги к северо-западу от ядра и приводящая к заметному увеличению структурного члена задержки, максимальное значение которого достигает уже 31,8 пс. Поэтому этот источник отнесён к классу с индексом 2. Источник 2201+315, отнесённый к классу с индексом 3, обнаруживает по сравнению с предыдущими источниками значи-

тельную протяжённую компоненту в юго-восточном направлении от ядра. Протяжённость этой компоненты достигает 2 мс дуги, что приводит к структурной задержке до 116,3 пс. И, наконец, двухкомпонентный источник 2200+420, расстояние между компонентами которого достигает 1,8 мс дуги, без сомнения, принадлежит к классу источников со структурным индексом 4. В данном случае максимальное значение структурного члена задержки на порядок больше по сравнению с предыдущим источником и составляет 1 456,3 пс. Очевидно, наилучшими астрометрическими свойствами обладает источник 1357+769, а наихудшими — источник 2200+420.

ВЫВОДЫ

Таким образом, в данной работе приведено подробное математическое описание и эффективный алгоритм вычисления структурного члена задержки интерференционных лепестков радиоинтерферометра, обусловленного протяжённой структурой внегалактических источников, используемых в качестве опорных в астрометрических и геодезических экспериментах. Кроме того, рассмотрены свойства структурного члена задержки, позволяющие заметно упростить его вычисление. Эффективность процесса вычисления структурных поправок обеспечивается также возможностью использования алгоритма быстрого преобразования Фурье.

В отличие от традиционных алгоритмов предложенная методика может быть применена к изображениям произвольного вида, что особенно актуально в связи с появлением новых, более сложных и высокоточных методов картографирования, в частности, основанных на использовании эффективных модификаций метода максимальной энтропии.

Методика апробирована на достаточно представительной выборке из 36 компактных внегалактических источников, входящих в опорную систему координат, и проиллюстрирована на примере источников 1357+769, 0229+131, 2201+315 и 2200+420, каждый из которых является типичным представителем одного из четырёх основных структурных классов.

Работа выполнена при частичной поддержке Миннауки по программе «Астрономия. Фундаментальные космические исследования» (грант № 2.1.1.3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gontier A.-M. et al. // Proc. 9th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry. Germany, Bonn, 1993. P. 167.
2. Charlot P. // Astronom. J. 1990. V. 99. P. 1 309.
3. Tang G. Ph. D. thesis «Studies of extragalactic radio source structure and its effect on geodetic VLBI measurements». Onsala Space Observatory, Chalmers University of Technology, 1988.
4. Байкова А. Т. // Труды ИПА РАН. 1998. Вып. 3. С. 287.
5. Байкова А. Т. // Астрофизика на рубеже веков. Сборник трудов. / Под. ред. Н. С. Кардашева, Р. Д. Дагкесаманского, Ю. А. Ковалева. АКЦ ФИАН, 1999. С. 399.
6. Байкова А. Т., Пятунина Т. Б., Финкельштейн А. М. // Труды ИПА РАН. 1997. Вып. 1. С. 22.
7. Байкова А. Т. // Труды ИПА РАН. 1999. Вып. 4. С. 150.
8. IERS Technical Note «The International Celestial Reference Frame realized by VLBI» / Ed. Ma C. and Feissel M. No. 23, 1997.
9. Байкова А. Т. // Изв. вузов. Радиофизика. 1995. Т. 38, № 12. С. 1 267.

Институт прикладной астрономии РАН,
г. Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию
17 июля 2000 г.

**DETERMINATION OF STRUCTURE CORRECTIONS OF EXTRAGALACTIC FIDUCIAL RADIO SOURCES USING
GEODETIC VLBI OBSERVATIONS***A. T. Bajkova*

We present the further development of a mathematical technique for calculating the structure corrections of the fiducial radio sources using their images obtained from geodetic VLBI observations. In contrast to techniques described in the literature, the proposed approach can be applied to arbitrary images rather than to images which can be approximated by a few δ -functions or Gaussians. This is especially topical in view of the appearance of new sophisticated and accurate image-reconstruction techniques different from the standard CLEAN or model fitting. The calculation efficiency of the structure corrections is ensured by using the algorithm of the fast Fourier transform. We apply the method to analyze a sufficiently representative sample of 36 fiducial compact extragalactic radio sources and illustrate its use for four sources, 1357+769, 0229+131, 2201+315, and 2200+420, each of them belonging to one of the four structure-index classes.

О ВОЗМОЖНОСТИ БЫСТРОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРА

Н. А. Дугин, М. Б. Нечаева

Предложен способ быстрого определения и регулярного контроля ряда параметров радиointерферометра (проекций базы и долготы места установки), основанный на приёме излучения точечных радиоисточников при определённых значениях их часовых углов с последующей обработкой результатов измерений с использованием разработанного алгоритма. Показана применимость метода для определения параметров радиointерферометров как с двухканальным, так и с одноканальным приёмником.

ВВЕДЕНИЕ

Определение параметров радиоастрономического инструмента — калибровка — является обязательной процедурой, обеспечивающей требуемую точность проводимых на нём исследований. Калибровка радиointерферометров со связанными элементами, в том числе систем апертурного синтеза, проводится главным образом по излучению внеземных точечных радиоисточников с достаточно большой интенсивностью, поскольку только таким образом достигается высокая точность фазовых измерений и, соответственно, получаемых результатов.

Методики калибровки систем апертурного синтеза хорошо разработаны, составлены каталоги используемых для калибровки радиоисточников. Калибровка осуществляется путём наблюдения множества радиоисточников с существенно отличающимися склонениями δ и разными часовыми углами t . По измеренным значениям разности фаз сигналов, принятых антеннами интерферометра, находятся неизвестные параметры инструмента. Процедура калибровки занимает от нескольких часов до нескольких суток. Разработаны алгоритмы определения как параметров инструмента (проекций базы, перекосов осей антенн, инструментальной разности фаз и т. д.), так и координат источников или долготы места [1, 2].

Однако, применяемые методы, которые в дальнейшем будем называть стандартными, малоэффективны или вообще неприемлемы в тех случаях, когда:

- 1) инструменты имеют малую чувствительность, и, следовательно, можно уверенно наблюдать только небольшое число калибровочных радиоисточников;
- 2) антенны интерферометра неполноповоротные;
- 3) используется передвижная антенна для получения различных наборов баз, и требуется определение параметров базы и координат места установки без точной геодезической привязки;
- 4) координаты источников известны не точно, и требуется одновременное определение и проекций базы, и ошибки часового угла t (метод симметрирования моментов измерения фазы относительно кульминации источника [2], разработанный для подобных случаев, неприменим для инструментов с базой, ориентированной в направлении восток—запад).

В радиоастрономической обсерватории НИРФИ «Старая Пустынь» были созданы радиointерферометры дециметрового и метрового диапазонов длин волн, работающие в режиме апертурного синтеза. При вводе их в действие разрабатывались методы калибровки по одному-двум источникам и была апробирована методика уточнения долготы центра базы [3–6]. Данная работа является продолжением исследований по этой тематике.

Предложен метод определения поправок к часовому углу источника и одной из проекций баз интерферометра при записи сигнала точечного радиоисточника в течение небольшого временного интервала, включающего момент кульминации $t = 0$ либо часовой угол $t = \pm\pi/2$. Принципиальной особенностью предлагаемого способа является то, что искомые параметры могут быть определены при единичном замере за короткий промежуток времени. Исходными данными для получения результата являются измеренные разности фаз, что предполагает использование двухканальной приёмной аппаратуры; однако нами рассмотрен вариант применения предлагаемого метода и для интерферометра с одноканальным приёмником.

1. СПОСОБ КАЛИБРОВКИ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРА С ДВУХКАНАЛЬНЫМ ПРИЁМНИКОМ

Согласно стандартной процедуре приёма, используемой в системах апертурного синтеза, в случае радиоинтерферометра с двухканальным приёмником при использовании метода «остановки фазы» сигнал накапливается в следующем виде:

$$C' = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(C_{\text{изм}}^{(i)} C_{\text{выч}}^{(i)} + S_{\text{изм}}^{(i)} S_{\text{выч}}^{(i)} \right) \sim \frac{1}{\Delta T} \int_{t_1}^{t_2} \cos(\varphi_{\text{изм}} - \varphi_{\text{выч}}) dt,$$

$$S' = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(S_{\text{изм}}^{(i)} C_{\text{выч}}^{(i)} - C_{\text{изм}}^{(i)} S_{\text{выч}}^{(i)} \right) \sim \frac{1}{\Delta T} \int_{t_1}^{t_2} \sin(\varphi_{\text{изм}} - \varphi_{\text{выч}}) dt, \quad (1)$$

$$\varphi = \text{arctg}(S'/C') = \varphi_{\text{изм}} - \varphi_{\text{выч}},$$

$$\varphi = \varphi_0 + k_0 (L \sin \delta + M \cos \delta \cos t + N \cos \delta \sin t). \quad (2)$$

Здесь $C_{\text{изм}}^{(i)}$ и $S_{\text{изм}}^{(i)}$ — измеренные выходные сигналы cos- и sin-каналов приёмника при i -м замере, $C_{\text{выч}}^{(i)}$ и $S_{\text{выч}}^{(i)}$ — вычисленные по заданным параметрам выходные сигналы, n — число замеров коррелятора, $\varphi_{\text{изм}}$ и $\varphi_{\text{выч}}$ — измеренные и вычисленные разности фаз, φ_0 — инструментальная разность фаз, $\Delta T = t_2 - t_1$ — временной интервал накопления сигнала, L , M и N — проекции базы в системе координат, где ось L направлена на Полюс Мира, ось M — на юг, ось N — на восток, $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — рабочая длина волны интерферометра. Поправки к проекциям базы зададим как $\Delta N = N - N_{\text{расч}}$, где N — искомая проекция базы, $N_{\text{расч}}$ — проекция, задаваемая при вычислении разности фаз.

При небольших изменениях часового угла можно принять $t = t_{\text{ср}} + \Delta t_{\text{и}} + t'$, считать $\sin t' \approx t'$, $\cos t' \approx 1$, пренебречь членами второго порядка малости относительно $\Delta t_{\text{и}}$, ΔM , ΔN и проводить интегрирование по t' в (1) от $-\Delta T/2$ до $\Delta T/2$. После интегрирования соответствующих аналитических выражений получаем результирующий сигнал в виде:

$$C' = \cos \varphi_{\text{с}} \frac{\sin x}{x} \quad S' = \sin \varphi_{\text{с}} \frac{\sin x}{x}, \quad (3)$$

$$x = 0,5k_0 \Delta T \cos \delta [(\Delta N - M_{\text{расч}} \Delta t_{\text{и}}) \cos t_{\text{ср}} - (\Delta M + N_{\text{расч}} \Delta t_{\text{и}}) \sin t_{\text{ср}}], \quad (4)$$

$$\varphi_{\text{с}} = \varphi_0 + k_0 [\Delta L \sin \delta + (\Delta N - M_{\text{расч}} \Delta t_{\text{и}}) \cos \delta \sin t_{\text{ср}} + (\Delta M + N_{\text{расч}} \Delta t_{\text{и}}) \cos \delta \cos t_{\text{ср}}], \quad (5)$$

где $\Delta t_{\text{и}}$ — ошибка определения часового угла, которая равна ошибке задания долготы центра базы при точно известных прямом восхождении источника и времени проведения замера, $t_{\text{ср}}$ — среднее значение часового угла за время наблюдения ΔT . При отслеживании источника в течение определённого интервала времени ΔT амплитуда конечного сигнала будет равна $A_{\text{сл}} = \sqrt{C'^2 + S'^2} = \sin x/x$, а фаза $\varphi_{\text{сл}} = \varphi_{\text{с}}$. Из соотношения (5) видно, что при $t_{\text{ср}} = 0$ и $\Delta t_{\text{и}} = 0$ фаза сигнала $\varphi_{\text{сл}}$ не будет зависеть от проекции базы $N_{\text{расч}}$, а при $t_{\text{ср}} = \pm\pi/2$ — от $M_{\text{расч}}$.

Таким образом, процедура измерений для определения, например, проекции базы N и поправки $\Delta t_{\text{и}}$ к часовому углу будет следующей:

1) Проводится запись сигналов $S_{\text{изм}}$ и $S_{\text{изм}}$ в течение интервала с длительностью несколько минут, симметричного относительно момента кульминации источника.

2) Определяется вид функции $\varphi_{\text{сл}}(N_{\text{расч}})$: при $\Delta t_{\text{и}} = 0$ это будет постоянная величина; если $\Delta t_{\text{и}} \neq 0$, то при изменении $N_{\text{расч}}$ в небольших пределах (порядка λ) получится близкая к линейной зависимость $\varphi_{\text{сл}}(N_{\text{расч}})$. Рассчитав разность фаз для двух различных значений $N_{\text{расч}}$ по соотношению (5), получаем

$$\Delta t_{\text{и}} = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{k_0 (N_2 - N_1) \cos \delta}, \quad (6)$$

где φ_1 и φ_2 — разности фаз, полученные для проекции $N_{\text{расч}}$, равной N_1 и N_2 соответственно.

3) Если поправка $\Delta t_{\text{и}}$ к часовому углу определена, то возможно определение N по максимуму амплитуды $A_{\text{сл}}$, когда ошибка ΔN определения проекции базы равна нулю.

Измерения вблизи момента кульминации источников, при $t \approx 0$, позволяют получить наибольшую точность искомым параметрам для интерферометров с ориентацией базы, близкой к направлению восток—запад, при $t \approx \pm\pi/2$ — для базы, ориентированной в направлении север—юг.

Для апробации метода была проведена серия наблюдений тринадцати радиоисточников различной интенсивности в момент их кульминации при длительности записи 3÷4 минуты. Интерферометр имел следующие параметры: база 417 метров, рабочая частота 540 МГц, диаметр антенн 7 м, ширина диаграммы направленности на уровне половинной мощности около 5° , чувствительность по потоку излучения порядка 40 Ян. Чтобы оценить эффективность метода, требовалось проверить алгоритмы обработки данных, определить погрешности измерений и оптимальный режим наблюдений. Оценка результатов проводилась путём сравнения их с данными калибровки интерферометра, выполненной стандартным методом при наблюдении восьми точечных радиоисточников (порядка 80 замеров), в результате которой определялись проекции базы. Координаты «центра тяжести» излучения наиболее интенсивных источников уточнялись при наблюдении каждого из них в течение полусуток, за которые проводилось 10÷14 замеров разности фаз длительностью до 15 минут. Таким образом, в координатных измерениях число замеров и общая их длительность были близки к аналогичным параметрам массивов данных в описываемом эксперименте. Кроме того, для контроля достоверности результатов использовались данные геодезической привязки долготы центра базы инструмента, погрешность которых равнялась 0,5 с.

Поправка к часовому углу определялась несколькими способами, позволявшими оценить разные методы обработки данных, выбрать оптимальные пути повышения точности и определить качество работы приёмной аппаратуры:

1) Прямой расчёт $\Delta t_{\text{и}}$ по исходным массивам данных \sin - и \cos -каналов радиометра; сравнение этих результатов с данными стандартных методов наиболее корректно, поскольку в длительных сериях калибровочных наблюдений никакой дополнительной обработки исходных массивов не проводилось.

2) Аппроксимация данных синусоидальной функцией; критерием точности аппроксимации являлось минимальное искажение таких параметров коррекции массивов данных, как отношение амплитуд сигналов в двух каналах (не более 3 %), отличие сдвига фаз сигналов в \sin - и \cos -каналах интерферометра от 90° (не более 3°) и сдвиг нулевых уровней. Достоверные результаты были получены для всех источников, которые обеспечивали на выходе радиометра отношение сигнал/шум не меньше 3.

3) «Чистка» массивов данных — исключение (коррекция) значений измеренных величин, превышающих среднее более чем на σ , где σ — дисперсия.

Средние значения поправки к часовому углу и их погрешности (во временных секундах) приведены в табл. 1. В первой строке табл. 1 — данные по 13 источникам (Лебедь-А, Телец-А, Дева-А,

Гидра-А (2 замера), 3С123, 3С48, 3С147, 3С161, 3С196, 3С273, 3С409, 3С433), во второй — по шести наиболее мощным источникам. В двух последних столбцах даны результаты расчётов для массивов данных, уменьшенных вдвое симметрично относительно момента кульминации. Это сделано для проверки влияния длительности единичного замера на конечный результат.

Т а б л и ц а 1

полные массивы ($n \sim 190 \div 240$)			укороченные массивы ($n' = n/2$)	
прямой расчёт	аппроксимация данных	коррекция данных	прямой расчёт	аппроксимация данных
$0,004 \pm 0,74$	$0,03 \pm 0,15$	$0,28 \pm 0,46$	$0,65 \pm 0,98$	$-0,01 \pm 0,26$
$0,92 \pm 0,48$	$-0,27 \pm 0,12$	$0,36 \pm 0,35$	$-0,15 \pm 0,38$	$-0,21 \pm 0,12$

Видно, что получена высокая точность определения поправки к часовому углу. Погрешность поправки $\Delta t_{\text{и}}$, определённая по наиболее мощным источникам, примерно в 2 раза превышает погрешность стандартного метода, что объясняется разной длительностью единичных замеров, отличавшейся примерно в 3–4 раза. Коррекция массивов существенно уменьшает погрешность, приближая каждый результат к среднему, несмотря на то, что корректировалось всего от 2 до 6 точек в каждом массиве. Сокращение массивов данных увеличивает погрешность обратно пропорционально квадратному корню из длительности интервала наблюдений. Записи сигналов источников с большим отношением сигнал/шум аппроксимируются синусоидальной функцией с высокой точностью, поэтому возможно сокращение длительности замеров до предельных значений в 1–2 минуты. В то же время обращает на себя внимание расхождение результатов при прямом расчёте $\Delta t_{\text{и}}$ и при аппроксимации данных для мощных источников, превышающее суммарные погрешности измерений. Это обстоятельство может быть связано с тем, что наиболее мощные источники имеют достаточно сложную структуру и относительно большие угловые размеры, а это приводит к отличию измеренной интерферограммы от синусоидальной функции. Одной из причин расхождения результатов может стать попадание в широкую диаграмму направленности нескольких источников, что также приведёт к изменению параметров аппроксимирующей функции для различных участков записи. В сигнале от самого мощного источника Лебедь-А наблюдалось существенное изменение амплитуды интерференционных лепестков, вызвавшее большое отличие поправок для двух способов обработки; возможной причиной этого эффекта могут быть ионосферные мерцания.

Проекция базы интерферометра на направление восток—запад в данном методе определяется по максимуму функции $\sin x/x$. Были получены вполне удовлетворительные оценки проекции N базы. Среднее значение N , полученное при наблюдениях шести наиболее мощных источников, составило 416,846 м с погрешностью около 3 см при задаваемом значении $N_{\text{расч}} = 416,886$ м, полученном калибровкой по стандартной методике с погрешностью 3÷4 мм, т. е. для массивов одинаковой длины погрешность предлагаемого метода получилась всего в 2–3 раза больше.

Высокая точность калибровки радиоинтерферометров достигается в основном за счёт большого числа замеров разности фаз для многих источников. Очевидно, что в единичном замере точность определения искомых параметров будет невысока, и для её улучшения также потребуется накопление большого массива данных. Для достижения предельно возможной точности в случае одного замера был проведён анализ факторов, приводящих к ошибкам, и апробированы способы ослабления их влияния, что будет полезно и при стандартных способах калибровки.

К факторам, приводящим к увеличению погрешности измерений, можно отнести, например, наличие в принимаемом сигнале внешней помехи. Записи с чётко выраженной помехой не обрабатывались. Однако нельзя было исключить наличие слабой помехи в каждом из замеров. Одним из возможных вариантов уменьшения погрешности единичного замера является «чистка» массивов данных, т. е. либо отбрасывание заведомо ложных значений, либо их коррекция. Особенность предлагаемого способа

калибровки в данном случае проявилась в том, что нельзя выбрасывать какие-либо измеренные значения, т. к. нарушается симметрия массива данных относительно среднего часового угла; также нельзя занулять эти значения, поскольку искажается синусоидальный отклик полезного сигнала. Поэтому при «чистке» массивов корректируемые величины заменялись либо на средние между предыдущими и экстремальными замерами, либо на значения аппроксимирующей функции при длительной помехе. Однако последнее преобразование приводит к искажению шумовых характеристик сигнала и получаемого результата, которое необходимо учитывать. В такой интерпретации аппроксимацию массивов данных синусоидальной функцией можно считать предельным вариантом «чистки». Источником дополнительной погрешности могут также служить различные шумовые характеристики двух каналов или негауссовое распределение шумов в них.

Для оценки влияния всех вышеперечисленных факторов был проведён анализ шумов выходных сигналов приёмника, для чего применялась следующая процедура обработки. Массив данных измерений преобразовывался вычитанием аппроксимирующей синусоидальной функции, которая принималась за нулевой уровень. Далее строились гистограммы вероятностного распределения амплитуд шума, которые аппроксимировались гауссовой функцией, и оценивалось отличие реального распределения амплитуд от нормального по критерию Колмогорова (см., например, [7]). Аргумент критерия Колмогорова равен $\lambda_K = D/\sqrt{n}$, где $D = \max |R_{\text{теор}} - R_{\text{эксп}}|$, $R_{\text{теор}}$ и $R_{\text{эксп}}$ — значения теоретической и эмпирической функций распределения, n — число точек массива. Аргументу λ_K соответствует величина $P(\lambda_K)$, равная вероятности того, что разность D не превысит полученное значение; чем ближе $P(\lambda_K)$ к 1, тем лучше принятое теоретическое распределение соответствует эмпирическому. В результате проведённого анализа было получено, что значения λ_K для cos-канала лежат в пределах $0,1 \div 0,5$ со средним значением порядка 0,4, а для sin-канала — в пределах $0,2 \div 0,7$ со средним значением порядка 0,57, т. е. в cos-канале был практически нормальный закон распределения шумов, в sin-канале — соответствие эмпирического распределения нормальному закону с вероятностью 85 %. Это обстоятельство указывает на наличие дефектов выходных каскадов цифрового коррелятора sin-канала, которые приводят к увеличению погрешности искомых величин. Наличие внешних помех определялось по совпадению времени всплесков сигнала в обоих каналах, их влияние не носило регулярного характера и легко устранялось.

На рис. 1 в качестве примера приведены результаты анализа шумов для источника ЗС123. Распределения шумов корректировались заменой экстремальных выбросов, искажающих функцию Гаусса, значениями, равными среднему между корректируемой и предыдущей величиной сигнала. Учитывалась тенденция изменения аргумента критерия Колмогорова λ_K и дисперсии, и при ухудшении параметров коррекция данных не проводилась. При значениях аргумента λ_K , соответствующих совпадению эмпирического распределения с гауссовым с вероятностью более чем 90 %, практически каждая коррекция приводила к уменьшению $P(\lambda_K)$, откуда был сделан вывод, что критерий Колмогорова весьма эффективен при «чистке» массивов данных измерения от импульсных внешних помех и аналогичных паразитных сигналов, возникающих из-за аппаратных дефектов. Следует отметить, что при замене экстремальных всплесков значениями аппроксимирующей функции практически всегда параметры распределения Гаусса ухудшались за счёт роста числа нулей в массиве данных. В этом случае требуется поиск оптимального варианта разбиения амплитуды шума на дискретности; в нашем случае для 17-ти и 21-го интервала разбиения разница в результатах была небольшая.

Таким образом, экспериментальная проверка показала, что разработанный метод определения параметров интерферометров с квадратурным выходом позволяет достичь точности, сравнимой с получаемой при стандартной калибровке. Для уменьшения погрешности единичного замера рекомендуется увеличить интервал наблюдения источника до предельно возможных значений (порядка 30 минут), ограничиваемых критерием малости t' , поскольку при современном развитии ЭВМ коррекция возможных дефектов записи может быть произведена в ходе последующей обработки.

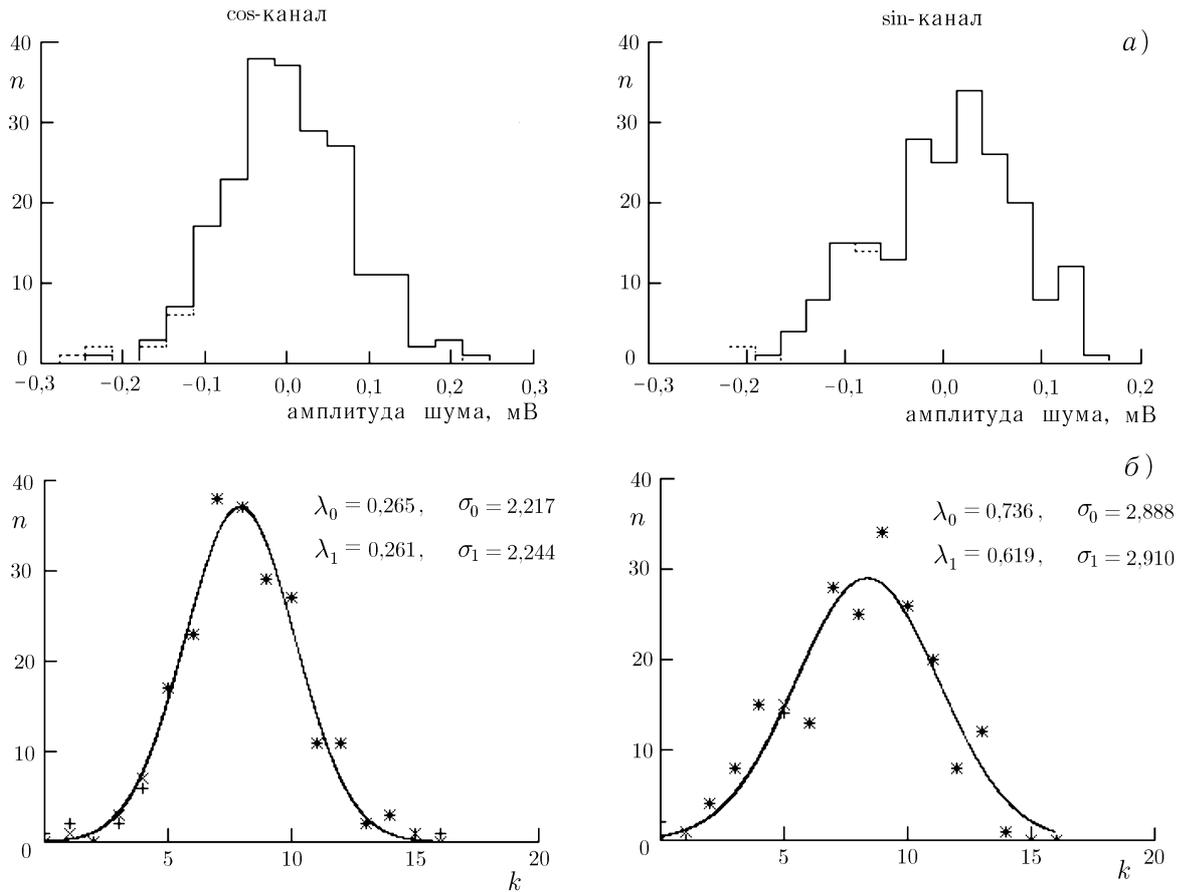


Рис. 1. Гистограммы распределения амплитуды шума в каналах радиоинтерферометра до корректировки (пунктирная линия) и после корректировки (сплошная линия) (а). Аппроксимация эмпирического распределения шума гауссовой функцией; λ_0, σ_0 — аргумент критерия Колмогорова и дисперсии шума до корректировки (+), λ_1 и σ_1 — после неё (*), k — номер интервала разбиения амплитуды шума (б)

2. МЕТОД КАЛИБРОВКИ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРОВ С ОДНОКАНАЛЬНЫМ ПРИЁМНИКОМ

В случае простейших интерферометров с одноканальным приёмником восстановление разности фаз по записи интерференционного отклика не проводится. Но если интерференционный отклик наблюдается достаточно хорошо, то фазу можно определить точно в точках, где амплитуда выходного сигнала равна нулю: в этом случае фаза равна $p\pi/2$, где $p = 1, 3, 5 \dots$. При этом исходное условное уравнение (2) для расчёта Δt_n и N примет вид

$$\varphi = \varphi_{изм} - \varphi_{выч} = \varphi_0 + k_0 (\Delta L \sin \delta + \Delta M \cos \delta \cos t + \Delta N \cos \delta \sin t) \pm p\pi/2. \tag{7}$$

Индекс p легко определяется отсчётом от часового угла $t = 0$.

Соотношение (6) для расчёта поправки к часовому углу преобразуется к виду

$$\Delta t_n = \frac{\sum_i \varphi_{2i} - \sum_i \varphi_{1i}}{k_0 (N_2 - N_1) \cos \delta}, \tag{8}$$

где $\sum_i \varphi_{1i}$ и $\sum_i \varphi_{2i}$ — суммы расчётных значений разности фаз (7) для часовых углов t_i , при которых синусоидальная функция, аппроксимирующая измеренный выходной сигнал, равна нулю.

В данном случае в отличие от варианта с двухканальным приёмником проекция базы на направление восток—запад определяется по методу симметрирования моментов измерения фазы:

$$N = \frac{\varphi_+ - \varphi_-}{k_0 \cos \delta \sin t_i}, \quad (9)$$

где φ_+ и φ_- — полная разность фаз для часовых углов $\pm t_i$, симметричных относительно момента кульминации.

Для оценки эффективности этой методики использовались имеющиеся данные наблюдений шести наиболее мощных источников, аппроксимированные синусоидальной функцией, на основе которых получены следующие результаты:

$$\Delta t_i = -0,46 \pm 0,98 \text{ с}, \quad N = 416,898 \pm 0,004 \text{ м}.$$

Видно, что возросла погрешность определения поправки к часовому углу. Это обусловлено дефицитом информации: наблюдения проводились в течение $200 \div 240$ с при периоде интерференции $T_{\text{инт}}$, равном примерно 20 с, т. е. имелось малое число периодов интерференционной картины и, соответственно, весьма ограниченное количество точек (всего $10 \div 12$), в которых фаза равнялась $\pi/2$ или $3\pi/2$. Несмотря на это, точность определения проекции N базы высока и близка к точности стандартной методики калибровки. Полученные результаты показывают, что предлагаемый метод будет эффективен и при калибровке интерферометров с одноканальным выходом.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод определения и контроля ряда параметров радиоинтерферометра с двухканальным приёмником, измеряющим разность фаз принимаемых сигналов. Метод позволяет с высокой точностью получить проекции базы интерферометра и поправку к часовому углу точечного радиоисточника при наблюдении 1-2 объектов в течение нескольких минут вблизи момента их кульминации ($t = 0$) и при $t = \pm\pi/2$. Экспериментально достигнута погрешность определения поправки к часовому углу $\Delta t_i \sim (0,006 \div 0,04) T_{\text{инт}}$, погрешность определения наибольшей проекции базы составила несколько миллиметров (относительная погрешность определения максимальной проекции базы нашего инструмента порядка 10^{-5}).

Особенностью предложенного метода является то, что искомые параметры могут быть получены при единичном замере; погрешность результата уменьшается с увеличением числа наблюдений.

Показана возможность применения варианта данного метода калибровки для радиоинтерферометров с одноканальным приёмником при наблюдении мощных радиоисточников, когда на выходе приёмника обеспечивается отношение сигнал/шум не меньше 3.

Для более полной оценки возможностей метода требуется провести измерения на инструментах с лучшим разрешением и чувствительностью, однако ясно, что максимальной эффективности предложенный метод достигает при калибровке интерферометров с неполноповоротными антеннами с большой эффективной площадью, например типа РАТАН-600, для которых актуальной задачей может быть определение точки отсчёта базовой линии и контроль её положения при переориентации радиотелескопа, или для инструментов с континентальными и межконтинентальными базами, когда совместные сектора наблюдения антенн невелики и захватывают в основном радиоисточники вблизи момента их кульминации. В последнем случае наиболее реально использование радиоинтерферометров со сверхдлинной базой с независимым приёмом, для которых применение данной методики является предметом дальнейшего исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Томпсон Р., Моран Дж., Свенсон Дж. Интерферометрия и синтез в радиоастрономии. М.: Мир, 1989.
2. Wade C. M. Precise position of radio sources. // *The Astroph. J.* 1970. V. 162. P. 381.
3. Дугин Н. А. Разработка и исследование двухэлементной системы апертурного синтеза. Дисс. ... к. ф.-м. н. Горький: НИРФИ, 1983.
4. Дугин Н. А. Способ определения поправки к часовому углу внеземного источника радиоизлучения. Патент А SU №1827032 от 13.10.1992.
5. Dugin N. A. Determination of an Hour Angle Correction of a Point Radio Source by a Radio Interferometer with Connected Elements. // *IEEE AP-S Int. Symp. and URSI Radio Sci. Meeting, Canada: Montreal.* 1997. P. 46.
6. Дугин Н. А., Нечаева М. Б. // Труды четвертой научной конференции по радиофизике (5 мая 2000 г.). Нижний Новгород, С. 95.
7. ЩигOLEV Б. М. Математическая обработка наблюдений. М.: Физматгиз, 1960.

Научно-исследовательский радиофизический институт,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
21 мая 2001 г.

POSSIBILITY OF FAST DETERMINATION OF THE PARAMETERS OF A RADIO INTERFEROMETER

N. A. Dugin and M. B. Nechaeva

We propose a method for fast determination and systematic control of certain parameters (the baseline projection and the mounting-site longitude) of a radio interferometer. This technique is based on receiving the radiation from point sources at fixed values of their hour angles with subsequent processing by the developed algorithm. The adaptability of this method for determination of parameters for radio interferometers with two- and one-channel receivers is demonstrated.

УДК 621.371.252

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЕ В УСЛОВИЯХ СРЕДНЕШИРОТНОГО F -SPREAD

В. А. Алимов, Ф. И. Выборнов, А. Н. Караштин, Г. П. Комраков, А. В. Рахлин

Приведены результаты последних экспериментов по изучению явления F -spread с помощью радиопросвечивания ионосферы сигналом станда СУРА с приёмом излучения на борту космического аппарата NASA WIND. Предложена обобщённая модель пространственно-временного распределения электронной концентрации в среднеширотной ионосфере в условиях F -spread. С использованием этой модели крупномасштабных неоднородностей ионосферы выполнены расчёты траекторий распространения коротких радиоволн, а также обсуждены известные результаты сравнительных измерений среднеквадратичных относительных флуктуаций электронной концентрации в крупномасштабных неоднородностях среднеширотной ионосферы, выполненных на спутнике OGO-6, и частотного уширения ионограмм наземных станций вертикального зондирования. Показано, что предложенная модель возмущений электронной концентрации в среднеширотной ионосфере во время F -spread не только хорошо описывает основные качественные особенности распространения коротких радиоволн в возмущённых геофизических условиях, но и позволяет достаточно точно воспроизводить количественные характеристики частотного уширения отражённых коротковолновых сигналов в условиях стандартного и развитого F -spread.

Вопросам моделирования явления F -spread в ионосфере Земли посвящён целый ряд работ (см. [1] и цитированную там литературу). Особо следует выделить в этом ряду работы по вертикальному зондированию (ВЗ) ионосферы коротковолновыми (КВ) сигналами наземных радаров, выполненные в 60–80-х годах в Австралии под руководством Боумана [2].

В 90-х годах авторами настоящей статьи был выполнен цикл исследований флуктуационных явлений при распространении радиоволн в среднеширотной ионосфере во время F -spread [3], а в последние годы были проведены исследования среднеширотного F -spread с помощью коротковолнового зондирования околоземной плазмы с использованием наземных и космических приёмно-передающих устройств [4].

Ниже мы приводим некоторые результаты последних экспериментов по изучению явления среднеширотного F -spread, выполненных в 2000–2001 гг. Результаты этих работ в сочетании с результатами более ранних исследований [3, 4] и работы [2] позволяют предложить некоторую самосогласованную радио- и геофизическую модель среднеширотного F -spread.

1. КОСМИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Исследования среднеширотного F -spread с использованием синхронного ВЗ ионосферы КВ сигналами с поверхности Земли с одновременным наземным приёмом КВ сигналов внеземных дискретных радиисточников на частотах, близких к критической частоте ионосферы, оказались практически невозможными из-за высокого уровня станционных КВ помех в волноводе Земля-ионосфера [4].

Поэтому в исследованиях 2000–2001 гг. основное внимание было уделено космической схеме эксперимента. В соответствии с ней в октябре–ноябре 2000 г. и январе–феврале 2001 г., когда космический аппарат (КА) NASA WIND находился в зоне радиовидимости наземного радиофизического полигона НИРФИ в г. Васильсурск Нижегородской области, были проведены экспериментальные исследования среднеширотного F -spread с помощью радиопросвечивания ионосферы КВ сигналами станда

СУРА (г. Васильсурск) с приёмом его излучения на борту КА. В целом схема эксперимента была идентична схеме космического эксперимента 1999 г. [4]. Излучение станда СУРА и приём его на борту КА WIND осуществлялся на двух фиксированных частотах, 4 525 и 9 075 кГц. КА находился преимущественно на расстояниях $R \simeq (150 \div 170)R_3$, где R_3 — радиус Земли. Контроль за состоянием ионосферы в районе полигона в Васильсурске осуществлялся с помощью панорамной станции ВЗ «Базис».

Практически во всех сеансах во время эксперимента наблюдалось явление F -spread. Обычно частотное уширение отражённых сигналов на панорамной станции «Базис» не превышало $100 \div 200$ кГц, но в ряде сеансов оно было достаточно большим. Так, например, в сеансе 02.11.00 наблюдалось явление F -spread с частотным уширением $\Delta f \simeq 500$ кГц. При этом, однако, минимальная наблюдаемая частота для трассы СУРА-WIND, определённая по ионограммам станции ВЗ «Базис», практически совпала с наименьшей рабочей частотой зондирования станда СУРА. Поэтому наблюдавшаяся в этом сеансе экранировка сигнала на частоте 4 525 кГц, скорее всего, была связана с естественным ходом критической частоты ионосферы, обусловленным горизонтальным градиентом электронной концентрации в слое F_2 среднеширотной ионосферы в предрассветное время суток. Такая же ситуация была и в некоторых других сеансах, когда имела место экранировка сигнала на частоте 4 525 кГц.

Результаты этих наблюдений приводят к заключению, что и эффект аномальной экранировки сигнала для радиотрассы СУРА-WIND на частоте 4 525 кГц, наблюдавшийся в сеансе 19.11.99 [4], вероятнее всего, был обусловлен резко выраженным горизонтальным градиентом электронной концентрации в слое F_2 ионосферы. Вместе с тем следует отметить фокусировку и дефокусировку КВ излучения практически во всех сеансах наблюдений сигнала станда СУРА на борту КА WIND.

2. МОДЕЛЬ НЕОДНОРОДНОЙ СТРУКТУРЫ СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ

Результаты многолетних экспериментальных исследований, выполненных под руководством Бомана, свидетельствуют об определяющей роли крупномасштабных перемещающихся ионосферных возмущений электронной концентрации (ПИВ) в формировании среднеширотного F -spread [2]. Поэтому, учитывая общепринятое описание ПИВ [5], можно предложить следующее пространственно-временное распределение электронной концентрации в верхней среднеширотной ионосфере во время явления F -spread:

$$N(x, z, t) \simeq N_0 \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{z_m^2}\right) \left[1 + \left(\frac{\Delta N}{N}\right)_0 \cos(k_B x' + \Omega t)\right] + N_1(x, y, z, t), \quad (1)$$

где N_0 — электронная концентрация в максимуме слоя F_2 ионосферы (регулярное распределение электронной концентрации в слое аппроксимируется гауссовой функцией [5]), z_0 и z_m — высота максимума концентрации и эффективная полутолщина слоя F_2 соответственно, $(\Delta N/N)_0$ — амплитуда вариации электронной концентрации в ПИВ, $x' = x \cos \vartheta_B - (z - z_0) \sin \vartheta_B$ (см. рис. 1), xz — плоскость распространения ПИВ, ϑ_B — угол наклона волнового вектора ПИВ \mathbf{k}_B к горизонту, $k_B = 2\pi/\Lambda$, Λ — длина волны возмущения электронной концентрации, Ω — круговая частота временных осцилляций ПИВ, $N_1(x, y, z, t)$ — флуктуационное возмущение электронной концентрации.

Соотношение (1) описывает ионосферное распределение электронной концентрации при стандартном среднеширотном F -spread в течение интервала T_B в несколько десятков минут, так что характерный пространственный масштаб возмущений составляет $L_H \simeq V_{\text{ПИВ}} T_B = 360$ км ($T_B = 1,8 \cdot 10^3$ с; $V_{\text{ПИВ}} \simeq 2 \cdot 10^{-1}$ км/с — скорость переноса возмущений электронной концентрации в ионосфере [1]). При этом флуктуационное возмущение электронной концентрации среднеширотной ионосферы $N_1(x, y, z, t)$ является случайным стационарным процессом с трёхмерным пространственным спектром $\Phi_N(\boldsymbol{\kappa})$ и внешним масштабом турбулентности $l_0 \simeq 30$ км [3]. Характерные параметры крупномасштабных ПИВ согласно [2] равны $\Lambda \simeq 30$ км, $\vartheta_B \simeq 10 \div 20^\circ$.

Крупномасштабные квазисинусоидальные возмущения электронной концентрации, описываемые вторым слагаемым в скобках в соотношении (1), ответственны за многолучевость отражённых КВ сигналов наземных передатчиков во время явления стандартного среднеширотного F -spread [2, 3]. Однако, как уже неоднократно отмечалось, в [6] было обнаружено аномальное увеличение многолучевости КВ сигналов во время F -spread при использовании остронаправленной приёмной антенны. Это явление уже нельзя объяснить в рамках принятой в [2] модели среднеширотного F -spread как отражения коротких радиоволн от квазисинусоидального экрана в верхней ионосфере. По последним данным [4] обнаруженное в [6] явление присуще развитому среднеширотному F -spread, когда в ионосфере существуют неоднородности с пониженным (повышенным) электронным содержанием и характерными размерами в десятки километров, вытянутые вдоль направления магнитного поля Земли. Поэтому, вообще говоря, следует обобщить выражение (1) на случай распределения электронной концентрации в среднеширотной ионосфере во время развитого F -spread. Это можно сделать в следующей приближённой форме:

$$N(x, z, t) \simeq N_0 \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{z_m^2}\right) \left[1 + \left(\frac{\Delta N}{N}\right)_0 \exp\left(-\frac{(z' - z_0)^2}{(\Delta h)^2}\right) \times \right. \\ \left. \times \left[\sum_{m=0}^M \exp\left(-\frac{(x' - m\Lambda)^2}{a^2}\right) \right] \cos(k_B x' + \Omega t) \right] + N_1(x, y, z, t). \quad (2)$$

Второе слагаемое в скобках в соотношении (2) содержит экспоненциальные члены, описывающие пространственное распределение возмущения электронной концентрации вдоль магнитного поля \mathbf{H} (см. рис. 1) с характерным масштабом Δh и набор изолированных неоднородностей вдоль волнового возмущения \mathbf{k}_B с характерным масштабом a ; $z' = x \cos \vartheta_H + (z - z_0) \cos \vartheta_H$, где ϑ_H — угол между направлением магнитного поля \mathbf{H} и вертикалью. Положения пространственных максимумов (минимумов) удовлетворяют условию $k_B x' = 2\pi m$, где $m = 0, 1, 2, \dots, M$; $M = L_H/\Lambda$.

Параметр a , вообще говоря, зависит от амплитуды $(\Delta N/N)_0$ ПИВ. В случае небольших возмущений (стандартный среднеширотный F -spread) $a > \Lambda$ ($a^2 \gg \Lambda^2$), и мы приходим к соотношению (1) (обычно предполагается, что $\Delta h \simeq z_m$). В случае сильных возмущений (развитый среднеширотный F -spread) $a < \Lambda$ ($a^2 \ll \Lambda^2$), и из соотношения (2) получаем

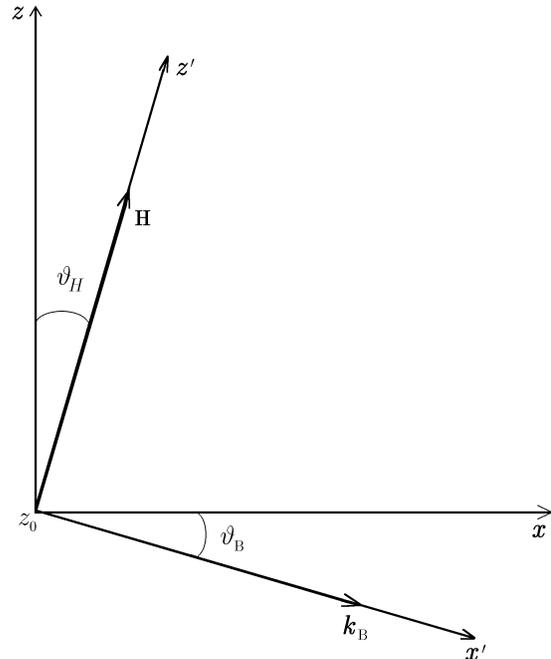


Рис. 1

$$N(x, z, t) \simeq N_0 \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{z_m^2}\right) \times \\ \times \left[1 + \left(\frac{\Delta N}{N}\right)_0 \exp\left(-\frac{(z' - z_0)^2}{z_m^2}\right) \left[\sum_{m=0}^M \exp\left(-\frac{(x' - m\Lambda)^2}{a^2}\right) \right] \cos(\Omega t) \right] + N_1(x, y, z, t). \quad (3)$$

Соотношение (3) описывает пространственно-временное распределение электронной концентрации в верхней среднеширотной ионосфере во время явления развитого F -spread.

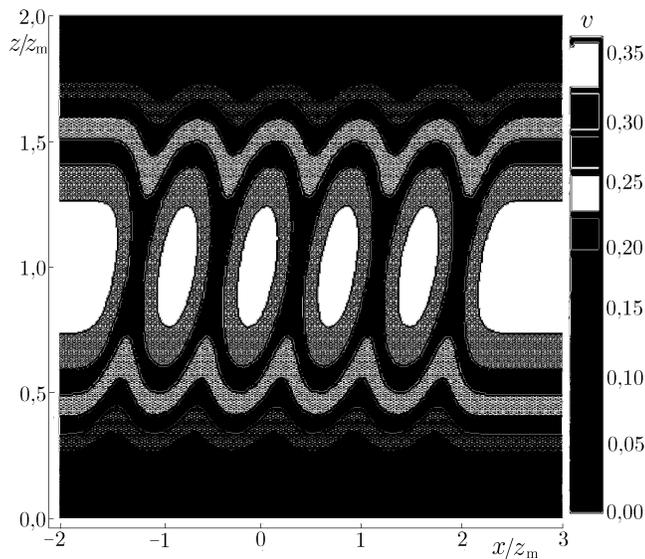


Рис. 2

Для распределения (3) крупномасштабных неоднородностей электронной концентрации слоя F_2 ионосферы были выполнены расчёты траекторий распространения коротких радиоволн (лучей). Фрагмент области возмущений электронной концентрации в виде набора изолированных областей с пониженным электронным содержанием ($(\Delta N/N)_0 = -0,2$; $a/z_m = 0,2$; $\Lambda/z_m = 0,8$) представлен на рис. 2. Расчёты траекторий проводились для ряда фиксированных частот, чтобы моделировать как условия радиопросвечивания, так и условия отражения коротких радиоволн, излучаемых точечным источником на Земле, от слоя со сложным пространственным распределением электронной концентрации (3).

Расчёты проводились в соответствии с методикой [7], согласно которой распространение обыкновенных волн в плазме при наличии крупномасштабных неоднородностей электронной концентрации в геометрооптическом приближении может быть описано следующей системой лучевых уравнений:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt_1} = (1 + \gamma^2 K_\gamma) \frac{\mathbf{n}}{n} - \gamma K_\gamma \mathbf{b}, \quad \frac{dn}{dt_1} = K_v \frac{\partial v}{\partial \mathbf{r}}, \quad (4)$$

где

$$K_\gamma = \frac{v\sqrt{u}}{2(1-v)P_2R}, \quad (5)$$

$$K_v = -\frac{1}{2n} \frac{1}{(1-v)R} \left[n^2 - \frac{v\sqrt{u}(P_1 - P_2)^2}{P_2R} \right], \quad (6)$$

$$t_1 = c \int_0^t dt' \left[\frac{\partial(\omega n)}{\partial \omega} \right]^{-1}, \quad (7)$$

$$P_1 = \frac{\sqrt{u}(1-\gamma^2)}{2(1-v)}, \quad P_2 = \sqrt{P_1^2 + \gamma^2}, \quad (8)$$

$$n^2 = 1 - v/R, \quad R = 1 - \sqrt{u}(P_1 - P_2), \quad (9)$$

$v = \omega_0^2/\omega^2$, $u = \omega_H^2/\omega^2$, $\mathbf{n} = c/\omega\mathbf{k}$, $\gamma = \mathbf{b}\mathbf{s}$, ω_0 и ω_H — плазменная и циклотронная электронные круговые частоты соответственно, \mathbf{b} и \mathbf{s} — единичные векторы вдоль направления магнитного поля \mathbf{H} и волнового вектора \mathbf{k} соответственно, c — скорость света.

При численном решении системы лучевых уравнений (4) предполагалось, что точечный источник находится на расстоянии $h \simeq 250$ км от нижней границы ионосферного слоя ($z = 0$). Лучи до слоя считались прямыми. Угол наклона магнитного поля относительно вертикали ϑ_H полагался равным 20° , гирочастота электронов принималась равной $f_H = 1,4$ МГц. При отражении радиоволн рассматривался случай вертикального зондирования ионосферы, а при радиопросвечивании — наклонное падение излучения на ионосферу под углом $\vartheta \simeq 42 \div 48^\circ$.

Результаты расчётов лучевых траекторий для случая отражения радиоволн оказались идентичны результатам подобных расчётов в [7]: крупномасштабные неоднородности с пониженной электронной концентрацией играют роль волноводов, которые формируют развитую многолучевость отражённых КВ сигналов. Этот результат практически совпал с результатами аналогичных расчётов [8, 9], моделирующих условия F -spread.

Что касается случая радиопросвечивания области возмущений, то представление о лучевых траекториях излучения точечного наземного источника в ионосферном слое с развитой крупномасштабной структурой электронной концентрации в виде (3) даёт рис. 3, соответствующий типичному случаю радиопросвечивания возмущённой области на трассе СУРА-WIND ($(\Delta N/N)_0 = -0,2$; $a/z_m = 0,2$; $\Lambda/z_m = 0,8$; критическая частота невозмущённого слоя F_2 ионосферы $f_{крF_2} = 2,7$ МГц; рабочая частота $f = 4,5$ МГц; угол падения лучей на ионосферу изменялся в интервале $\vartheta = 42^\circ \div 48^\circ$ с шагом $0,5^\circ$; $z = 0$ — нижняя граница ионосферного слоя). Из рис. 3 видно, что проходящее излучение испытывает пространственную модуляцию (фокусировку/дефокусировку лучей); это явление было типичным в наших космических экспериментах по излучению среднеширотного F -spread.

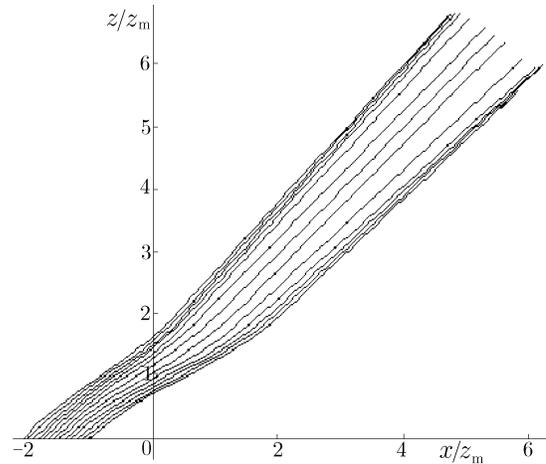


Рис. 3

Необходимо заметить, что характер фокусировки/дефокусировки коротких радиоволн в случае радиопросвечивания области возмущений с развитой крупномасштабной структурой электронной концентрации (3) практически не отличается от случая радиопросвечивания ионосферной области со слабыми квазисинусоидальными возмущениями электронной концентрации (1) (ср. [10]).

В заключение кратко остановимся на известном результате сравнительных измерений среднеквадратичных относительных флуктуаций электронной концентрации $\delta N/N$ в крупномасштабных неоднородностях среднеширотной ионосферы на КА OGO-6 и частотного уширения $2\delta f/f$ ионограмм наземных станций ВЗ. Результаты этих измерений были представлены в [11], впоследствии они были детально проанализированы в [12]. Оказалось, что в случае сильных крупномасштабных неоднородностей электронной концентрации в верхней ионосфере ($\delta N/N \gtrsim 30\%$) справедливо приближённое равенство [12]:

$$2\delta f/f \simeq \delta N/N_0, \quad (10)$$

в то время как в случае слабых крупномасштабных неоднородностей ($\delta N/N < 30\%$) измеренные величины удовлетворяют другому приближённому равенству [12]:

$$2\delta f/f \simeq 1,4 \delta N/N_0. \quad (11)$$

Равенства (10) и (11) находятся в хорошем соответствии с предложенными выше моделями возмущения электронной концентрации в верхней среднеширотной ионосфере во время стандартного (1) и развитого (3) F -spread.

Действительно, в условиях развитого F -spread частотное уширение ионограмм вертикального зондирования формируется квазирегулярными отражениями коротких радиоволн от крупномасштабных (с размерами больше соответствующей зоны Френеля) плазменных неоднородностей со среднеквадратичными вариациями электронной концентрации $\pm \delta N$ относительно среднего значения N_0 в максимуме слоя F_2 . При регулярном отражении коротких радиоволн $N \propto f^2$, откуда непосредственно следует равенство (10).

При стандартном F -spread электронная концентрация в окрестности максимума слоя F_2 ионосферы испытывает квазисинусоидальные колебания (см. (1)). В этом случае область частот вблизи критической частоты невозмущённой ионосферы, на которых происходят отражения радиоволн от максимума слоя F_2 , увеличится в $\sqrt{2}$ раз [12, 13]. Следовательно, для частотного уширения ионограмм наземных станций ВЗ должно выполняться равенство (11).

Таким образом, модель возмущений электронной концентрации в верхней среднеширотной ионосфере во время F -spread в форме (1)–(3) достаточно хорошо описывает основные особенности распространения коротких радиоволн как при радиопросвечивании, так и при их отражении в возмущённых геофизических условиях.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена модель пространственно-временного распределения электронной концентрации в верхней среднеширотной ионосфере в условиях F -spread, основанная на результатах многолетних натурных экспериментов по ВЗ ионосферы КВ сигналами с поверхности Земли и экспериментов последних лет по приёму коротковолнового излучения наземного стенда СУРА на борту космического аппарата WIND.

Модель органично включает в себя как квазисинусоидальные крупномасштабные возмущения электронной концентрации, так и изолированные неоднородности с пониженным (повышенным) электронным содержанием с характерными размерами десятки километров, вытянутые вдоль направления магнитного поля Земли. Квазисинусоидальные возмущения электронной концентрации, присущие слабым вариациям электронной концентрации в перемещающихся ионосферных возмущениях, хорошо согласуются с явлением стандартного среднеширотного F -spread с относительно небольшим уширением отражённых от ионосферы КВ сигналов. В то же время набор изолированных неоднородностей с пониженным (повышенным) электронным содержанием хорошо согласуется с волновым распространением коротких радиоволн в условиях развитого среднеширотного F -spread, когда наблюдается аномально высокое уширение отражённых КВ сигналов даже при узконаправленных приёмных антеннах.

В целом предложенная модель возмущений электронной концентрации в верхней ионосфере во время среднеширотного F -spread не только достаточно хорошо согласуется с основными качественными особенностями распространения коротких радиоволн в возмущённых геофизических условиях (например, описывает фокусировки и дефокусировки КВ излучения при радиопросвечивании возмущённой области), но и позволяет достаточно точно воспроизводить количественные характеристики частотного уширения отражённых КВ сигналов в условиях стандартного и развитого F -spread.

Вместе с тем остаётся открытым вопрос о том, представляет ли предложенная обобщённая модель пространственно-временного распределения электронной концентрации в среднеширотной ионосфере в условиях F -spread единую структуру с переменным параметром $a[(\Delta N/N)_0]$ (см. (2)), или же, что более вероятно, в условиях среднеширотного F -spread имеет место трансформация квазисинусоидальной структуры ПИВ, существующей при небольших относительных флуктуациях электронной концентрации (см. (1)), в пространственно упорядоченную структуру изолированных плазменных неоднородностей с пониженным (повышенным) электронным содержанием с характерными размерами десятки километров, вытянутых вдоль направления магнитного поля Земли (см. (3)). Причём такая трансформация (связанная, например, с каким-либо нелинейным механизмом [1]), носит резко выраженный пороговый характер, так что переход от квазисинусоидальной структуры (1) к структуре изолированных плазменных неоднородностей (3) происходит в относительно узкой области значений $(\Delta N/N)_0$ (по результатам измерений [11, 12] при $(\Delta N/N)_0 \simeq 30\%$).

Ответ на этот вопрос следует искать, прежде всего, в теоретических исследованиях физических процессов генерации и распространения перемещающихся возмущений в ионосфере Земли. В насто-

ящее время указанные процессы в случае сильных флуктуаций электронной концентрации в крупномасштабных неоднородностях, которые имеют место в условиях развитого среднеширотного F -spread, изучены недостаточно [14, 15].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 99–02–16052 и 00–02–31002) и INTAS (проект № 97–1964).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гершман Б. Н., Казимировский Э. С., Кокуров В. Д., Чернобровкина Н. А. Явление F -рассеяния в ионосфере. М.: Наука, 1984.
2. Bowman G. G. // J. Geom. and Geoelect. 1990. V. 42, No. 2. P. 109.
3. Алимов В. А., Рахлин А. В., Выборнов Ф. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 11. С. 1323.
4. Алимов В. А., Токарев Ю. В., Бужере Ж.-Л. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43, № 9. С. 755.
5. Афраймович Э. Л. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. М.: Наука, 1982.
6. Алимов В. А., Выборнов Ф. И., Рахлин А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1995. Т. 38, № 10. С. 1064.
7. Gurevich A., Carlson H., Kelly M., Hagford T., Karashtin A., Zybin K. // Phys. Lett. 1999. V. A251. P. 311.
8. Калихман А. Д. // Геом. и аэрономия. 1991. Т. 31, № 1. С. 126.
9. James H. G. // Radio Sci. 1995. V. 30, No. 2. P. 445.
10. Afraimovich E. L., Udodov M. Yu. // J. Atm. Terr. Phys. 1993. V. 55, No. 1. P. 57.
11. Wright J. W., McClure J. P., Yanson W. P. // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. P. 548.
12. Wright J. W., Argo P. E., Pitteway M. L. V. // Radio Sci. 1996. V. 31, No. 2. P. 349.
13. Booker H. G., Pasricha P. K., Powers W. J. // J. Atm. Terr. Phys. 1986. V. 48, No. 4. P. 327.
14. Hocke K., Schlegel K. // Ann. Geophys. 1996. V. 14. P. 917.
15. Григорьев Г. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 1. С. 3.

Научно-исследовательский радиофизический институт,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
27 апреля 2001 г.

ELECTRON-DENSITY DISTRIBUTION IN THE UPPER IONOSPHERE UNDER THE CONDITIONS OF A MIDLATITUDE F -SPREAD

V. A. Alimov, F. I. Vybornov, A. N. Karashtin, G. P. Komrakov, and A. V. Rakhlin

We present the results of the last experiments aimed at studying the phenomenon of midlatitude F -spread by radio-raying of the ionosphere by the signal from the SURA facility, which was received onboard the NASA spacecraft WIND. A generalized model of spatio-temporal distribution of the electron density in the midlatitude ionosphere under F -spread conditions is proposed. Based on this model describing large-scale ionospheric irregularities, we calculate the ray trajectories of HF radio waves. We also discuss the known results of comparative measurements of the variances of relative electron-density fluctuations in large-scale irregularities of the midlatitude ionosphere, performed by the spacecraft OGO-6, and the frequency broadening of the ionograms of ground-based stations for vertical sounding. It is shown that the proposed model of the electron-density disturbances in the midlatitude ionosphere in the presence of an F -spread is able not only to describe well the main qualitative feature of HF radiowave propagation under disturbed geophysical conditions, but also to reproduce quite accurately the quantitative parameters of the frequency broadening of reflected HF signals under the conditions of standard and developed F -spread.

УДК 533.951, 537.868

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РЕЛАКСАЦИИ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВБЛИЗИ 5-Й ГАРМОНИКИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ*

*Е. Н. Сергеев¹, С. М. Грач², Г. П. Комраков¹,
Б. Тиде³, Т. Б. Лейзер³, Т. Д. Кароззи³, М. Хольц³*

Представлены результаты экспериментальных исследований динамики искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ), возбуждаемого вблизи 5-й гармоники частоты электронного гирорезонанса при воздействии на ионосферную плазму мощной радиоволной. Измерения динамических характеристик различных компонент ИРИ были выполнены на стенде НИРФИ «Сура» (г. Нижний Новгород, Россия) с помощью аппаратуры Института космической физики (Упсала, Швеция), предназначенной для спектрального анализа сигналов с высоким частотно-временным разрешением. На основе проведённых измерений проанализированы свойства нестационарной высокочастотной плазменной турбулентности: конкуренция возбуждения ленгмюровской и верхнегибридных мод плазменных колебаний в зависимости от близости частоты волны накачки к гирогармонике, тонкая структура нестационарных процессов перераспределения энергии турбулентности по спектру при её генерации и релаксации, появление аномально высокой бесстолкновительной диссипации энергии турбулентности вблизи гармоники гирорезонанса с ростом длительности нагрева. Обсуждаются возможные механизмы наблюдаемых явлений.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования процессов нелинейного взаимодействия мощного коротковолнового радиоизлучения с ионосферной плазмой, ведущиеся с начала 70-х годов, выявили существование аномально сильной диссипации энергии волны накачки (ВН) [1–3]. Определяющую роль в появлении такой диссипации играет возбуждение различных мод плазменных колебаний в процессе развития различного типа параметрических неустойчивостей в области отражения ВН [4–6]. Развитие искусственной ионосферной турбулентности, в свою очередь, приводит к эффективной трансформации её энергии в электромагнитные волны, т. е. к генерации искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) [7]. Регистрируемое на поверхности Земли ИРИ несёт важную информацию о динамике нестационарной плазменной турбулентности и характеристиках фоновой ионосферной плазмы. Проводимые в течение ряда последних лет исследования свойств ИРИ показали эффективность использования подобных измерений в качестве нового метода диагностики искусственной плазменной турбулентности [8, 9], по ряду параметров превосходящего традиционный метод исследования плазменной линии с помощью радаров некогерентного рассеяния [10–12].

В рамках развития указанного диагностического метода в данной работе представлены результаты экспериментальных измерений динамики ИРИ на нагревном стенде «Сура» (г. Нижний Новгород) в окрестности пятой гармоники $5f_{ce}$ гирочастоты электронов. Представленные результаты получены на качественно новом уровне регистрации данных с помощью специализированной аппаратуры для спектрального анализа широкополосных сигналов в реальном времени. Для исследования ленгмюровской турбулентности в области плазменного резонанса $f_{pe} \simeq f_0$ вблизи высоты h_0 отражения ВН в течение первых миллисекунд (десятков миллисекунд) мощного воздействия проводился анализ динамики спектров ИРИ типа «ponderomotive Narrow Continuum» (NC_p) при отстройках

*Статья подготовлена к юбилею НИРФИ.

$-(30 \div 40)$ кГц $< \Delta f_{\text{NC}_p} < 0$ [8, 13, 14]. Здесь $\Delta f = f_{\text{ИРИ}} - f_0$; $f_{\text{pe}}(h_0)$, $f_{\text{ИРИ}}$ и f_0 — локальная электронная плазменная частота, частота ИРИ и частота ВН соответственно. С увеличением длительности воздействия до нескольких сотен миллисекунд (нескольких секунд) наблюдается формирование компонент спектра ИРИ, связанных с возбуждением плазменной турбулентности в области локального верхнегибридного резонанса ВН на частоте $f_{\text{uh}} = f_0 = \sqrt{f_{\text{pe}}^2(h_{\text{uh}}) + f_{\text{ce}}^2}$ ($h_{\text{uh}} < h_0$). Условия их генерации определяются как уровнем мелкомасштабных искусственных неоднородностей плотности плазмы, так и соотношением верхнегибридной частоты и гармоники электронной циклотронной частоты в неоднородной магнитоактивной ионосферной плазме. Для исследования верхнегибридной турбулентности при воздействии на частотах $f_0 < 5f_{\text{ce}}$ анализировалась эволюция главного спектрального максимума (Downshifted Maximum, DM) с $\Delta f_{\text{DM}} \simeq -(9 \div 12)$ кГц и его спутников при кратных отстройках $n\Delta f_{\text{DM}}$, где $n \leq 3$, положительного максимума (Upshifted Maximum, UM) с $\Delta f_{\text{UM}} \simeq 9 \div 12$ кГц и широкополосной компоненты ИРИ (Broad Continuum, BC) с $\Delta f_{\text{BC}} \simeq -(15 \div 90)$ кГц. Попадание частоты ВН в узкую область гармоники гирорезонанса определялось по максимальному подавлению генерации компоненты DM. Для случая $f_0 > 5f_{\text{ce}}$ дополнительно исследовалась динамика широкого положительного максимума излучения (Broad Upshifted Maximum, BUM) с пиком интенсивности в области $\Delta f_{\text{BUM}} \geq f_0 - 5f_{\text{ce}}$ и шириной спектра до $160 \div 240$ кГц. Подобное описание спектральных компонент ИРИ в соответствии с их свойствами на стадии развития верхнегибридной турбулентности и используемая в данной работе терминология для их обозначения приведены в работах [15, 16]. Результаты всех ранее проведённых измерений динамики ИРИ, как правило, были получены для набора фиксированных частот с характерными отстройками от частоты ВН, соответствующими основным спектральным компонентам ИРИ [8, 9, 13, 14, 17], либо при исследованиях спектральных свойств ИРИ с низким временным разрешением [7, 15, 16, 18, 19].

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на стенде «Сура» 23–27 сентября 1998 г. Целью исследований было изучение динамики нестационарной плазменной турбулентности с помощью ИРИ при различных временных режимах воздействия на ионосферную плазму мощной радиоволной О-поляризации вблизи гармоник гирочастоты электронов. В соответствии с ионосферными условиями измерения проводились вблизи 5-й гирогармоники.

26 сентября 1998 г. использовались частоты ВН $f_0 \simeq 5f_{\text{ce}}$; $5f_{\text{ce}} \pm 30 \div 40$ кГц. Так как в ионосфере гирочастота f_{ce} уменьшается с ростом высоты h , то при изменении ионосферных условий частота ВН также изменялась, чтобы сохранить требуемое для измерений соотношение частот f_0 и $5f_{\text{ce}} \sim 6640 \div 6780$ кГц ($h \sim 215 \div 265$ км). Для отдельного изучения процессов возбуждения и релаксации ленгмюровской и верхнегибридной турбулентности использовались следующие режимы излучения ВН: режим «холодного старта» с $\tau_{\text{и}} \ll T_{\text{и}}$ ($\tau_{\text{и}} = 1; 2; 5; 10; 20; 50$ мс; $T_{\text{и}} = 2$ с; здесь $\tau_{\text{и}}$ — длительность импульса, $T_{\text{и}}$ — период повторения импульсов ВН) и режим квазинепрерывного нагрева с $\tau_{\text{и}} \sim T_{\text{и}}$ ($\tau_{\text{и}} = 990; 980; 950; 900; 800; 500$ мс; $T_{\text{и}} = 1$ с). Кроме того, ВН излучалась и в переходных режимах с $\tau_{\text{и}} = 100; 200; 500$ мс при $T_{\text{и}} = 2$ с. Эффективная мощность излучения стенда составляла $P_3 \simeq 200$ МВт. Для определения регулярного поглощения G в нижних слоях ионосферы по соотношению амплитуд A_{n+1}/A_n кратных отражений от ионосферы применялся режим с $\tau_{\text{и}} = 0,5$ мс; $T_{\text{и}} = 2$ с. С высокой степенью точности поглощение в течение цикла измерений с 14:30 до 18:04 MSK составило $e^G = A_n/(2A_{n+1}) \simeq 1,4$, откуда можно определить мощность ВН на входе в возмущённую F -область ионосферы: $\tilde{P}_3 = P_3 e^{-G} \simeq 140$ МВт.

Более детальные исследования динамики верхнегибридной турбулентности были выполнены 23 и 24 сентября 1998 г. в условиях квазинепрерывного нагрева с использованием режимов $\tau_{\text{и}} = 180$ мс;

$T_n = 200$ мс и $\tau_n = 80$ мс; $T_n = 100$ мс при различных расстройках частоты ВН и пятой гирогармоники ($\delta f = f_0 - 5f_{ce} \simeq -30 \div 80$ кГц). В этих измерениях эффективная мощность излучения стенда составляла $P_3 \simeq 90$ МВт.

Регистрация амплитуды и фазы сигналов ИРИ проводилась с помощью 23-разрядной рабочей станции HP3587S с аналого-цифровым преобразованием комплексных отсчётов с частотой $F = 320$ либо 640 кГц. Далее сигналы подвергались спектральному фурье-анализу и усреднению по $12 \div 75$ реализациям (импульсам) для уменьшения дисперсии. При спектральной обработке данных, проведённой на основе стандартных математических функций с использованием временного окна Ханнинга, оценивалась спектральная плотность мощности (СПМ) сигнала. Временное (δt) и частотное (δF) разрешения, связанные соотношением $\delta t \delta F \sim 1$, определялись количеством отсчётов преобразования Фурье и, как правило, составляли $0,25 \div 1$ мс и $1 \div 4$ кГц соответственно. Динамические спектры (спектрограммы) строились со сдвигом в $50 \div 100$ мкс. Далее на рисунках момент времени $t = 0$ соответствует моменту регистрации первого отражения сигнала от ионосферы.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

2.1. Динамика мощной радиоволны, отражённой от ионосферы

На рис. 1 приведена динамика отражённого от ионосферы сигнала ВН в ходе измерений 26.09.98 при разной длительности импульсов ВН для трёх частот: $f_0 \simeq 5f_{ce}$, $f_0 < 5f_{ce}$ и $f_0 > 5f_{ce}$. Из анализа представленных данных можно сделать следующие выводы.

На первом этапе эволюции интенсивности сигнала на первых миллисекундах приёма для всех трёх случаев наблюдается эффект стрикционного самовоздействия ВН (нелинейного уменьшения интенсивности принимаемого сигнала ВН) [2, 3]. Снижение интенсивности достигало 20 дБ, уменьшаясь с ростом длительности импульса ВН (уменьшением скважности $Q = T_n/\tau_n$ или ростом средней мощности излучения $\langle P_3 \rangle = P_3/Q$) вплоть до $1 \div 3$ дБ для режимов квазинепрерывного нагрева. Напротив, характерное время развития эффекта (уменьшения интенсивности ВН в ϵ раз) при этом возрастает от 0,3 до 6 мс. Одновременно наблюдается и уменьшение начальной интенсивности сигнала, определяемое возникновением теплового расслоения плазмы и аномального ослабления ВН в области её верхнегибридного резонанса. Важным моментом является замедление процесса этого перехода для случая $f_0 \simeq 5f_{ce}$ в условиях ослабления генерации верхнегибридной турбулентности.

Второй этап эволюции характеризуется ростом интенсивности отражённой ВН до 10 дБ к $40 \div 60$ мс, при этом не наблюдается существенного изменения фазы отражённой от ионосферы волны. Максимум интенсивности при $t \sim 50$ мс получил название первого «пичка» квазипериодических осцилляций интенсивности ВН [17]. Его природа не имеет пока однозначного объяснения, однако она, по-видимому, тесно связана со срывом стрикционных эффектов вблизи уровня отражения ВН. Интересно отметить, что эффект восстановления интенсивности ВН продолжается и для кратных отражений сигнала, особенно на фазе первого «пичка» для $\tau_n = 50 \div 100$ мс (см. верхние панели на рис. 5). С ростом длительности воздействия интенсивность отражённой ВН снова начинает уменьшаться, испытывая квазипериодические затухающие осцилляции, а фаза волны начинает слабо изменяться. Тестовые измерения с использованием пробных волн с частотами, лежащими вдали от гирогармоник, и расстройками до 100 кГц от частоты ВН показали, что уменьшению интенсивности ВН после стадии первого «пичка» отвечает момент начала развития эффекта аномального ослабления пробных волн, связанного с развитием верхнегибридной турбулентности. С другой стороны, наши измерения выявили независимость временной эволюции интенсивности отражённой ВН от близости к гармонике гирорезонанса, в окрестности которой согласно [16, 19] генерация верхнегибридной турбулентности оказывается подавленной.

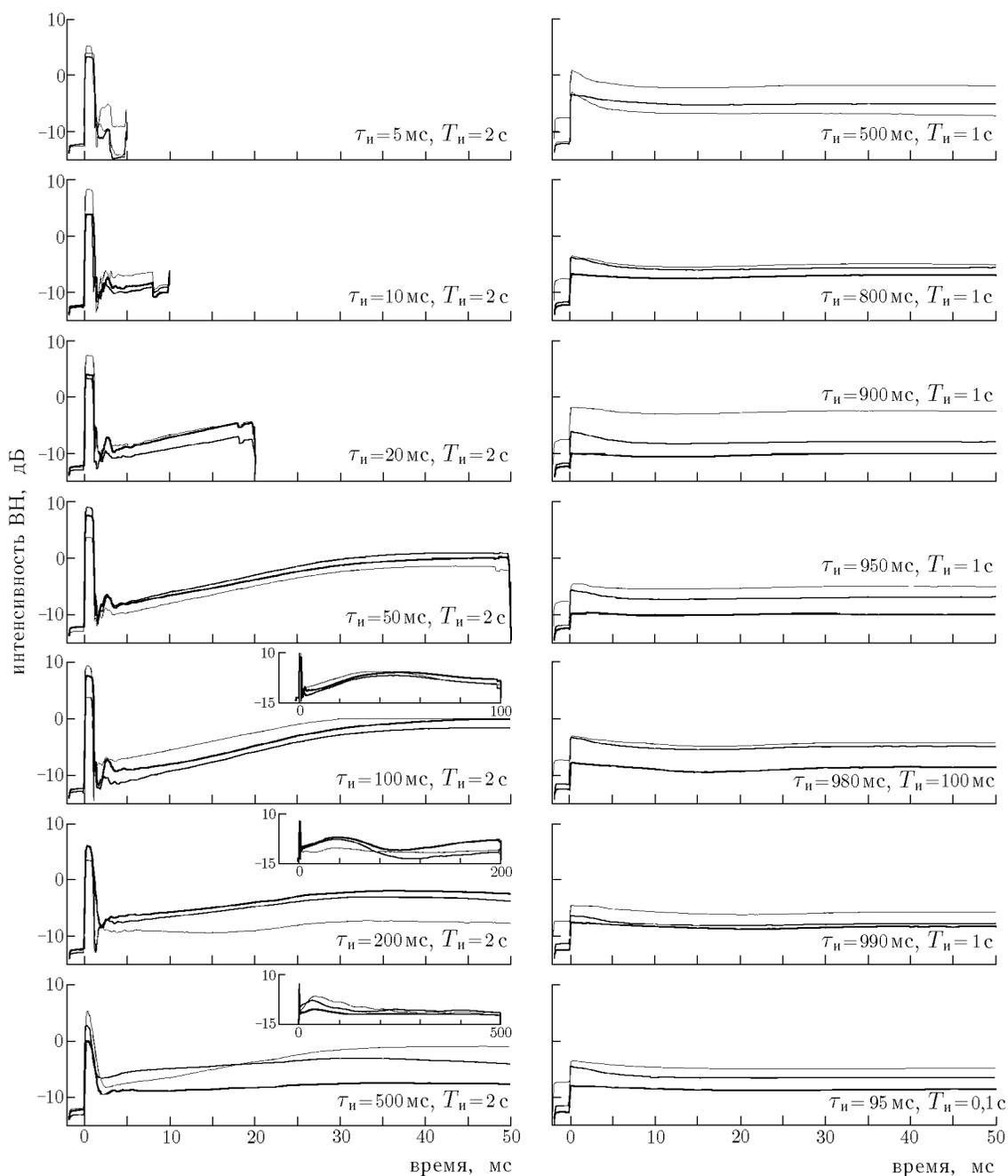


Рис. 1. Динамика интенсивности ВЧ при различных режимах излучения: $f_0 = 6728$ кГц (6672 кГц при квазинепрерывном нагреве) $< 5f_{ce}$ (тонкие линии), $f_0 = 6778$ кГц (6742 кГц при квазинепрерывном нагреве) $\approx 5f_{ce}$ (линии средней толщины), $f_0 = 6808$ кГц (6772 кГц при квазинепрерывном нагреве) $> 5f_{ce}$ (толстые линии); временные режимы излучения: $\tau_n = 5 \div 990$ мс, $T_n = 0,1 \div 2$ с; проведено усреднение по $12 \div 24$ импульсам ВЧ; $\delta F = 4$ кГц. «Сура», Васильсурск, 26.09.98, 14:50–18:04 MSK

Возможное влияние пространственной динамики ленгмюровской турбулентности на эффект формирования «пиковой» стадии ВЧ и эволюцию ИРИ обсуждается ниже.

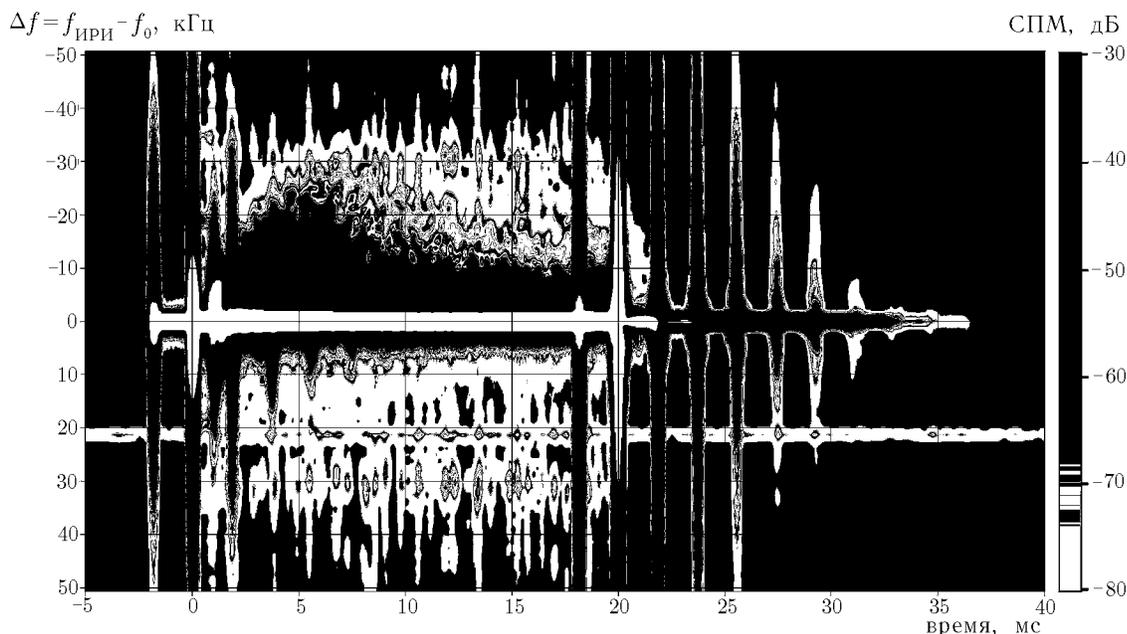


Рис. 2. Спектрограмма ИРИ, полученная в результате фурье-анализа импульсов с длительностью $\tau_{\text{и}} = 20$ мс с частотным разрешением $\delta F = 1,25$ кГц и сдвигом динамических спектров через каждые 50 мкс. Данные получены 26.09.98 в 14:56 MSK при $f_0 = 6\,778$ кГц $\approx 5f_{\text{се}}$. Усреднено 12 импульсов

2.2. Динамика узкополосной компоненты ИРИ (НС_р)

В ходе проведённых экспериментов процессы развития и релаксации компоненты НС_р впервые были исследованы с оптимальным временным и частотным разрешением. На рис. 2 представлен пример спектрограммы ИРИ для $\tau_{\text{и}} = 20$ мс, $T_{\text{и}} = 2$ с, полученной с частотным разрешением $\delta F = 1,25$ кГц при временном сдвиге спектров в 50 мкс.¹ Кроме постоянно присутствующих в эфире сигналов внешних радиостанций на спектрограмме наблюдаются резкие периодические всплески интенсивности сигнала, следующие через приблизительно 2 мс после начала и окончания импульса ВН. Эти всплески определяются влиянием фронтов принимаемого сигнала ВН (распространяющегося вдоль земной поверхности и многократно отражённого от ионосферы) при её включении и выключении. Они являются одной из основных причин невозможности непрерывного отслеживания динамики непосредственно сигнала ИРИ. Отметим, что длительность пиков уменьшается с ростом δF , однако при этом снижается частотное разрешение спектров излучения. Другим внешним фактором проведённых измерений, который необходимо учитывать при обработке данных, является слабая паразитная импульсная модуляция сигнала ВН на выходе передатчиков на частотах $f_0 \pm 30$ кГц с периодом повторения $6 \div 7$ мс, которая присутствует и в спектрах отражённой ВН на уровне до $-(70 \div 80)$ дБ. Динамика остальных спектральных компонент, за исключением отмеченных спектральных линий, определяется процессами развития и релаксации ИРИ при включении и выключении ВН.

Сразу же отметим, что проведённые исследования позволяют утверждать, что для режимов излучения с $\tau_{\text{и}} \leq 100$ мс поведение как самой ВН, так и узкополосной компоненты ИРИ в области частот $5f_{\text{се}} \pm 30 \div 40$ кГц не зависят от соотношения частоты ВН и гармоники электронного гирорезонанса,

¹ На рис. 2, как и далее на рис. 6, внешний чёрный фон соответствует уровню интенсивности шумового сигнала (менее $-(80 \div 90)$ дБ), а белый цвет на частоте ВН ($\Delta f = 0$ кГц) определяется её интенсивностью (более -30 дБ). Подобная инверсия цвета для интенсивности сигналов, выходящей за пределы шкалы СПМ (от -30 до -80 дБ), связана с особенностями используемой серой цветовой палитры

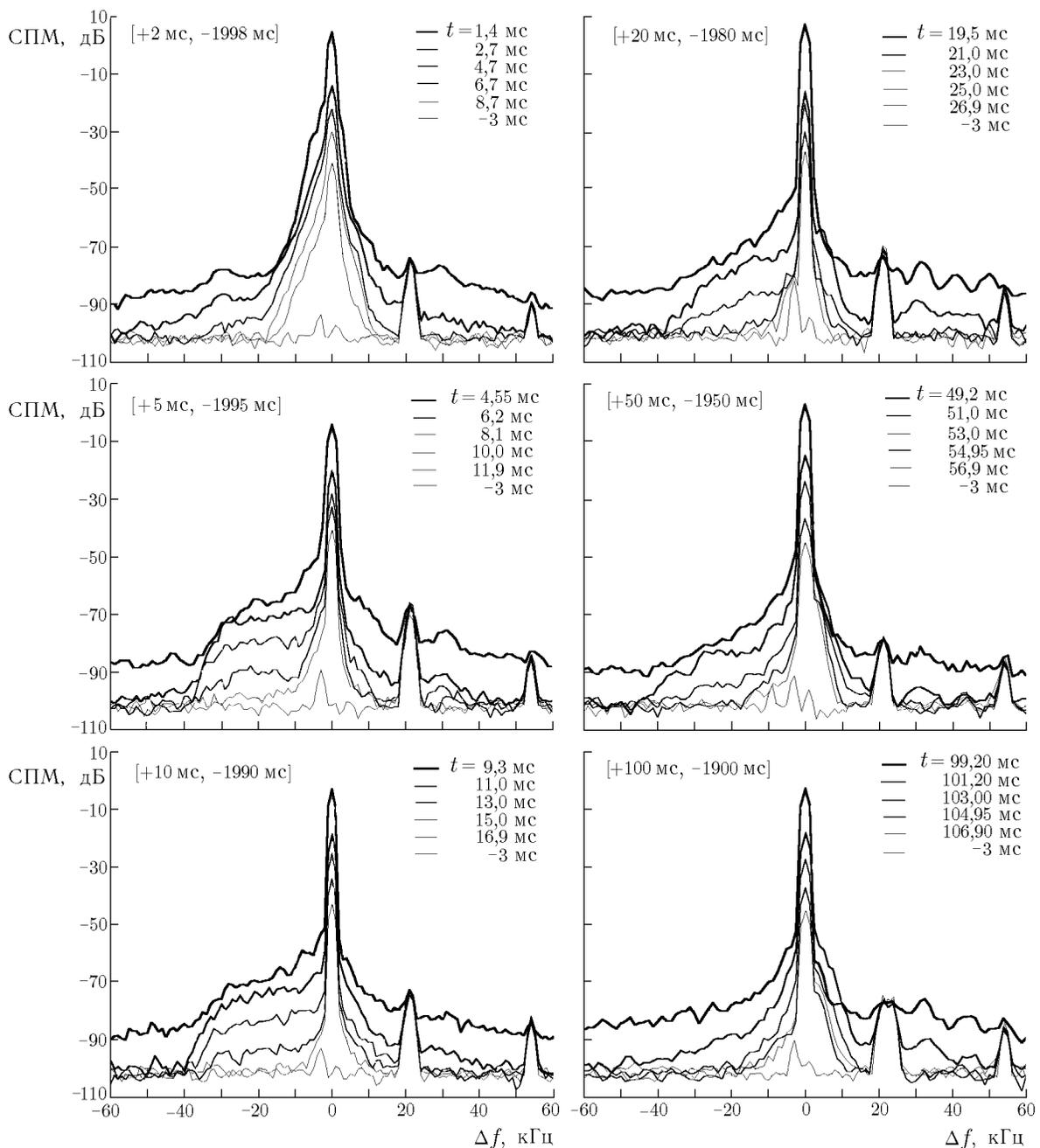


Рис. 3. Эволюция спектров компоненты NS_p при различной длительности импульсов ВН на стадии релаксации излучения; $\delta F = 1 \div 1,25$ кГц. Данные получены 26.09.98, 14:50–15:00 MSK, при $f_0 = 6778$ кГц $\approx 5f_{ce}$. Для каждой длительности импульса проведено усреднение по 12 реализациям. Спектральная интенсивность излучения на уровне приблизительно -90 дБ в области отстроек $|\delta f| \gtrsim 40$ кГц к концу импульса воздействия определяется шумами передатчиков. Здесь и далее временной режим работы передатчика представлен в виде $[+\tau_{и}, -(T_{и} - \tau_{и})]$

в то время как при длительном нагреве плазмы при переходе частоты ВН через гармонику гирорезонанса наблюдается качественное изменение структуры спектров ИРИ. Это указывает на несомненную связь генерации NS_p с возбуждением ленгмюровских плазменных волн, распространяющихся вдоль геомагнитного поля, поскольку на свойства именно таких волн близость их частоты к гармоникам элек-

тронного гирорезонанса никак не влияет.

Проведём анализ временной эволюции узкополосной компоненты ИРИ для случая $f_0 \simeq 5f_{ce}$. При-

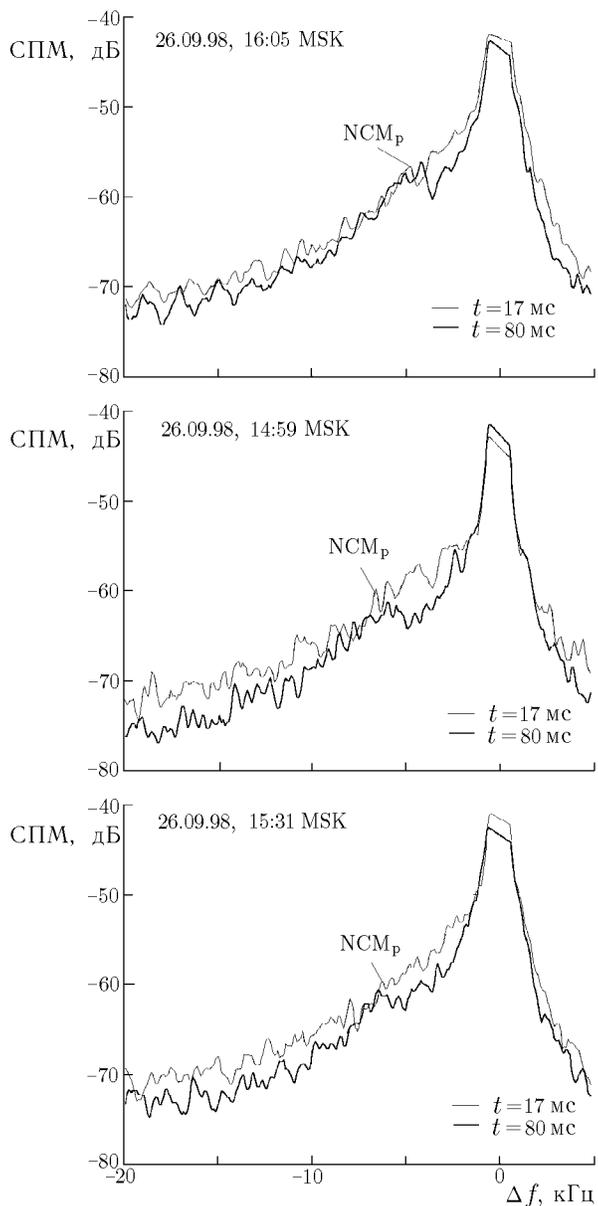


Рис. 4. Спектры NC_{p} для $f_0 = 6728$ кГц $< 5f_{ce}$ (верхняя панель), $f_0 = 6778$ кГц $\simeq 5f_{ce}$ (средняя панель) и $f_0 = 6808$ кГц $> 5f_{ce}$ (нижняя панель), полученные с высоким частотным разрешением ($\delta F = 100$ Гц) на 17-й и 80-й миллисекундах мощного воздействия. Усреднение проводилось по 12 импульсам; $\tau_{и} = 0,1$ с; $T_{и} = 2$ с

меры динамики спектров NC_{p} на различных стадиях развития и релаксации излучения приведены на рис. 3. Из сопоставления данных, представленных на рис. 1–3, видно, что спектр излучения начинает эволюционировать вместе с развитием эффекта стрикционного самовоздействия ВН и через $1 \div 2$ мс ИРИ уже имеет максимальную интегральную интенсивность в узкой области частот $f_0 \pm 10$ кГц и повышенную интенсивность в области отрицательных отстройек от частоты ВН. С увеличением длительности излучения ВН интенсивность ИРИ в окрестности частоты f_0 уменьшается, определяя развитие начального overshoot-эффекта в динамике излучения. Одновременно наблюдается рост интенсивности сигнала при больших отрицательных отстройках. К $4 \div 8$ мс ширина спектра достигает своего максимального значения в $30 \div 35$ кГц, далее развитие overshoot-эффекта начинает наблюдаться для всех спектральных компонент, коррелируя с «пиковой» стадией восстановления интенсивности ВН. Величина начального overshoot-эффекта (подавления интенсивности ИРИ) может достигать 20 дБ с ростом длительности воздействия до 500 мс, что особенно ярко проявляется при $f_0 \simeq 5f_{ce}$, когда генерация верхнегибридной турбулентности и связанных с ней компонент ИРИ оказываются сильно подавленной.

Одним из новых результатов проведённых измерений является выделение в спектре NC_{p} слабо выраженного спектрального максимума излучения (pondermotive Narrow Continuum Maximum, NCM_{p}), часто имеющего форму плато, при отстройке $\Delta f \simeq -(4 \div 6)$ кГц. Примеры спектров ИРИ, полученных с высоким частотным разрешением $\delta F = 100$ Гц, приведены на рис. 4. Новая спектральная компонента начинает различаться в спектре при $t \geq 15$ мс, хорошо видна в спектре ИРИ даже при длительном нагреве при $f_0 \simeq 5f_{ce}$, когда другие компоненты ИРИ оказываются подавленными, и, как правило, слабо разрешима в случае $f_0 \neq 5f_{ce}$. Смещение частоты указанного максимума относительно частоты ВН увеличивается от 4 до 6 кГц как при переходе от случая $f_0 < 5f_{ce}$ к случаю $f_0 >$

$> 5f_{ce}$, так и с ростом длительности воздействия, хотя последние утверждения нуждаются в дополнительной проверке. Кроме этого максимума в спектре NC_{p} спорадически появляется и максимум в

окрестности отстройки $\Delta f \simeq -(2 \div 3)$ кГц. Проявления дискретной структуры спектра NC_p и плазменных волн на первых десятках-сотнях миллисекунд воздействия ранее наблюдались в экспериментах в Аресибо при одновременных измерениях динамики искусственной плазменной линии и ИРИ для более низкой частоты ВН $f_0 = 3175$ кГц [18]. Отметим также, что в измерениях в области 3-й гармоники гирочастоты в стационарных спектрах ИРИ присутствует спектральная компонента Downshifted Peak (DP) при отстройках $\Delta f \simeq -(1 \div 3)$ кГц, причём отстройка компоненты DP слабо растёт при уменьшении частоты ВН [19].

Важным аспектом проведённых измерений являлось изучение процессов релаксации ИРИ после выключения ВН. На рис. 3 приведены спектры ИРИ на различных этапах релаксации излучения при различной длительности воздействия. Пример эволюции ИРИ на стадиях развития и релаксации для разных отстроек при $\tau_n = 5; 20; 100$ и 500 мс приведён на рис. 5. Анализ процессов релаксации ИРИ в паузе между импульсами ВН показал следующее. В целом характерное время релаксации при различной длительности импульсов ВН варьировалось в пределах $\tau_d \simeq 0,7 \div 0,9$ мс. Таким образом, эффективный декремент затухания ленгмюровской турбулентности $\gamma_d = \tau_d^{-1} \simeq 1100 \div 1400$ с⁻¹ значительно превышал декремент её столкновительного затухания $\nu_{ei} \lesssim 500$ с⁻¹. Этот эффект, как отмечалось ранее в [8], имеет место и вдали от гирогармоник при большой мощности ВН ($\langle \tilde{P}_3 \rangle > 20$ МВт). В наших экспериментах впервые наблюдалось появление временной задержки при релаксации низкочастотного края спектра компоненты NC_p . Наиболее ярко эффекты временной задержки релаксации излучения наблюдались при коротких (несколько миллисекунд) импульсах ВН, когда интенсивность компоненты NC_p и ширина её спектра на момент выключения ВН были максимальны (см. рис. 3 и 5). Ранее подобный эффект, свидетельствующий о перекачке энергии турбулентности по спектру в направлении меньших частот на стадии её релаксации наблюдался лишь для верхнегибридных мод плазменных колебаний [9, 20]. Процесс расширения и уплощения спектра компоненты NC_p при его формировании на первых миллисекундах после включения ВН может отражать тот же процесс перераспределения энергии ленгмюровской турбулентности от источника к дочерним модам колебаний. С развитием начального overshoot-эффекта спектр компоненты NC_p , уменьшаясь по интенсивности, существенно обужается. При этом для импульсов ВН с $\tau_n \geq 50$ мс процесс релаксации излучения начинает приобретать двухступенчатый характер. Характерные времена релаксации на первой стадии уменьшаются вплоть до $\tau_{d1} \simeq 0,20 \div 0,26$ мс с ростом длительности импульса до 500 мс, определяя $\gamma_{d1} \simeq 3800 \div 5000$ с⁻¹. Второй, более медленной стадии релаксации соответствуют времена $\tau_{d2} \simeq 2,3 \div 2,7$ мс и, соответственно, $\gamma_{d2} \simeq 370 \div 430$ с⁻¹ $\simeq \nu_{ei}$. Ранее подобная двухступенчатая релаксация ИРИ наблюдалась и для более коротких импульсов ВН (с $\tau_n = 20$ мс) в условиях развития и релаксации спектра искусственных мелкомасштабных неоднородностей малой интенсивности, создаваемых с помощью дополнительного нагрева вне области диагностируемой плазменной турбулентности [8].

2.3. Динамика верхнегибридных компонент ИРИ (DM, BC и BUM)

С увеличением длительности импульса ВН до $200 \div 500$ мс при $T_n = 2$ с ($\langle \tilde{P}_3 \rangle = 15 \div 35$ МВт) к концу импульса нагрева начинает проявляться накопление эффектов последействия и формирование структуры спектров ИРИ, отвечающих условиям развития верхнегибридной плазменной турбулентности. Для случая $f_0 \simeq 5f_{ce}$ накопление эффектов последействия сказывается в меньшей степени, чем в условиях $f_0 \neq 5f_{ce}$, и проявляется в медленном формировании широкого положительного максимума (BUM) в спектре излучения.

На рис. 6 представлены спектрограммы ИРИ для трёх частот ВН и динамика спектров ИРИ в процессе его релаксации. Для $\tau_n = 200 \div 500$ мс при достаточно короткой паузе длительностью $1,5 \div 1,8$ с средняя мощность излучения ВН $\langle \tilde{P}_3 \rangle \sim 15 \div 35$ МВт является достаточной для возбуждения мелкомасштабных искусственных неоднородностей (с характерным масштабом поперёк магнитного поля

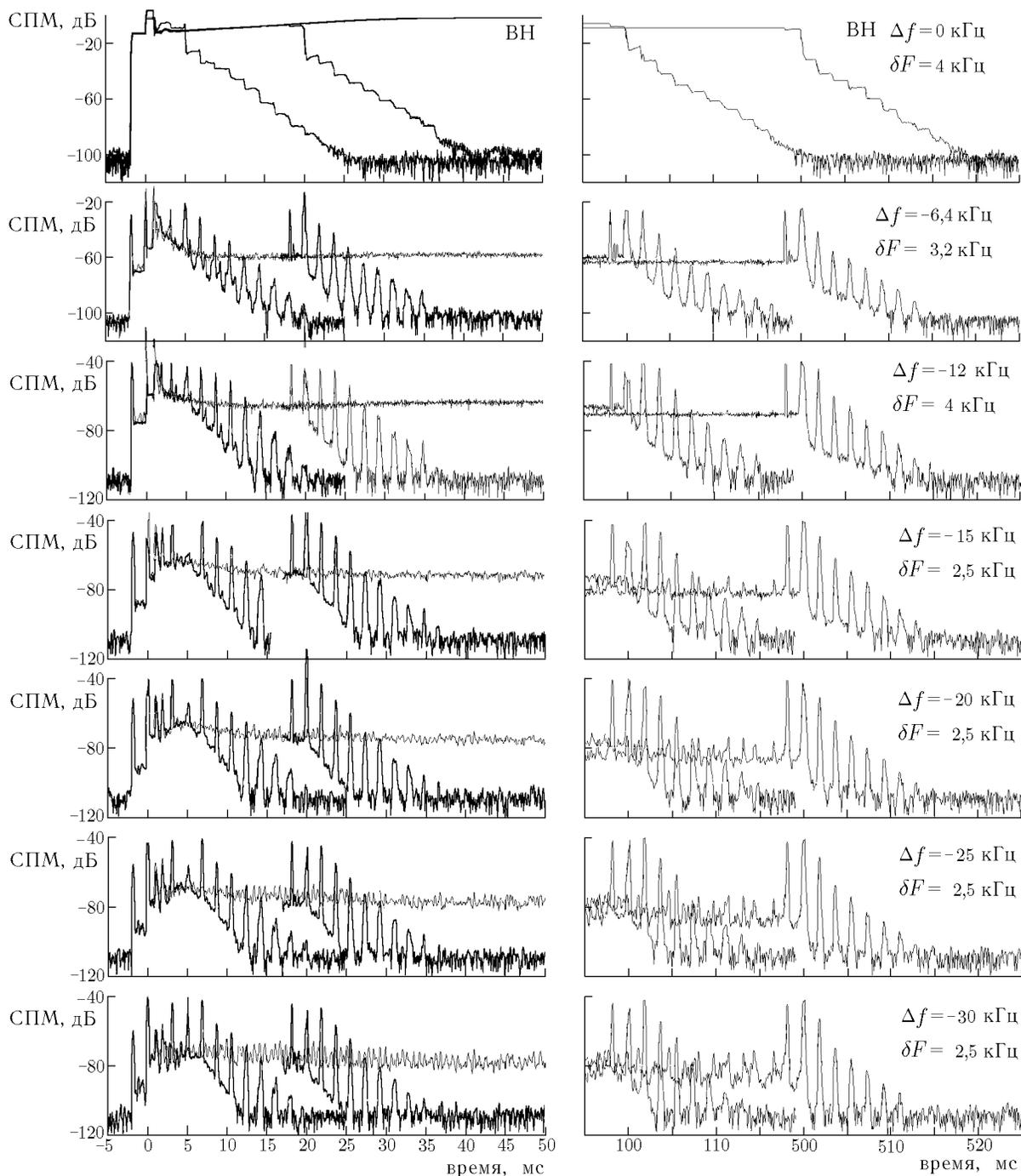


Рис. 5. Примеры осциллограмм ВН и отдельных спектральных линий в спектре NS_p при различной длительности импульсов ВН с высоким временным разрешением $\delta t \approx 0,25 \div 0,4$ мс при $f_0 = 6778$ кГц $\approx 5f_{ce}$. Моменты времени $t = 5; 20; 100$ и 500 мс соответствуют моментам окончания импульсов ВН

$l_{\perp} \geq 1$ м) и верхнегибридных мод плазменных колебаний. Характерное время развития этого процесса при «холодном старте» и релаксации неоднородностей в течение паузы варьируются от сотен миллисекунд до десятков секунд [17, 21]. В используемых режимах воздействия развитие ИРИ происходит на фоне периодического усиления и релаксации мелкомасштабных искусственных неоднородностей, при этом спектр неоднородностей в течение импульса не успевает прийти к своему стационарному состоянию. В этих условиях ещё наблюдается развитие эффекта стрикционного самовоздействия ВН

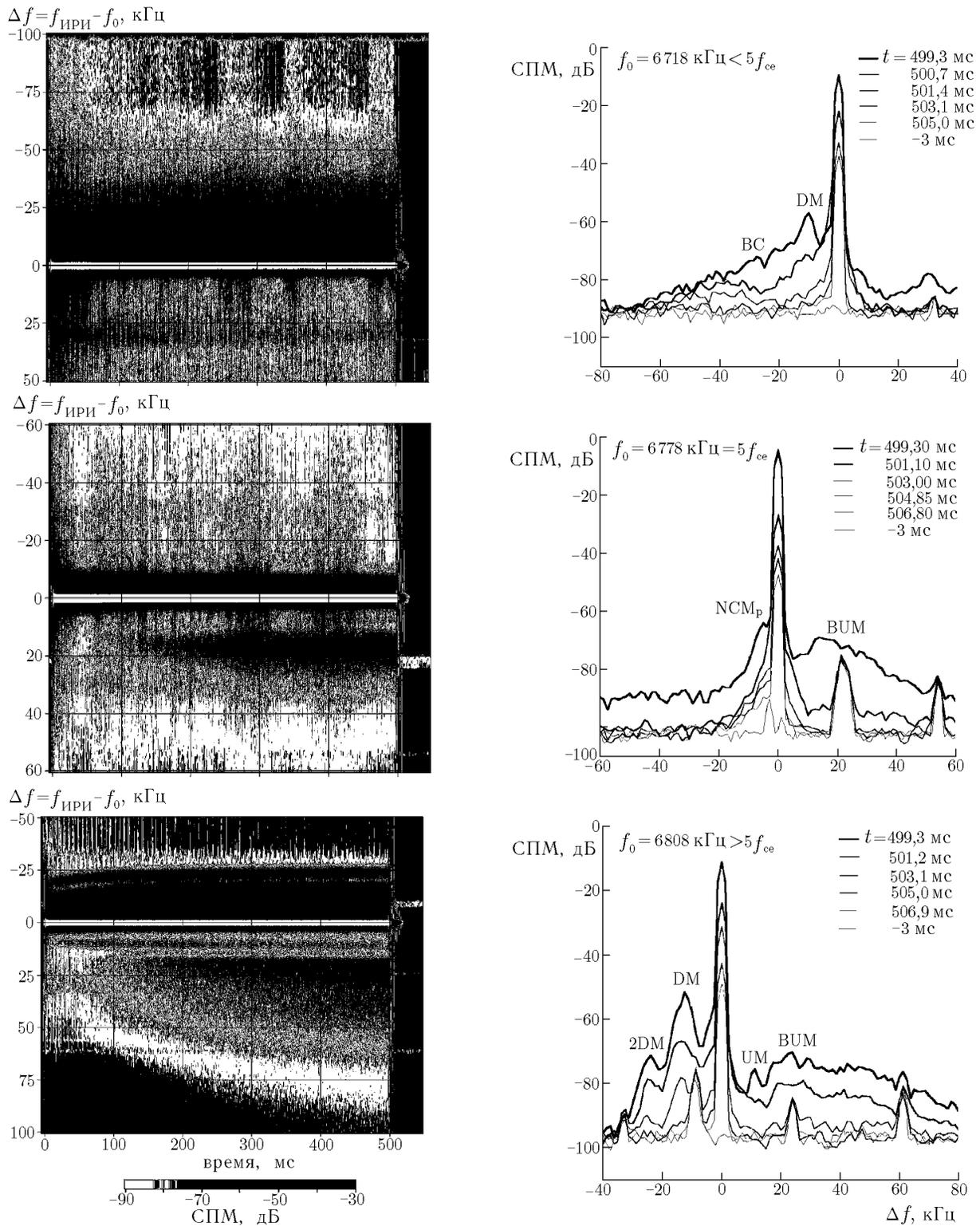


Рис. 6. Спектрограммы ИРИ для $\tau_{и} = 500$ мс, $T_{и} = 2$ с (слева) и динамика отдельных спектров ИРИ на стадии его релаксации (справа) для $f_0 = 6718$ кГц $< 5f_{ce}$ (верхние панели), $f_0 = 6778$ кГц $\approx 5f_{ce}$ (средние панели) и $f_0 = 6808$ кГц $> 5f_{ce}$ (нижние панели). Данные получены 26.09.98 в 15:02–16:13 MSK. Усреднение проведено по 12 импульсам

(см. рис. 1), однако компонента NC_p присутствует в спектрах ИРИ лишь в случае $f_0 \simeq 5f_{ce}$. Для $f_0 \neq 5f_{ce}$ и $\tau_i = 500$ мс более интенсивные компоненты ИРИ — DM и 2DM, а также UM — появляются уже на первых миллисекундах воздействия, причём одновременно с ростом их интенсивности наблюдается увеличение их отстройки от частоты ВН: на $2 \div 3$ кГц для DM и UM и на $4 \div 6$ кГц для 2DM (см. рис. 6, нижняя спектрограмма для случая $f_0 > 5f_{ce}$). Такая синхронность в развитии указанных компонент ИРИ указывает на жёсткую взаимосвязь механизмов их генерации. Кроме того, при $f_0 < 5f_{ce}$ формируется компонента BC, а в случае $f_0 \geq 5f_{ce}$ к концу импульса нагрева развивается интенсивная компонента BUM с характерным временем развития $\tau_g^{BUM}(\Delta f_{BUM}) \approx 50 \div 200$ мс (большие времена τ_g^{BUM} соответствуют большим отстройкам Δf_{BUM}). На стадии релаксации интенсивности ИРИ отмеченный ранее её двухступенчатый характер в области отрицательных отстроек наблюдается теперь лишь в тех случаях, когда релаксация определяется динамикой компоненты NC_p , т. е. при $f_0 \simeq 5f_{ce}$. В двух других случаях релаксация компонент ИРИ, определяемых развитием верхнегибридной турбулентности, происходит с временами, близкими к $\tau_{d1} \simeq 0,3 \div 1$ мс, где большие времена, как правило, отвечают менее интенсивным спектральным составляющим.

При уменьшении периода повторения импульсов до 1 с и увеличении длительности импульса вплоть до 990 мс мы переходим к квазинепрерывному нагреву плазмы и условиям сильно развитой верхнегибридной турбулентности. В этом режиме мелкомасштабные неоднородности не релаксируют от импульса к импульсу за исключением, может быть, самой коротковолновой части спектра, а высокочастотная турбулентность в течение паузы успевает релаксировать полностью. В этом случае очень слабый эффект стрикционного самовоздействия ВН (порядка $2 \div 2,5$ дБ) сохранялся лишь для случая $f_0 \simeq 5f_{ce}$ (см. рис. 1). Характерное время развития компоненты BUM теперь значительно уменьшается (до $\tau_g^{BUM} \approx 1 \div 20$ мс), приближаясь к характерным временам развития ИРИ в области отрицательных отстроек.

На рис. 7 приведена динамика спектров ИРИ на стадии их развития и релаксации при $\tau_i = 950$ мс, $T_i = 1$ с для трёх частот ВН: $f_0 \simeq 5f_{ce} - 30 \div 40$ кГц, $f_0 \simeq 5f_{ce}$ и $f_0 \simeq 5f_{ce} + 30 \div 40$ кГц.² Уже для этих трёх характерных случаев видна существенная зависимость динамики верхнегибридных компонент ИРИ от соотношения частот f_0 и $5f_{ce}$. Для более детального анализа этой зависимости были использованы данные по эволюции спектров излучения от 23–24.09.98 (см. раздел 1) при более широком диапазоне расстроек $\delta f = f_0 - 5f_{ce}$, от -30 до 80 кГц.

Примеры спектров ИРИ в представлении, аналогичном рис. 7, приведены на рис. 8. Наиболее общей характеристикой развития ИРИ для большинства представленных случаев (см. левую колонку панелей на рис. 8а, б) является наличие overshoot-эффекта (подавления интенсивности излучения) величиной до 10 дБ при переходе к стационарному уровню ИРИ к концу импульса ВН. Указанный эффект наблюдается для всего спектра за исключением спектральных составляющих в областях максимальной стационарной интенсивности компонент DM и BUM. Наиболее ярко overshoot-эффект проявляется в области отрицательных отстроек в промежутках между частотами компонент ВН и DM, DM и 2DM, а также на низкочастотном краю компоненты BC, а в области положительных отстроек — на низкочастотном краю компоненты BUM, в так называемой cutoff-области BUM [16] с $\Delta f_{cutoff} \simeq 14 \div 30$ кГц. В первом случае это приводит к росту контрастности компонент DM, 2DM и обужению области BC, во втором случае — к смещению максимальной интенсивности компоненты BUM из cutoff-области на первых миллисекундах воздействия в область с $\Delta f_{BUM} \simeq f_0 - 5f_{ce}$ в стационарном состоянии. Последний эффект наиболее ярко заметен при больших расстройках (при $\delta f \simeq 40$ и 80 кГц, см. рис. 8), когда максимум компоненты BUM в стационарном состоянии заметно смещён от cutoff-области.

В динамике релаксации излучения (см. правую колонку панелей на рис. 8а, б) можно отметить су-

² Для каждой серии экспериментов частота $5f_{ce}$ определялась из независимых измерений стационарного спектра ИРИ.

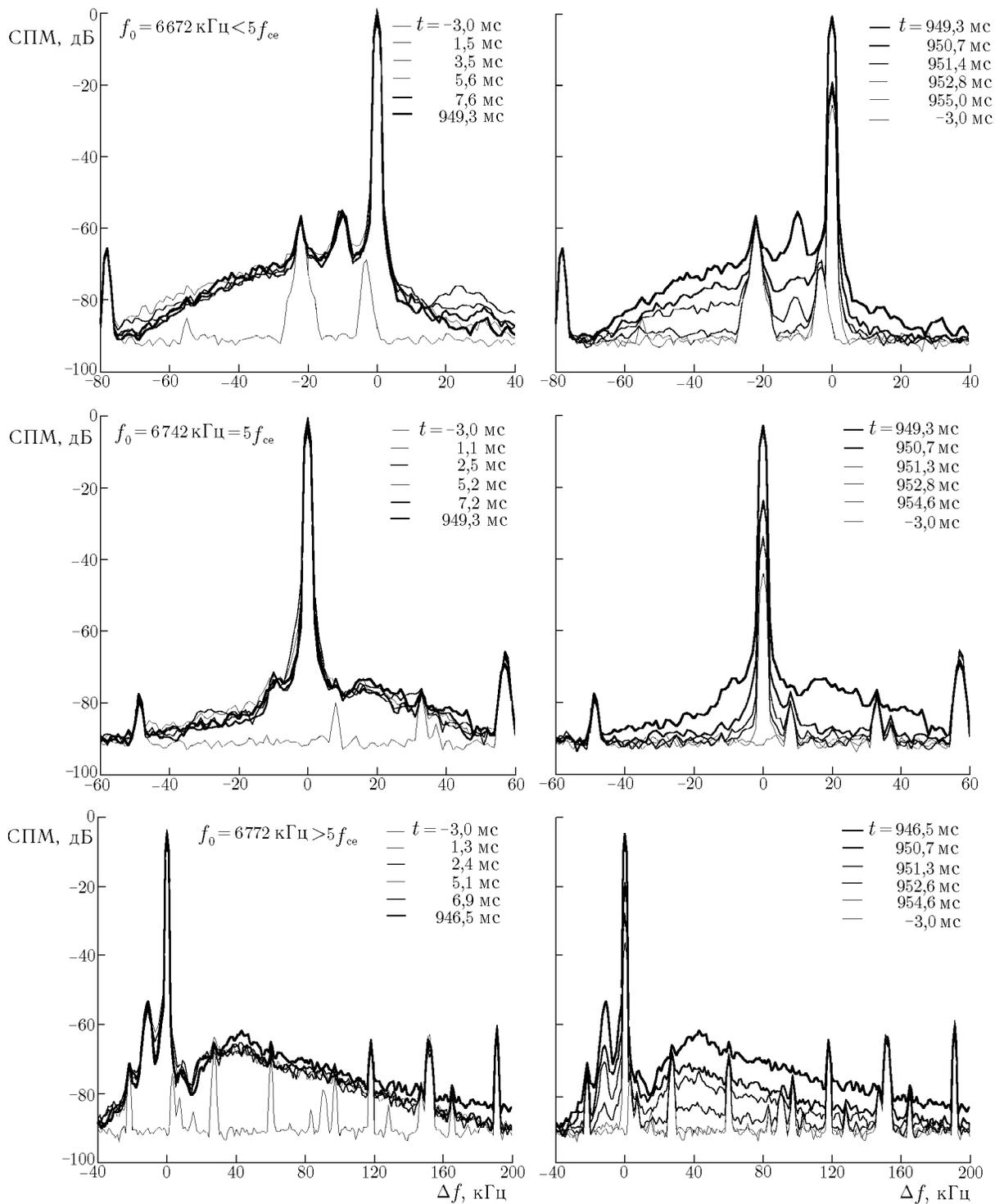


Рис. 7. Динамика спектров ИРИ на стадии его развития (слева) и релаксации (справа) для $\tau_{\text{и}} = 950$ мс, $T_{\text{и}} = 1$ с и $f_0 = 6672$ кГц $< 5f_{\text{ce}}$ (верхние панели), $f_0 = 6742$ кГц $\approx 5f_{\text{ce}}$ (средние панели) и $f_0 = 6772$ кГц $> 5f_{\text{ce}}$ (нижние панели). Данные получены 26.09.98 в 16:52–17:59 MSK. Проведено усреднение по 23 импульсам; $\delta F = 1$ кГц

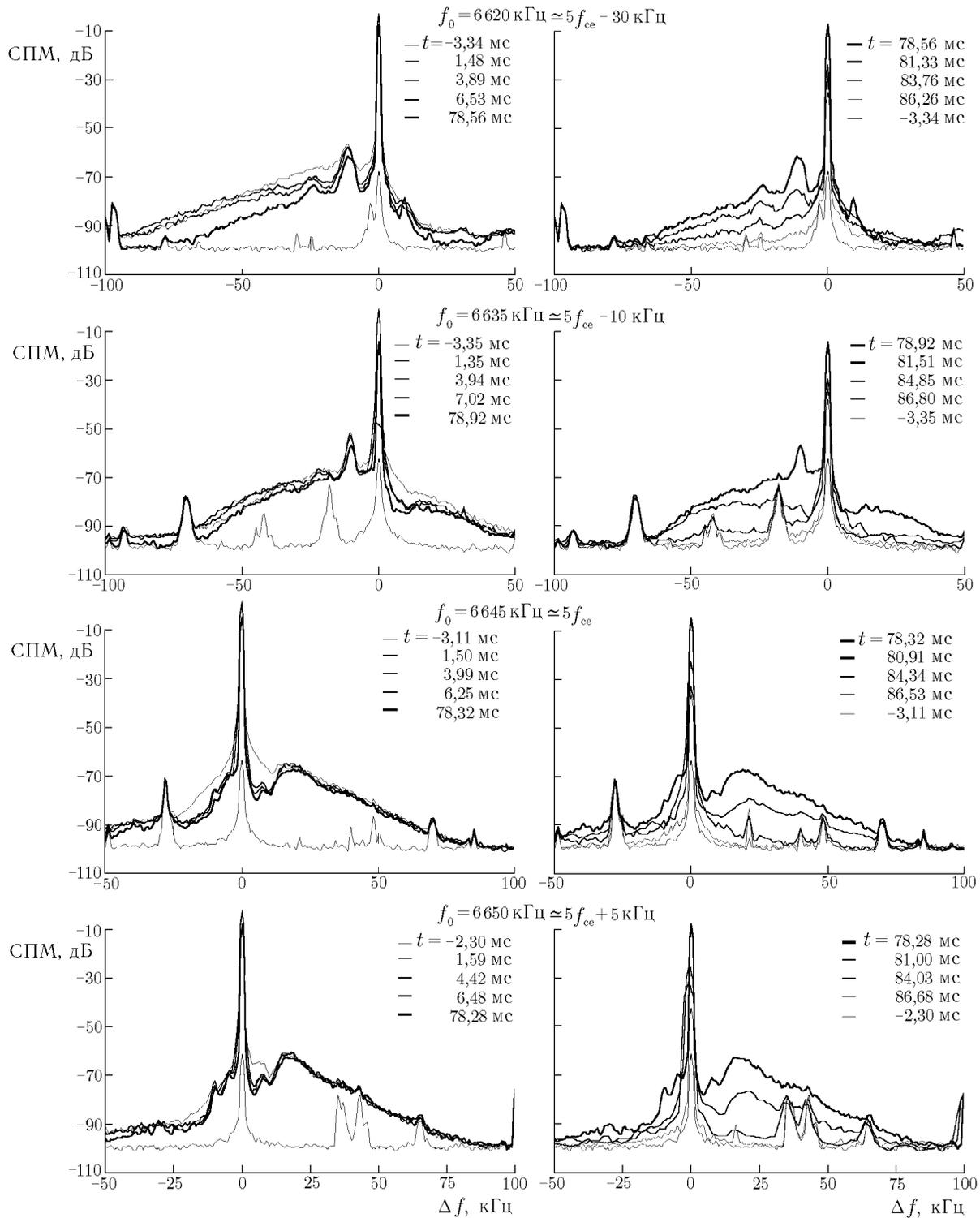


Рис. 8а. Эволюция спектров ИРИ в условиях развития верхнегибридной турбулентности вблизи 5-й гирогармоники для расстроек $\delta f = f_0 - 5f_{ce} \simeq -30; -10; 0$ и 5 кГц. Данные получены 24.09.98 в 15:12–17:26 MSK при $\tau_n = 80$ мс, $T_n = 100$ мс. Проведено усреднение по $45 \div 79$ импульсам; $\delta F = 0,5 \div 1$ кГц

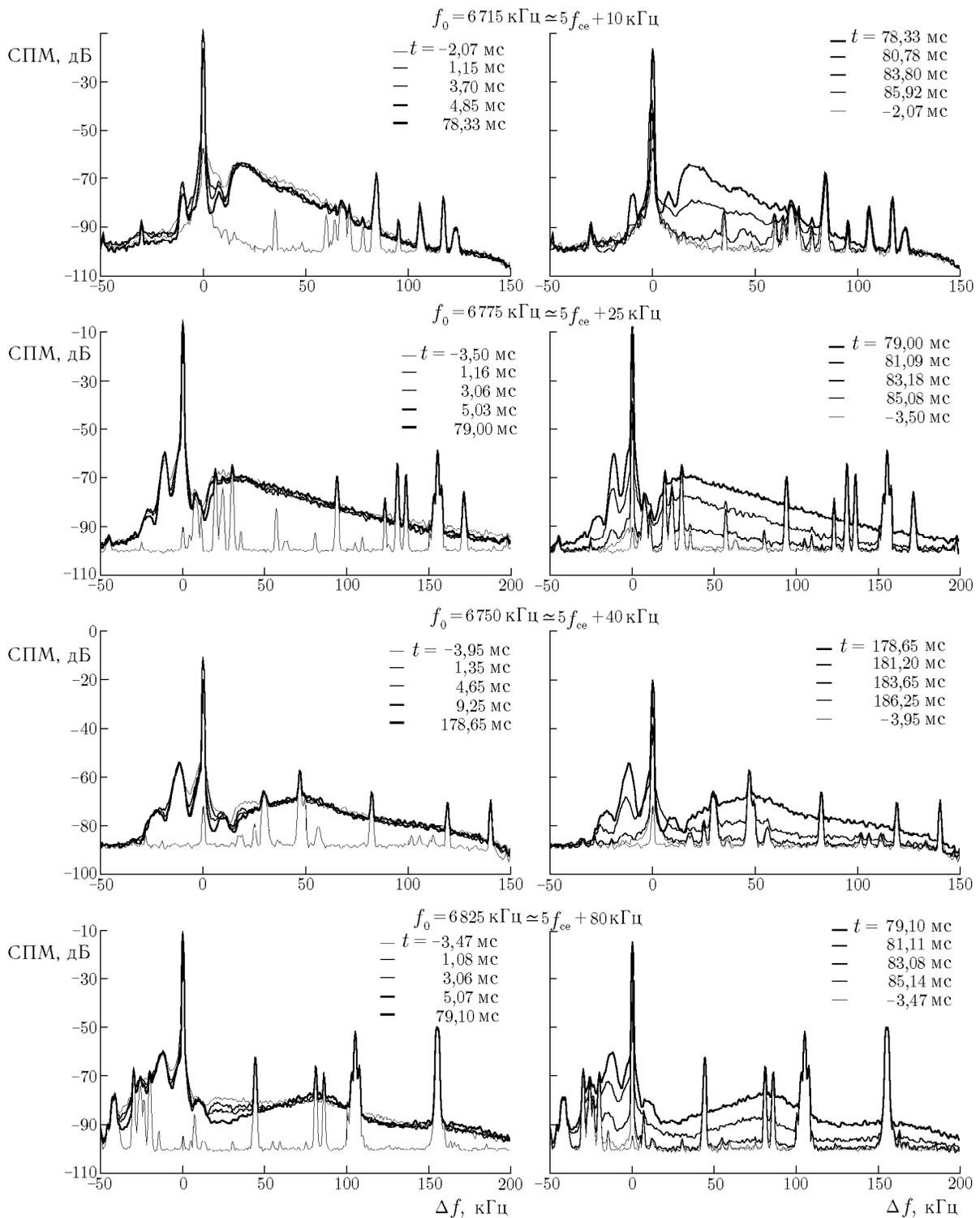


Рис. 8б. Эволюция спектров ИРИ в условиях развития верхнегибридной турбулентности вблизи 5-й гирогармоники для расстроек $\delta f = f_0 - 5f_{ce} \approx 10; 25; 40$ и 80 кГц. Данные получены 24.09.98 в 15:12–17:26 MSK при $\tau_{и} = 80$ мс, $T_{и} = 100$ мс; 23.09.98 в 17:28–17:36 MSK — при $\tau_{и} = 180$ мс, $T_{и} = 200$ мс и $f_0 = 6750$ кГц. Проведено усреднение по $45 \div 79$ импульсам; $\delta F = 0,5 \div 1$ кГц

существование зависимости характерного времени релаксации от расстройки δf и отстройки Δf ИРИ. Во-первых, минимальные характерные времена релаксации интегральной спектральной интенсивности излучения, определяемые процессом релаксации наиболее интенсивных компонент ИРИ — области пика компонент ВУМ и ДМ, достигаются при непосредственной близости частоты ВН к $5f_{ce}$ ($|\delta f| \lesssim 10$ кГц) и составляют $\tau_d \simeq 0,2 \div 0,3$ мс. С увеличением $|\delta f|$ для этих компонент в течение первых $0,1 \div 0,3$ мс воздействия наблюдается быстрое уменьшение интенсивности на $4 \div 8$ дБ с характерными временами $\tau_{d0} \simeq 0,1 \div 0,3$ мс, далее процесс релаксации замедляется и происходит с характерными временами $\tau_{d1} \simeq 0,5 \div 0,7$ мс, причём большие времена τ_{d1} соответствуют большим $|\delta f|$. Во-вторых, анализ тонкой структуры процесса релаксации спектра ИРИ показал, что в области отрицательных отстроек времена релаксации ИРИ возрастают в интервале $\tau_{d1} \simeq 0,5 \div 1,5$ мс с ростом абсолютной величины отстройки $|\Delta f|$, а на низкочастотном краю спектра иногда наблюдается появление временной задержки релаксации излучения до $1 \div 1,5$ мс. Начальной быстрой стадии релаксации с характерным временем τ_{d0} для компонент, отличных от ДМ, здесь не наблюдалось, и в целом процесс релаксации приводит к уплощению формы спектра ИРИ вплоть до появления в некоторых случаях инверсии его наклона (для $|\Delta f| < 30$ кГц). В области положительных отстроек времена релаксации также возрастают с ростом отстройки, составляя $\tau_{d1} \simeq 0,3 \div 0,5$ мс в cutoff-области для ВУМ и увеличиваясь до $\tau_{d1} \simeq 0,6 \div 1,2$ мс на высокочастотном краю ВУМ. Однако для последней, достаточно широкой области частот, как и для пиков компонент ВУМ и ДМ, характерно существование начальной стадии релаксации с $\tau_{d0} \simeq 0,1 \div 0,3$ мс, поэтому средний темп релаксации для различных отстроек несколько выравнивается, не приводя к столь значительному уплощению спектра, как в области отрицательных отстроек.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведённые исследования позволяют проследить за динамикой развития и релаксации различных компонент ИРИ с оптимальным частотно-временным разрешением при разной длительности воздействия. Это оказалось возможным благодаря специальным диагностическим режимам воздействия на ионосферу и использованию для регистрации сигналов рабочей станции НР3587S. Полученные результаты представляют собой основу для построения моделей плазменной турбулентности при различных сценариях её возбуждения и генерации ИРИ, а также детального сопоставления результатов теоретических исследований с данными эксперимента. К настоящему времени теория большинства спектральных компонент ИРИ развита недостаточно для такого сопоставления. Тем не менее на основе полученных данных можно сделать целый ряд важных качественных выводов.

На начальной стадии воздействия, приблизительно в течение первых $100 \div 200$ мс, в спектре ИРИ присутствует только компонента NC_p . Свойства компоненты NC_p , как и отражённого сигнала ВН, в течение этого времени не зависят от соотношения частоты f_0 ВН и гармоники электронной циклотронной частоты $5f_{ce}$. Это указывает на несомненную связь генерации компоненты NC_p с ленгмюровскими волнами, распространяющимися под малыми углами к геомагнитному полю, поскольку именно на свойства таких волн близость их частоты к гармоникам электронного гирорезонанса никак не влияет. Эти волны, как известно, возбуждаются в процессе стрикционной параметрической неустойчивости [4] вблизи уровня отражения волны накачки, где последняя поляризована практически вдоль магнитного поля. В случае частот ВН, отличных от кратного электронного гирорезонанса (в наших экспериментах $|\delta f| \sim 30 \div 40$ кГц), через $200 \div 500$ мс воздействия начинают развиваться компоненты ИРИ, связанные с возбуждением верхнегибридных мод плазменных колебаний, которые обладают большей интенсивностью по сравнению с NC_p . Поэтому изучение динамики компоненты NC_p при больших временах воздействия следует проводить именно при $f_0 \approx n f_{ce}$.

В течение $1 \div 2$ мс после начала воздействия интенсивность ИРИ достигает своего максимального уровня, а интенсивность отражённого от ионосферы сигнала ВН падает приблизительно на 20 дБ до минимального уровня. При этом спектр излучения оказывается сосредоточенным в узкой области

отстройка от частоты ВН ($|\Delta f| < 10$ кГц). В следующие $3 \div 6$ мс происходит расширение (в сторону низких частот) и уплощение спектра компоненты NC_p . Подобная динамика развития ИРИ, а также наличие временной задержки начала его релаксации на низкочастотном краю спектра при прекращении воздействия указывают на важную роль процесса перекачки энергии по спектру ленгмюровской турбулентности в область более низких частот за счёт, в частности, индуцированного рассеяния на ионах. В течение этого времени интенсивность сигнала ВН остаётся приблизительно постоянной. Отметим, что в наших экспериментах не обнаружено компонент ИРИ, соответствующих генерации свободной моды плазменных колебаний («free-mode») в области положительных отстроек от частоты ВН $\Delta f \simeq 70 \div 130$ кГц, которая наблюдалась при исследовании эволюции искусственной плазменной линии с помощью метода некогерентного рассеяния радиоволн, выполненном с высоким пространственным ($150 \div 300$ м) и временным (около 1 мс) разрешением на стенде Аресибо [12]. Данная мода возбуждается в первых максимумах Эйри поля стоячей ВН лишь на первых миллисекундах воздействия и связывается согласно [22, 23] с развитием режимов сильной турбулентности вблизи уровня отражения ВН.

Далее, после $8 \div 10$ мс воздействия, происходит уменьшение интенсивности всех спектральных составляющих ИРИ (начальный overshoot-эффект), сопровождаемое ростом интенсивности отражённого сигнала ВН (формирование «первого пика»). Приблизительно в это же время (к моменту времени $t \sim 50$ мс) в спектре компоненты NC_p выделяется максимум интенсивности ИРИ при отстройках $\Delta f \simeq -(4 \div 6)$ кГц (NC_{M_p}), в некоторых случаях появляется также максимум при $\Delta f \simeq -(2 \div 3)$ кГц. Начиная с $t \sim 50 \div 100$ мс релаксация ИРИ приобретает двухступенчатый характер: быстрая релаксация сразу после выключения ВН, затем более медленная с декрементами, близкими к столкновительным. Физическая природа пиковой стадии и начального overshoot-эффекта не имеет пока однозначной интерпретации. Одной из причин формирования пиковой стадии может служить расширение пространственной области генерации ленгмюровской турбулентности от области первых максимумов Эйри поля стоячей волны вблизи уровня отражения ВН последовательно вниз, в область более слабых максимумов поля ВН, где ленгмюровские колебания развиваются медленнее и имеют меньшую интенсивность. Расширение области ленгмюровской турбулентности вниз должно приводить к экранированию области наиболее интенсивной турбулентности вблизи уровня отражения ВН и уменьшению эффективности генерации плазменных волн и ИРИ. Кроме того, сама структура поля стоячей волны должна значительно размываться вследствие передачи энергии от падающей ВН ленгмюровским волнам.

Появление максимумов в спектре компоненты NC_p и двухступенчатый характер релаксации ИРИ могут также свидетельствовать о расширении пространственной области генерации плазменных волн с различными интенсивностью, формой спектра (типа «континуум» и распадного типа) и временем релаксации на различных высотах.³ В частности, если механизмы генерации максимума NC_{M_p} в спектре ИРИ определяются распадными процессами, то смещение его частоты в сторону больших отстроек (с 4 до 6 кГц) с ростом длительности воздействия может свидетельствовать о росте шага частотной перекачки и волнового числа ленгмюровских плазменных волн, что должно происходить при расширении области возбуждения турбулентности вниз.

Косвенное подтверждение описанного сценария эволюции ленгмюровской турбулентности и ИРИ можно найти в результатах экспериментов по некогерентному рассеянию радиоволн [10–12], где с ростом длительности нагрева наблюдалось расширение области плазменной турбулентности вниз, которое сопровождалось подавлением интенсивности (начальный overshoot-эффект) плазменной линии со спектром типа «континуум» вблизи уровня отражения ВН и развитием менее интенсивных спектров распадного типа на меньших высотах. Из данных, приведённых в работе [11], следует также, что время

³ Согласно измерениям [8] декременты затухания ленгмюровской турбулентности в значительной степени зависят от мощности P_s ВН, приближаясь к столкновительным ν_{ei} вблизи порога генерации турбулентности и заметно увеличиваясь с ростом P_s .

релаксации плазменных волн увеличивается при переходе от спектров типа «континуум» к спектрам распадного типа.

При достаточно длительном воздействии (в наших экспериментах при $\tau_{\text{и}} = 200 \div 500$ мс и $T_{\text{и}} = 2$ с) средняя мощность излучения ВН $\langle \bar{P}_3 \rangle \sim 15 \div 35$ МВт оказывается достаточной для возбуждения мелко-масштабных искусственных неоднородностей (с масштабами $l_{\perp} \gtrsim 1$ м) и верхнегибридных мод плазменных колебаний в результате теплового расслоения плазмы в области верхнегибридного резонанса ВН. Это приводит к экранировке области возбуждения ленгмюровской турбулентности и компоненты NC_p [3, 8] и к формированию так называемых «верхнегибридных» компонент ИРИ: главного спектрального максимума DM и связанных с ним компонент 2DM и UM, а также компонент BC и BUM. Эти процессы существенно ослаблены при $f_0 \simeq n f_{\text{ce}}$, а сама структура стационарных спектров ИРИ качественно различна для случаев $f_0 < n f_{\text{ce}}$ и $f_0 > n f_{\text{ce}}$ [16].

Согласно существующим моделям, в формировании спектральных компонент ИРИ наряду с процессами индуцированного рассеяния на ионах (для BC [24]) важную роль могут играть распадные процессы с участием нижнегибридных мод плазменных колебаний (для DM и UM [25, 26]), четырёхволновые взаимодействия (для BUM [27, 28]), а также возбуждение режимов сильной турбулентности [29]. Однако в настоящее время нет полностью самосогласованных моделей генерации для большинства спектральных компонент, особенно возбуждаемых с участием процессов переноса энергии турбулентности в область более высоких частот. Проведённые экспериментальные исследования дают дополнительный материал для построения таких моделей. Наш новый результат, относящийся к стадии перехода от ленгмюровской к верхнегибридной турбулентности, заключается в обнаружении коррелированного поведения компонент DM, 2DM и UM: на этапе развития их отстройки от частоты ВН практически синхронно увеличиваются с ростом интенсивности излучения. Это ещё раз подтверждает каскадный характер их возбуждения, т. к. согласно существующим моделям эти компоненты возбуждаются при процессах распада и конверсии с участием верхнегибридных и нижнегибридных волн.

Основное внимание в наших исследованиях уделялось динамике ИРИ при квазинепрерывном нагреве плазмы, когда мелкомасштабные неоднородности не релаксируют от импульса к импульсу ВН, а высокочастотная турбулентность за время короткой паузы успевает релаксировать полностью. Использование техники быстрого спектрального анализа позволило проследить за характеристиками эволюции overshoot-эффекта при развитии спектров ИРИ в первые миллисекунды импульса ВН. Обнаружено, что этот эффект наиболее ярко выражен в промежутках между частотами ВН и компонент DM, DM и 2DM, а также в области отсечки излучения компоненты BUM (в cutoff-области) и приводит к формированию спектров ИРИ с ярко выраженными максимумами к концу импульса ВН. Такое развитие ИРИ отражает процесс формирования пространственно-частотного спектра плазменных волн в условиях развитого спектра мелкомасштабных неоднородностей и требует дальнейшего, более детального развития теории. Отметим лишь, что подобная динамика развития широкого положительного максимума излучения (BUM), приводящая к росту его смещения от частоты ВН, даёт дополнительные свидетельства в пользу «двухкомпонентной» природы формирования BUM [30, 31]: «быстрой» суб-компоненты с максимальной интенсивностью в области отстроек $\Delta f_{\text{BUM1}} \simeq f_0 + 15 \div 30$ кГц и сильным overshoot-эффектом и «медленной» суб-компоненты при отстройках $\Delta f_{\text{BUM2}} \simeq f_0 - n f_{\text{ce}}$. Анализ процесса релаксации ИРИ при квазинепрерывном воздействии показал рост времени релаксации излучения с увеличением отстройки вплоть до появления задержки релаксации и инверсии наклона спектра ИРИ, что свидетельствует в пользу перекачки энергии по спектру верхнегибридной плазменной турбулентности [20].

Отметим, что релаксация ИРИ в проведённых экспериментах проходила существенно быстрее времени столкновительного затухания плазменных волн ν_{ei}^{-1} . Эффективный декремент затухания ленгмюровских волн (компоненты NC_p) составлял $\gamma_{\text{д}} \simeq 1\,100 \div 1\,400$ с⁻¹ $\sim 2 \div 3 \nu_{\text{ei}}$, декремент затухания верхнегибридных волн непосредственно вблизи частоты $5 f_{\text{ce}}$ возрастал до $\gamma_{\text{д1}} \geq 3\,300 \div 6\,700$ с⁻¹, а на

начальном этапе релаксации в области спектральных максимумов ИРИ (DM и высокочастотный край BUM) — вплоть до $\gamma_{d0} \geq 3\,300 \div 10\,000 \text{ с}^{-1}$ даже при достаточно большой расстройке $\delta f = f_0 - 5f_{ce}$. Для объяснения наблюдаемых в различных условиях аномально высоких («бесстолкновительных») декрементов необходимо учитывать влияние следующих факторов: затухание плазменных волн в процессе ускорения сверхтепловых электронов [32, 33]; возрастание циклотронного затухания вблизи гармоник гирорезонанса [34]; радиационное затухание при генерации ИРИ на первой и второй [35] гармониках плазменных мод; возбуждение режимов сильной турбулентности [22, 23]; выход плазменных волн из областей эффективной генерации ИРИ как в фазовом пространстве за счёт их нелинейной «перекачки» по спектру, так и в реальном пространстве за счёт группового распространения. Исследование механизмов аномальной диссипации плазменных мод остаётся одной из основных задач проводимых исследований.

В целом проведённые исследования динамики ленгмюровской и верхнегибридных компонент ИРИ показывают широкие возможности комплексной диагностики динамики высокочастотной плазменной ионосферной турбулентности с помощью ИРИ, требуя, однако, для своего приложения дальнейшего развития самосогласованных теоретических моделей изучаемых процессов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 01–02–16752, 00–02–17433 и 99–02–16479).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гетманцев Г. Г., Комраков Г. П., Коробков Ю. С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18, № 10. С. 621.
2. Fejer J. A., Kopka H. // J. Geophys. Res. 1981. V. 86, No. 7. P. 5746.
3. Ерухимов Л. М., Метелёв С. А., Митяков Н. А., Фролов В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25, № 5. С. 490.
4. Perkins F. W., Oberman C. R., Valeo E. J. // J. Geophys. Res. 1974. V. 79, No. 10. P. 1478.
5. Васьков В. В., Гуревич А. В. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69, № 7. С. 176.
6. Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А. и др. // Физика плазмы. 1978. Т. 4, № 6. С. 1330.
7. Thidé B., Kopka H., Stubbe P. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49, No. 21. P. 1561.
8. Сергеев Е. Н., Фролов В. Л., Бойко Г. Н., Комраков Г. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41, № 3. P. 313.
9. Sergeev E. N., Frolov V. L., Komrakov G. P., Thide B., Carozzi T. // J. Atmos. Solar Terr. Phys. 1997. V. 59, No. 18. P. 2383.
10. Djuth F. T., Sulzer M. P., Elder J. H. // Geophys. Res. Lett. 1990. V. 17, No. 11. P. 1893.
11. Fejer J. A., Sulzer M. P., Djuth F. T. // J. Geophys. Res. 1991. V. 96, No. 9. P. 15985.
12. Sulzer M. P., Fejer J. A. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99, No. 8. P. 15035.
13. Фролов В. Л., Комраков Г. П., Сергеев Е. Н., Тиде Б., Валденвик М., Весзелей Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 9. С. 1091.
14. Frolov V. L., Sergeev E. N., Komrakov G. P., Stubbe P., Thide B., Waldenvik M., Veszelei E., Leyser T. B. // J. Geophys. Res. 2002 (in press).
15. Stubbe P., Kopka H., Thidé B., Deblom H. // J. Geophys. Res. 1984. V. 89, No. 9. P. 7523.
16. Leyser T. B., Thidé B., Waldenvik M., Goodman S., Frolov V. L., Grach S. M., Karashtin A. N., Komrakov G. P., Kotik D. S. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98, No. 10. P. 17597.
17. Ерухимов Л. М., Метелёв С. А., Мясников Е. Н., Митяков Н. А., Фролов В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30, № 2. С. 208.
18. Thide B., Djuth F. T., Leyser T. B., Ierkic H. M. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100, No. 12. P. 23887.
19. Stubbe P., Stocker A. J., Honary F., Robinson T. R., Jones T. B. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99, No. A4. P. 6233.

20. Sergeev E. N., Frolov V. L., Grach S. M., Shvarts M. M. // *Adv. Space Res.* 1995. V. 15, No. 12. P. 1 263.
21. Frolov V. L., Erukhimov L. M., Metelev S. A., Sergeev E. N. // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 1997. V. 59, No. 18. P. 2 317.
22. Cheung P. V., Wong A. Y., Tanikawa T., DubBois D. F., Rose H. A., Russel D. // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 62, No. 23. P. 2 676.
23. Cheung P. Y., DuBous D. F., Fukuchi T., Kawan K., Rose H. A., Russel D., Tanikawa T., Wong A. Y. // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97, No. 7. P. 10 575.
24. Grach S. M., Shvarts M. M., Sergeev E. N., Frolov V. L. // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 1998. V. 60, No. 12. P. 1 233.
25. Zhou H. L., Huang J., Kuo S. P. // *Phys. Plasma.* 1994. V. 1, No. 9. P. 3 044.
26. Shvarts M. M., Grach S. M. // *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* 1997. V. 59, No. 18. P. 2 421.
27. Будько Н. И., Васьков В. В. // *Геомагнетизм и аэрномия.* 1992. Т. 32, № 1. С. 80.
28. Huang J., Kuo S. P. // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99, No. 10. P. 19 569.
29. Mjølhus E. // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103, No. 7. P. 14 711.
30. Frolov V. L., Erukhimov L. M., Kagan L. M., Komrakov G. P., Sergeev E. N., Stubbe P. // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81, No. 8. P. 1 630.
31. Фролов В. Л., Грач С. М., Ерухимов Л. М., Комраков Г. П., Сергеев Е. Н., Тиде Б., Кароззи Т. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1996. Т. 39, № 3. С. 352.
32. Weinstock J., Bezzerides B. // *Phys. Fluids.* 1973. V. 16, No. 12. P. 2 287.
33. Грач С. М., Митяков Н. А., Трахтенгерц В. Ю. // *Физика плазмы.* 1986. Т. 12, № 6. С. 693.
34. Васьков В. В., Пулинец С. А., Рябова Н. А. // *Геомагнетизм и аэрномия.* 1999. Т. 39, № 4. С. 443.
35. Blagoveshenskaya N. F., Kornienko V. A., Rietveld M. T., Thide B., Brekke A., Moskvina I. V., Nozdachev S. // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25, No. 6. P. 873.

¹ Научно-исследовательский радиофизический институт,

² Нижегородский госуниверситет,

г. Нижний Новгород, Россия,

³ Институт космической физики, Упсала, Швеция

Поступила в редакцию

16 октября 2001 г.

ANALYZING THE PROCESSES OF EXCITATION AND DECAY OF PLASMA TURBULENCE NEAR THE FIFTH ELECTRON GYROHARMONIC USING STIMULATED ELECTROMAGNETIC EMISSION OF THE IONOSPHERE

E. N. Sergeev, G. P. Komrakov, S. M. Grach, B. Thide, T. B. Leyser, T. D. Carozzi, and M. Holz

We present the results of experimental studies of the dynamics of stimulated electromagnetic emission (SEE) of the ionosphere excited in the vicinity of the 5th harmonic of electron gyrofrequency during the ionospheric-plasma modification by a powerful radio wave. Measurements of the dynamical characteristics of different SEE features were performed at the Sura heating facility (Radiophysical Research Institute (NIRFI, Nizhny Novgorod) with the use of equipment of the Institute of Space Physics (IRFU, Uppsala, Sweden) designed for the spectral analysis of signals with a high temporal-frequency resolution. Based on the measurements performed, we analyzed the following features of nonstationary HF plasma turbulence: the competition between the excitation of Langmuir and upper-hybrid plasma modes as a function of the difference between the pump-wave and gyroharmonic frequencies, the fine structure of nonstationary processes of turbulence-energy redistribution over the spectrum during the stages of turbulence generation and decay, and the appearance of anomalously strong collisionless dissipation of the turbulence energy with increasing pump duration. Possible mechanisms of the observed phenomena are discussed.

УДК 550.388.2:551.510.536

ВЛИЯНИЕ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН НА ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Н. В. Бахметьева, В. В. Беликович, Г. И. Григорьев, А. В. Толмачёва

Исследовано влияние акустико-гравитационных волн на вариации атмосферных параметров в нижней ионосфере. Наблюдения проводились методом рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях ионосферной плазмы, создаваемых при нагреве ионосферы мощной радиоволной. Измерение высотной зависимости времени релаксации рассеянного сигнала позволило определить температуру и плотность атмосферы на высотах $95 \div 120$ км, а регистрация фазы сигнала — скорость вертикального движения плазмы. Совместный анализ вариаций скорости вертикального движения, температуры и плотности атмосферы показал, что в них одновременно присутствуют колебания с одними и теми же периодами — от $5 \div 10$ минут до нескольких часов. Амплитуда этих колебаний составила от 1 до 4 м/с для вертикальной компоненты скорости и $6 \div 20$ % и $10 \div 30$ % для температуры и плотности соответственно. В работе проведено моделирование характеристик акустико-гравитационных волн на основе линейной теории их свободного распространения в безграничной изотермической невозмущённой атмосфере. На основе поляризационных соотношений для низкочастотных волн по измеренным амплитудам вертикальной компоненты скорости рассчитаны относительные амплитуды вариаций температуры и плотности атмосферы для периодов в диапазоне от 15 минут до 4 часов. Сопоставление результатов расчётов с измеренными величинами даёт удовлетворительное соответствие для волн с периодами $15 \div 30$ минут.

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что в атмосфере Земли на разных высотах практически постоянно присутствуют акустико-гравитационные волны [1]. За более чем полувековой период изучения установлены основные свойства акустико-гравитационных волн (АГВ), особенности их распространения, механизмы генерации и некоторые конкретные источники [1–4].

В экспериментах по регистрации АГВ используются в основном радиофизические методы, основанные либо на прямых (*in situ*) измерениях параметров ионизованной компоненты атмосферного газа, либо на влиянии АГВ на распространение электромагнитных волн в широком диапазоне частот (см. работы [2–6] и ссылки в них).

Среди последних перспективным является метод, основанный на рассеянии высокочастотных радиоволн на искусственных периодических неоднородностях (ИПН) ионосферной плазмы. Метод позволяет определить ряд параметров нейтральной составляющей (температуру, плотность, вертикальную компоненту скорости) и выявить вклад АГВ в их временные вариации. Некоторые результаты исследований динамических и спектральных характеристик АГВ с помощью ИПН на основе анализа временных вариаций скорости вертикального движения приведены в [6, 7].

Целью настоящей работы является совместный анализ результатов одновременных измерений температуры и плотности атмосферы, а также вертикальной компоненты скорости плазмы и сопоставление измеренных амплитуд низкочастотных возмущений этих параметров (с квазипериодами от 15 минут до 4 часов) с амплитудами возмущений, определяемыми из поляризационных соотношений АГВ для простейшей модели изотермической невозмущённой атмосферы.

1. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ

Основой диагностики ионосферы с помощью ИПН является воздействие на ионосферную плазму мощной стоячей радиоволной, приводящее к возникновению периодических неоднородностей, их зондирование пробными радиоволнами, приём и регистрация сигналов, рассеянных ИПН, измерение амплитуды и фазы таких сигналов и их изменений с высотой и во времени и расчёт по ним атмосферных параметров [7].

В работе приведены результаты определения температуры T и плотности ρ атмосферы, а также скорости вертикального движения w на высотах $95 \div 120$ км на основе измерений, проведённых в дневные часы с сентября 1990 по декабрь 1991 года в загородной лаборатории НИРФИ «Зимёнки» вблизи г. Нижний Новгород (координаты $56,15^\circ$ с. ш., $44,3^\circ$ в.д.).

Для создания ИПН использовался нагревальный стенд, излучавший в зенит радиоволны частоты $f = 5,545$ МГц с эффективной мощностью 20 МВт в течение 5 с. В качестве пробной волны в период релаксации ИПН (в последующие 10 с) использовался сигнал передатчика установки частичных отражений с длительностью импульса 50 или 25 мкс и частотой повторения 50 Гц. Для регистрации рассеянного обратного сигнала использовалась многоканальная приёмно-регистрирующая аппаратура, которая позволяла вести запись амплитуды и фазы сигнала одновременно с шести высот. Шаг регистрации (съёма данных) выбирался равным $3 \div 5$ км. Для контроля общего состояния ионосферы каждые 5 минут с помощью автоматической ионосферной станции снимались ионограммы вертикального зондирования.

Временное разрешение определялось режимом работы нагревного передатчика и составляло 15 с, что позволяло исследовать процессы с периодами от десятков секунд до нескольких часов и более. Разрешение по высоте определяется длительностью $\tau_{\text{и}}$ зондирующего импульса ($\Delta h = c\tau_{\text{и}}/2$, где c — скорость света) и в данных измерениях составило $\Delta h \approx 5 \div 7$ км.

В ходе измерений для каждой высоты рассчитывались амплитуда и фаза сигнала, временные зависимости которых затем аппроксимировались линейными функциями вида $\ln A(t) = \ln A_0 - t/\tau$ и $\phi(t) = \phi_0 + 4\pi wt/\lambda$, где λ — длина волны зондирующего сигнала в плазме, τ — время релаксации ИПН, которое характеризует время существования искусственных неоднородностей после прекращения нагрева, w — скорость их вертикального движения [7]. Таким образом, на каждой высоте определялись время релаксации рассеянного сигнала τ и скорость вертикального движения плазмы w , которая вплоть до высот $100 \div 120$ км близка к скорости нейтральной компоненты¹ и определяется соотношением

$$w = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\Delta\phi}{\Delta t}, \quad (1)$$

где $\Delta\phi$ — изменение фазы сигнала за время Δt [7, 8].

При дальнейшей обработке по зависимости $\tau(h)$ согласно [9] определялись температура T и плотность ρ атмосферы в диапазоне высот $95 \div 120$ км. Релаксация ИПН на этих высотах происходит вследствие амбиполярной диффузии. В работах [9, 10] показано, что, используя ряд упрощающих предположений, можно считать температуру атмосферы постоянной на интервале высот $\Delta h = h_2 - h_1$ и определять её через высоту H однородной атмосферы: $T = MgH/\kappa$, где M — средняя масса нейтральной

¹ Атмосфера слабо ионизована вплоть до высот F -области, поэтому ионизованную компоненту можно считать малой примесью и не учитывать при расчётах движений нейтральной составляющей в низкочастотном диапазоне ($\omega \leq \omega_g$, где ω_g — частота Бранта–Вайсяля) [3]. На высотах до $h \approx 100$ км, где геомагнитное поле слабо влияет на движение электронов и ионов из-за больших частот соударений, можно считать, что заряженные частицы как пассивная примесь полностью увлекаются движением нейтральной компоненты, так что скорости движения всех компонент атмосферы одинаковы: $\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_i = \mathbf{V}_n$. Выше 100 км роль магнитного поля возрастает, и увлечение ионизованной компоненты нейтральными частицами не будет полным, хотя скорости всех компонент вдоль магнитного поля по-прежнему будут равны. В условиях эксперимента (56° с. ш.) угол χ геомагнитного поля с вертикалью мал ($\chi \approx 11^\circ$), что даёт основание полагать вертикальные компоненты скорости заряженных и нейтральных частиц близкими.

молекулы, g — ускорение свободного падения, κ — постоянная Больцмана; в случае измерений на двух высотах

$$H = (h_2 - h_1) / [\ln(\tau_1 \varepsilon_1) - \ln(\tau_2 \varepsilon_2)], \quad (2)$$

где ε_1 и ε_2 — значения диэлектрической проницаемости на высотах h_1 и h_2 соответственно, τ_1 и τ_2 — времена релаксации на указанных высотах.

После определения температуры плотность рассчитывается из соотношения

$$\rho(h) = 2\kappa T(h)\tau(h)/\beta, \quad (3)$$

где β — численный коэффициент.

Данный способ определения T и ρ требует знания профиля электронной концентрации $N(h)$, для чего использовалась эмпирическая модель [11].

В заключение кратко остановимся на точности измерения атмосферных параметров. Подробные оценки погрешности определения вертикальной компоненты скорости приведены в [7]. Так, случайная погрешность единичного измерения w , определяемая в основном погрешностями измерения фазы, не превышает 0,08 м/с. Что касается погрешности определения температуры и плотности, то по оценкам [7, 10] она составляет $5 \div 10$ % для T и не более 15 % для ρ .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Приведём результаты одновременного определения вертикальной компоненты скорости плазмы, температуры и плотности атмосферы по измерениям 1990–1991 гг. На рис. 1 показаны изолинии значений времени релаксации τ ИПН и вертикальной скорости w , полученные в измерениях 27.02.91, 15.03.91 и 06.12.91, на которых хорошо виден волнообразный характер вариаций τ и w . Так как разрушение ИПН в E -области ионосферы обусловлено амбиполярной диффузией, время релаксации τ уменьшается с высотой. Ниже высоты турбопаузы ($h \sim 100 \div 105$ км) на изменение τ оказывает влияние турбулентность, под воздействием которой картина изолиний становится более сложной, значения τ резко падают, а скорость разрушения ИПН, соответственно, возрастает [12].

На рис. 1 отчётливо видны колебания τ и w с различными периодами. С ростом высоты крупномасштабные волновые движения проявляются более ярко. Как правило, амплитуда вертикальной компоненты скорости растёт с высотой.

На наш взгляд, подобный характер временных вариаций τ и w может быть обусловлен акустико-гравитационными волнами. Так, спектральный анализ показал [6], что во временных вариациях $w(t)$ присутствовали колебания с периодами от $5 \div 10$ минут до нескольких часов, амплитуда которых достигала $10 \div 15$ м/с.

На рис. 2 представлены результаты одновременных измерений вертикальной скорости, температуры и плотности атмосферы, выполненных 01.10.90 и 27.02.91, на высоте $h = 102$ и 109 км соответственно. На графике скорости $w(t)$ каждая точка соответствует минутному усреднению данных. При определении $T(t)$ и $\rho(t)$ использовалось пятиминутное усреднение значений $\tau(t)$ и профиль электронной концентрации, взятый из модели [12].

На рис. 2 видны вариации температуры и плотности с периодами от $15 \div 30$ минут до двух и более часов. В измерениях 01.10.90 температура изменялась от 160 до 210 К со средним значением $T_0 = 185$ К, а плотность — в интервале $\rho \simeq (3,5 \div 7,5) \cdot 10^{-7}$ кг/м³ со средним значением $\rho_0 = 5 \cdot 10^{-7}$ кг/м³. В измерениях 27.02.91 температура изменялась от 100 до 250 К со средним значением $T_0 = 197$ К, а плотность — в интервале $\rho \simeq (0,5 \div 2) \cdot 10^{-7}$ кг/м³ со средним значением $\rho_0 = 1,43 \cdot 10^{-7}$ кг/м³. Амплитуды относительных вариаций температуры и плотности в эти дни составили

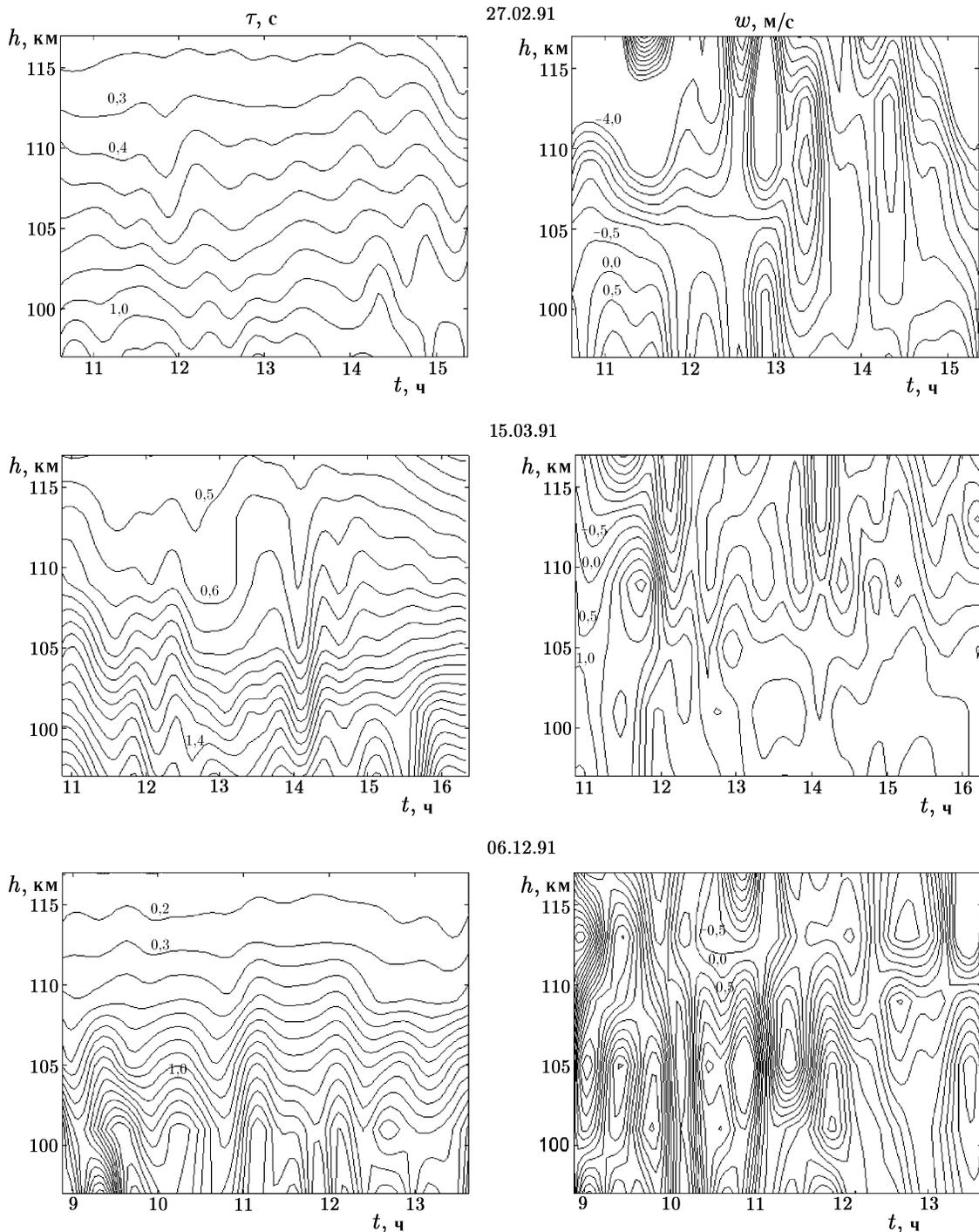


Рис. 1. Изолинии времени релаксации τ ИПН (левая колонка панелей) и скорости вертикального движения w плазмы (правая колонка панелей) по измерениям 1991 года

$\Delta T/T_0 \simeq 0,07 \div 0,25$ и $\Delta \rho/\rho_0 \simeq 0,1 \div 0,35$ (в дальнейшем будем обозначать относительные амплитуды возмущений температуры и плотности как $|T|/T_0$ и $|\rho|/\rho_0$).

Отметим, что во временных вариациях вертикальной компоненты скорости волнообразные возмущения с различными периодами обнаруживаются практически постоянно [6–8]. Однако из большого массива данных были отобраны лишь те сеансы, в которых удалось определить одновременно все три

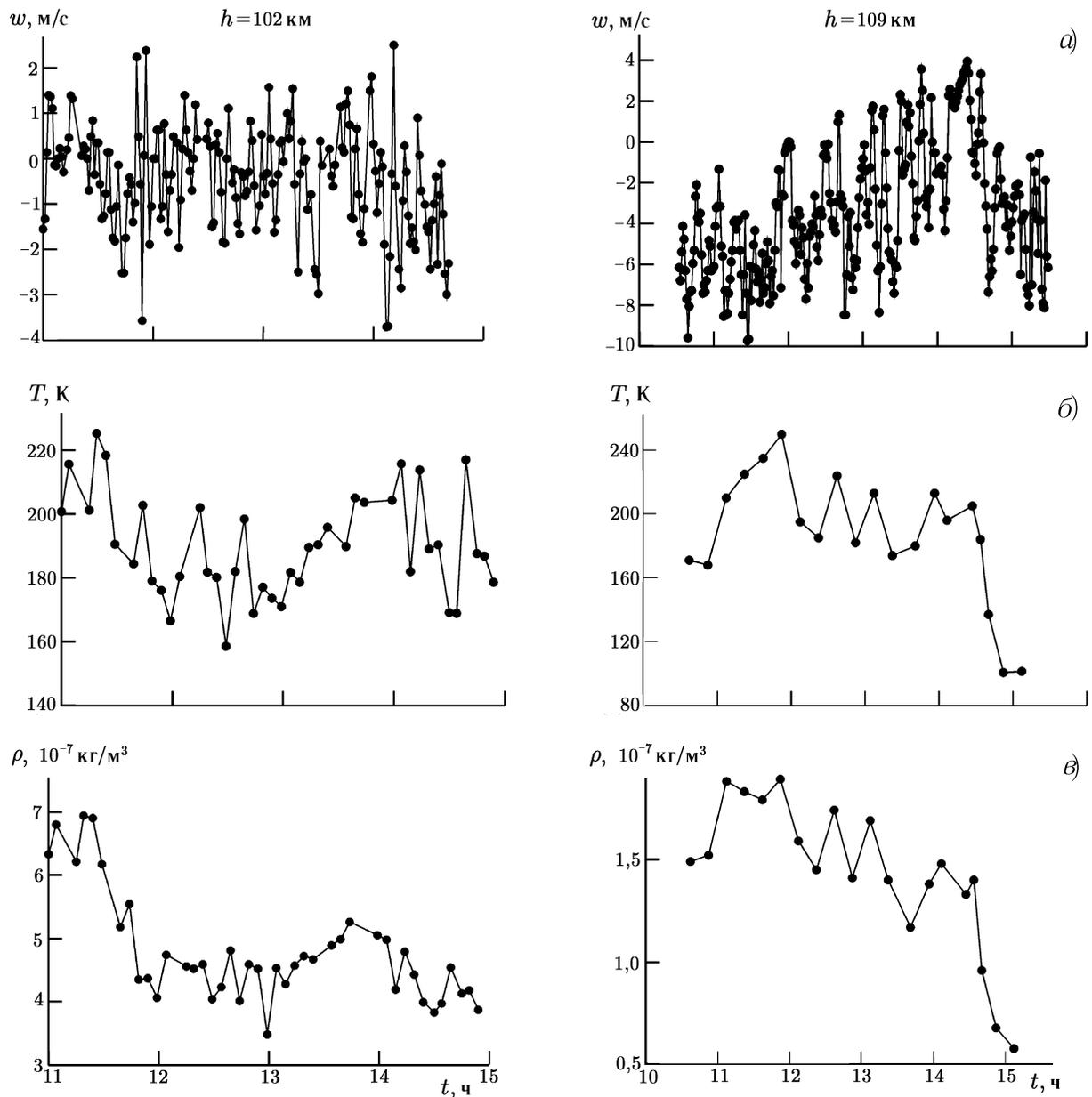


Рис. 2. Временные вариации вертикальной компоненты w скорости (а), температуры T (б) и плотности ρ (в) атмосферы 01.10.90 (левая колонка панелей) и 27.02.91 (правая колонка панелей)

атмосферных параметра. Из них, в свою очередь, для анализа оставлены те, в которых одновременно наблюдались волны с одними и теми же периодами. Результаты определения w , T и ρ для таких сеансов сведены в табл. 1, где представлены измеренные амплитуды вертикальной скорости $|w|$ и относительные амплитуды вариаций температуры $|T|/T_0$ и плотности $(|\rho|/\rho_0)_e$ для волновых периодов τ_0 от 15 минут до 4 часов. Два последних столбца содержат теоретически рассчитанные значения $(|\rho|/\rho_0)_t$ и $\lambda_x/\lambda_z = \tau_0/\tau_g$, где λ_x и λ_z — «горизонтальная» и «вертикальная» длины волн, τ_g — период, соответствующий частоте Бранта–Вяйсяля ω_g .

Из табл. 1 следует, что в данных сеансах амплитуда вертикальной скорости $|w|$ составила 1–4 м/с, в среднем возрастающая с увеличением высоты. Яркой выраженной зависимости $|w|$ от периода волны не выявлено. Амплитуды экспериментально измеренных относительных вариаций температуры $|T|/T_0$ со-

Таблица 1

дата	время	h , км	τ_0 , мин	$ w $, м/с	$\frac{ T }{T_0}$, %	$\left(\frac{ \rho }{\rho_0}\right)_e$, %	$\left(\frac{ \rho }{\rho_0}\right)_t$, %	$\frac{\lambda_x}{\lambda_z} = \frac{\tau_0}{\tau_g}$
27.02.91	10:30-16:30	109	35	1,5	8,9	10	8,8	7
15.03.91	10:30-15:30	103	15	4,0	10,0	10	10,4	3
06.12.91	09:00-15:00	104	15	4,0	8,5	13	10,4	3
09.10.91	13:30-16:00	105	15	3,5	9,0	9	8,8	3
21.11.91	09:00-10:30	102	15	3,5	8,0	6	8,8	3
04.10.91	13:40-14:05	103	25	1,7	8,0	6	7,1	5
04.10.91	14:05-14:30	103	25	1,7	11,0	17	7,4	5
04.10.91	14:30-15:00	103	20	1,7	6,0	6	7,4	5
01.10.90	11:00-15:00	102	15	3,5	9,0	10	8,8	3
09.10.91	13:30-15:50	100	100	4,0	14,0	23	67,0	20
21.11.91	12:30-13:30	102	30	4,0	6,0	4	20,0	6
21.11.91	13:30-14:30	102	30	4,0	13,0	15	20,0	6
28.09.90	09:40-11:00	102	15	3,0	10,0	11	7,5	3
28.09.90	14:40-16:15	102	15	3,0	9,0	14	7,5	3
27.02.91	10:30-16:30	109	240	2,7	24,0	35	108,0	48
15.03.91	10:30-15:30	103	240	1,0	20,0	41	40,0	48
01.10.90	11:00-15:00	102	180	2,0	9,2	26	60,0	36
06.12.91	09:00-15:00	104	180	1,5	6,0	26	45,0	36
13.11.91	14:20-15:30	98	40	2,0	10,0	15	13,4	8
20.09.90	09:30-10:00	102	15	1,0	15,0	21	25,0	3
20.09.90	10:00-10:30	102	15	1,0	8,0	8	25,0	3
09.10.90	14:00-16:30	100	30	2,5	16,0	20	12,6	6
27.09.90	09:30-10:15	102	10	1,0	10,0	14	16,7	2
21.11.91	12:15-14:45	102	120	3,0	13,5	20	60,0	24

ставили $0,06 \div 0,16$, возрастая до $0,2 \div 0,24$ в двух сеансах для периодов волн $\tau_0 = 240$ мин. В свою очередь, относительные изменения плотности $(|\rho|/\rho_0)_e$ были выше и составили в среднем $0,06 \div 0,26$, достигая $0,35 \div 0,41$ для тех же больших периодов τ_0 . Для сопоставления измеренных и рассчитанных амплитуд вариаций температуры и плотности под влиянием АГВ приведём некоторые необходимые соотношения.

3. НЕКОТОРЫЕ СООТНОШЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ АГВ

Распространяющиеся в изотермической атмосфере плоские АГВ подчиняются известному дисперсионному уравнению [2]

$$\omega^4 - \omega^2 c^2 (k_z^2 + k_\perp^2 + k_0^2) + \omega_g^2 c^2 k_\perp^2 = 0. \quad (4)$$

Здесь и ниже ω и τ_0 — частота и период волны ($\omega = 2\pi/\tau_0$), c — скорость звука, k_z и k_\perp — проекции волнового вектора на вертикальную ось и горизонтальную плоскость ($k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$), $k_0 = 1/(2H)$, H — высота однородной атмосферы, ω_g — частота Бранта–Вяйсяля.

Амплитуды возмущений различных физических характеристик среды в этих волнах определяются поляризационными соотношениями [2]

$$\frac{\rho}{\rho_0 R} = \frac{p}{p_0 P} = \frac{u}{X} = \frac{w}{Z} = A \exp\left[\frac{z}{2H} - i\omega t + ik_x x + ik_z z\right], \quad (5)$$

где ρ — плотность, p — давление, u и w — горизонтальная и вертикальная составляющие скорости \mathbf{V} атмосферы; индексом 0 помечены невозмущённые величины (далее полагается $k_y = 0$). Полные выражения для коэффициентов R , P , X и Z , определяющих соотношения между ρ , p , u и w , даны в [2]. Здесь мы ограничимся случаем низкочастотных возмущений $\omega \ll \omega_g$, когда применимо приближение несжимаемой среды ($c \rightarrow \infty$, или $\text{div } \mathbf{V} = 0$). Кроме того, будем рассматривать волновые возмущения, удовлетворяющие условиям

$$k_z H \gg 1, \quad k_z^2 \gg k_x^2, \quad (6)$$

как при рассмотрении перемещающихся ионосферных возмущений [3].

Дисперсионное уравнение (4) и соотношения (5) в приближении несжимаемой среды при ограничениях (6) запишутся в виде

$$\omega k_z = \omega_g k_{\perp}, \quad (7)$$

$$p = \frac{\rho_0 \omega_g^2 w}{\omega k_z}, \quad \rho = \frac{i \rho_0 w}{\omega H}. \quad (8)$$

Для температуры T из уравнения состояния идеального газа имеем

$$\frac{T}{T_0} = \frac{p}{P_0} - \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (9)$$

При выполнении условий (6) из равенств (8) следует $p/P_0 \ll \rho/\rho_0$, откуда для возмущений температуры получаем

$$\frac{T}{T_0} \simeq -\frac{\rho}{\rho_0} = -\frac{iw}{\omega H}. \quad (10)$$

Формулы (7)–(10) можно преобразовать к более удобному для приложений виду:

$$\frac{\omega}{\omega_g} = \frac{\lambda_z}{\lambda_{\perp}}, \quad (11)$$

$$\frac{P}{\rho_0 w} \propto \lambda_z \tau, \quad \frac{\rho}{\rho_0 w} \propto \tau, \quad \frac{|T|}{T_0} = \frac{|w|}{\omega H}. \quad (12)$$

Групповая скорость этих низкочастотных волн $\mathbf{V}_{\text{гр}}$ ($V_{\text{гр},x}$, 0 , $V_{\text{гр},z}$) определяется с помощью (7) соотношениями

$$V_{\text{гр},x} = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} = \frac{\omega_g}{k_z}, \quad V_{\text{гр},z} = \frac{\partial \omega}{\partial k_z} = -\frac{\omega_g k_x}{k_z^2}; \quad (13)$$

для принятых выше ограничений $V_{\text{гр},z} \ll V_{\text{гр},x}$. Фазовая скорость $\mathbf{V}_{\text{ф}} = \omega/\mathbf{k}$ низкочастотных волн определяется равенствами

$$V_{\text{ф},x} = \frac{\omega k_x}{k_z^2}, \quad V_{\text{ф},z} = \frac{\omega}{k_z}. \quad (14)$$

Вертикальные составляющие фазовой и групповой скоростей АГВ в условиях (6) одинаковы, а разные знаки $V_{\text{гр},z}$ и $V_{\text{ф},z}$ указывают на их противоположную направленность.

Таким образом, по формулам (13) можно оценить вертикальную и горизонтальную компоненты групповой скорости и, следовательно, времена группового запаздывания при регистрации волновых возмущений на разных высотах. Так, например, при заданных $\tau_g = 2\pi/\omega_g = 5$ мин и $\lambda_z = 2\pi/k_z = 10$ км получим $V_{\text{гр},x} \simeq 33$ м/с, в то время как $V_{\text{гр},z} = -V_{\text{ф},z} \sim 3,3$ м/с для $\lambda_x = 10\lambda_z$.

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ ИЗМЕРЕННЫХ ВАРИАЦИЙ АТМОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ С ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ ОЦЕНКАМИ

Обратимся вновь к табл. 1. Напомним, что кроме экспериментально измеренных амплитуд вертикальной скорости $|w|$ и относительных амплитуд $|T|/T_0$ и $(|\rho|/\rho_0)_e$ в табл. 1 приведены теоретические значения $(\rho/\rho_0)_t$, рассчитанные с помощью поляризационных соотношений (7), (8) на основе измерений $|w|$. Для оценок принято $H = 5,7$ км. В последнем столбце табл. 1 приведены рассчитанные для $\tau_g = 5$ мин отношения λ_x/λ_z «продольной» и «поперечной» длин волн возмущения.

Из табл. 1 видно, что соответствие рассчитанных теоретически и измеренных относительных вариаций плотности является далеко не идеальным. Кроме случаев, когда $(|\rho|/\rho_0)_t$ и $(|\rho|/\rho_0)_e$ довольно близки, встречаются и такие, для которых измеренные относительные вариации плотности довольно сильно отличаются от оценок на основе линейной теории АГВ. Лишь в четверти сеансов измеренные и рассчитанные вариации плотности отличаются не более, чем на 20 % (в среднем отличие составляет около 11 %). Среди этих шести случаев в четырёх период $\tau_0 = 15$ мин, в одном случае $\tau_0 = 25$ мин, и ещё в одном $\tau_0 = 35$ мин.

Из линейной теории распространения АГВ следует, что возмущения температуры и плотности должны быть одного порядка (см. (10)). Таких случаев 40 %, из них в шести период $\tau_0 = 15$ мин, в двух $\tau_0 = 25$ мин, и ещё в двух $\tau_0 = 35$ мин. Видно, что за исключением одного сеанса рассчитанное для этих случаев согласно (7) отношение $\lambda_x/\lambda_z = 3$.

Что касается относительно больших периодов $\tau_0 = 100; 180$ и 240 мин, то для них не оказалось ни одного случая приемлемого соответствия измеренных и рассчитанных величин.

Можно предположительно указать несколько причин такого несоответствия. Во-первых, для оценок использовалась довольно грубая модель свободного распространения АГВ в безграничной изотермической атмосфере. Во-вторых, выводы линейной теории АГВ при возмущениях, достигающих 25 ÷ 50 % от равновесных значений, требуют, по-видимому, серьёзной коррекции, хотя в работе [13] утверждается, что амплитудные и фазовые поляризационные соотношения (5) в этом случае вполне применимы и довольно точно описывают процесс распространения АГВ. В-третьих, наблюдаемые в атмосфере волнообразные возмущения (в том числе и проявление их в вариациях вертикальной скорости, температуры и плотности атмосферы) могут быть результатом суперпозиции АГВ от разных источников или порождаться широкополосным локализованным источником [14]. Кроме того, возникновение низкочастотных внутренних волн может быть обусловлено нелинейным взаимодействием волн с разными параметрами [15, 16]. Наконец, весьма существенным может оказаться влияние постоянного во времени однородного ветра со скоростью $\mathbf{V}_0(u_0, 0, w_0)$.

Рассмотрим этот вопрос более подробно. Согласно [2, 3] в данном случае дисперсионное уравнение и выражения для компонент групповой скорости волны $\mathbf{V}_{гр}(V_{гр,x}, 0, V_{гр,z})$ имеют вид

$$(\Omega^2 + w_0^2 k_0^2)(k_\perp^2 + k_z^2 + k_0^2) = \omega_g^2 k_\perp^2, \quad (15)$$

$$V_{гр,x} = u_0 + \frac{\omega_g^2 k_\perp (k_z^2 + k_\perp^2)}{(k_\perp^2 + k_z^2 + k_0^2)^2 \Omega}, \quad V_{гр,z} = w_0 - \frac{\omega_g^2 k_\perp^2 k_z}{(k_\perp^2 + k_z^2 + k_0^2)^2 \Omega}, \quad (16)$$

где $\Omega = \omega - k_\perp u_0 - k_z w_0$. В условиях (6) компоненты групповой скорости определяются выражениями

$$V_{гр,x} \simeq u_0 + \frac{\omega_g^2 k_\perp}{k_z^2 \Omega}, \quad V_{гр,z} \simeq w_0 - \frac{\omega_g^2 k_\perp^2}{k_z^3 \Omega}. \quad (17)$$

Нетрудно проверить, что найденные по этим соотношениям значения $V_{гр,x}$ и $V_{гр,z}$ могут существенно отличаться от приведённых выше (см. (13)). Так, например, если взять характерные значения компонент скорости постоянного ветра на высотах E -области ионосферы равными $w_0 = 1$ м/с и $u_0 = 50$ м/с,

то для принятых выше значений $\lambda_z = 10$ км, $\lambda_x = 100$ км и $\tau_g = 5$ мин из (17) получим $V_{гр,x} \simeq 83,3$ м/с, $V_{гр,z} = 2,3$ м/с, $V_{ф,z} \approx 9,3$ м/с, что заметно отличается от приведённых ранее оценок соответствующих скоростей без учёта постоянного ветра.

Заметим также, что движение среды с постоянной скоростью \mathbf{V}_0 приведёт и к изменению поляризационных соотношений. Анализ влияния этого фактора и неизотермичности невозмущённой атмосферы на характер распространения и поляризационные соотношения акустико-гравитационных волн, а также соответствующие оценки на основе измеренных методом ИПН атмосферных параметров авторы предполагают привести в последующих работах.

ВЫВОДЫ

Совместный анализ вариаций скорости вертикального движения плазмы, температуры и плотности атмосферы на высотах $80 \div 110$ км по результатам измерений в 1990–1991 гг. показал, что в них одновременно присутствуют колебания с одними и теми же периодами, от $5 \div 10$ минут до нескольких часов. Моделирование характеристик АГВ с помощью линейной теории их свободного распространения в безграничной изотермической невозмущённой атмосфере показало, что рассчитанные на основе поляризационных соотношений для низкочастотных волн по измеренным амплитудам вертикальной скорости относительные амплитуды вариаций температуры и плотности атмосферы удовлетворительно соответствуют измерениям лишь для волн с периодами $15 \div 30$ мин. Указаны возможные причины отличия экспериментальных и теоретических значений атмосферных параметров.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00–05–64695).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1975.
2. Хайнс К. О. // Термосферная циркуляция / Под ред. У. Уэбба. М.: Мир, 1975. С. 85.
3. Григорьев Г. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 1. С. 3.
4. Григорьев Г. И., Савина О. А. // Неустойчивости и волновые явления в системе ионосфера-термосфера. Горький: ИПФ АН СССР, 1989. С. 26.
5. Гершман Б. Н., Григорьев Г. И. // Ионосферные исследования. 1978. № 25. С. 5.
6. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Бубукина В. Н., Игнатъев Ю. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 3. С. 308.
7. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Бахметьева Н. В., Толмачёва А. В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. Н.Новгород: ИПФ РАН, 1999.
8. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Бубукина В. Н., Гончаров Н. П., Игнатъев Ю. А. // Геомагнетизм и аэрномия. 1996. Т. 36, № 5. С. 120.
9. Бенедиктов Е. А., Беликович В. В., Гребнев Ю. Н., Толмачёва А. В. // Геомагнетизм и аэрномия. 1993. Т. 33, № 5. С. 170.
10. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Толмачёва А. В. // Геомагнетизм и аэрномия. 1994. Т. 34, № 1. С. 141.
11. Модель глобального распределения концентрации, температуры и эффективной частоты соударений. ГОСТ 25645.146–89.
12. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Коротина Г. С. // Геомагнетизм и аэрномия. 1996. Т. 36, № 5. С. 180.
13. Zhang S. D., Yi F., Wang J. F. // Ann. Geophys. 2000. V. 18, No. 10. P. 1316.

14. Hocke K., Schlegel K. // Ann. Geophys. 1996. V. 14. P. 917.
15. Stenflo L. // Z. Naturforsch. 1991. V. 46a. P. 560.
16. Stenflo L., Stepanyants Yu. A. // Ann. Geophys. 1995. V. 13. P. 973.

Научно-исследовательский радиофизический институт,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
11 апреля 2001 г.

**THE EFFECT OF ACOUSTIC GRAVITY WAVES ON VARIATIONS IN THE LOWER-IONOSPHERE PARAMETERS AS
OBSERVED USING ARTIFICIAL PERIODIC INHOMOGENEITIES**

N. V. Bakhmet'eva, V. V. Belikovich, G. I. Grigoryev, A. V. Tolmacheva

We study the effect of acoustic gravity waves on variations in the atmospheric parameters of the lower ionosphere. The observations were carried out by the method of radio-wave scattering on the artificial periodic inhomogeneities of the ionospheric plasma, induced due to ionosphere heating by a powerful radio wave. Measuring the altitude profile of relaxation time of the scattered signal made it possible to determine the atmospheric temperature and density at altitudes $95 \div 120$ km. Recording the signal phase allowed for determining the vertical velocity of plasma motion. The joint analysis of the variations in the vertical velocity and atmospheric temperature and density showed the simultaneous existence of oscillations with the same periods ranging from 5–10 min to a few hours. The amplitudes of these oscillations were 1.5 to 4 m/s for the vertical velocity and 6–20% for the temperature and density, respectively. We simulate the characteristics of the acoustic gravity waves using the linear theory of their free propagation in an unbounded isothermal undisturbed atmosphere. Based on the polarization relations for low-frequency waves with periods from 15 min to 4 h, we calculate the corresponding relative amplitudes of variations in the atmospheric temperature and density using the measured amplitudes of the vertical velocity. Comparison of the calculation results with the measured values shows their good agreement for waves with periods 15–30 min.

УДК 621.396.96

РАДИОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ РАЗЛИВОВ НЕФТИ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ *

В. Д. Кротиков, И. Н. Мордвинкин, А. С. Пелюшенко, С. А. Пелюшенко, И. В. Ракуть

Представлен сравнительный анализ радиометрических методов дистанционного зондирования при решении задачи обнаружения и контроля параметров разливов нефти на поверхности воды. Рассмотрен метод радиоярких поляризационных контрастов и представлены результаты измерений толщины плёнки нефти на воде этим методом с применением двухчастотного поляризационного радиометра с рабочими частотами 12,2 и 34 ГГц. Проведено сравнение радиометрических методов радиоярких контрастов и частотного сканирования при решении задач дистанционного зондирования параметров разливов нефти.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время радиометрические системы миллиметрового и сантиметрового диапазонов длин волн широко используются при исследовании физических параметров подстилающих покровов и сред методами дистанционного зондирования. Одной из актуальных задач, решению которой методами пассивной радиометрии уделяется существенное внимание, является обнаружение разливов нефти на поверхности воды. Это связано с тем, что в связи с общим мировым ростом добычи нефтепродуктов, в том числе на прибрежном шельфе, в последние десятилетия возросли объёмы нефти, транспортируемой по наземным нефтепроводам, и объёмы морских перевозок. Периодические техногенные аварии в местах добычи нефти, на магистральных нефтепроводах и в районах морских коммуникаций приводят к существенному экологическому загрязнению окружающей среды и большим экономическим затратам по ликвидации последствий разливов нефтепродуктов. Меры, предпринимаемые при ликвидации последствий разливов нефти, носят комплексный характер, включая ряд этапов:

- 1) обнаружение и идентификация участков разливов нефти на воде;
- 2) определение толщины плёнки и объёма нефтепродуктов в разливе;
- 3) прогнозирование динамики разливов;
- 4) сбор нефтепродуктов и рекультивация загрязнённых территорий.

Оперативное получение информации о площади загрязнения, толщине плёнки и объёме нефти в разливе является определяющим фактором для организации и эффективного проведения работ в районе чрезвычайных ситуаций. Для обнаружения разливов нефти и определения их площади широко используются бортовые оптические и инфракрасные системы, а также радиометрические комплексы дистанционного зондирования, работающие в миллиметровом и сантиметровом диапазонах длин волн. Анализ динамики разливов нефти на воде показал [1], что более 90 % объёма нефти на поверхности акватории сосредоточено в области пятна загрязнения с толщиной плёнки нефти более 0,2 мм, площадь которого составляет около 10 % от общей площади загрязнения с толщиной плёнки менее 10 мкм.

Уже первые результаты разработки и испытаний радиометрических систем дистанционного зондирования в миллиметровом диапазоне длин волн в начале 70-х годов [1–3] показали их существенное преимущество перед инфракрасными (ИК) системами, заключающееся, в частности, в возможности

* Статья подготовлена к юбилею НИРФИ.

измерений толщины плёнки нефти в разливе на поверхности воды, определения объёма нефти и возможности работы в дневное и ночное время. В дальнейшем радиометрические системы получили развитие в составе оборудования дистанционного зондирования действующих и разрабатываемых систем экологического мониторинга и патрулирования в Швеции [4], Франции [5] и России [6–8].

1. УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ РАДИОЯКОСТНЫХ КонтРАСТОВ РАЗЛИВОВ НЕФТИ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ

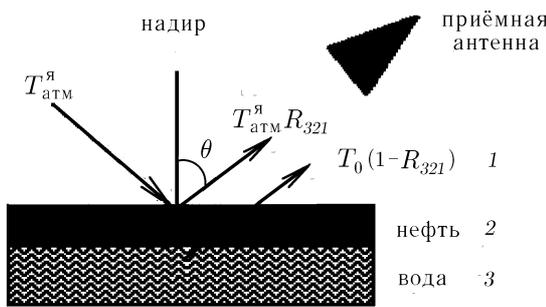


Рис. 1

Радиометрический метод дистанционного зондирования разливов нефти на водной поверхности основан на измерениях яркостной температуры излучения загрязнённого нефтью участка, которая определяется собственным излучением воды, слоя нефти и излучением атмосферы, отражённым от границы плёнки нефти [9]. В результате интерференции наблюдаемая яркостная температура $T^я$ излучения участка водной поверхности с разливом нефти изменяется периодически с изменением толщины плёнки нефти. Сравнение яркостных температур излучения участка разлива

нефти и чистой водной поверхности позволяет оценить толщину плёнки нефти в пятне загрязнения.

Общая схема радиометрических измерений толщины плёнки нефти на воде приведена на рис. 1.

При наблюдениях водной поверхности с яркостной температурой излучения $T^я$ на выходе радиометрической системы радиометр—антенна регистрируется антенная температура

$$T^a = T^я (1 - \beta_{\Omega_{пл}}) \eta, \tag{1}$$

где $\Omega_{пл}$ — угловые размеры пятна загрязнения, $\beta_{\Omega_{пл}}$ и η — рассеяние и КПД антенны. В общем случае излучение плёнки нефти на поверхности воды в направлении приёмной антенны поляризовано, а его яркостная температура при равенстве температуры воды и плёнки нефти ($T_0 = T_{пл}$) определяется двумя составляющими:

$$T_{пл}^{я(в,г)} = T_{атм}^я(\theta) R_{321}^{в,г}(\theta) + T_0 [1 - R_{321}^{в,г}], \tag{2}$$

где $R_{321}^{в,г}$ — коэффициенты отражения Френеля для вертикально и горизонтально поляризованных компонент излучения на границе воздух—нефть двухслойной среды плёнка—вода, $T_{атм}^я$ — яркостная температура излучения атмосферы в направлении визирования, T_0 и $T_{пл}$ — физическая температура воды и слоя нефти соответственно, θ — угол места, определяющий направление визирования. Как показывают результаты теоретического анализа условий отражения на границе двухслойной среды (см., например, [9], формула (III.12)), спектральный коэффициент отражения среды плёнка нефти—вода при равенстве физической температуры нефти и воды определяется выражением

$$R_{321} = 1 - \frac{[1 - R_{32} \exp(-2\tau)] (1 - R_{21})}{1 - R_{21} R_{32} \exp(-2\tau) + 2 \sqrt{R_{21} R_{32}} \exp(-\tau) \cos(\varphi_1 + \varphi_2 + 2k_0 n_2 d)}, \tag{3}$$

где $\tau = k_0 k_2 d$ — оптическая толщина слоя нефти, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число излучения в воздухе, n_2 и k_2 — реальная и мнимая части комплексного показателя преломления нефти, R_{32} и R_{21} — коэффициенты отражения Френеля по мощности на границах вода—нефть и нефть—воздух, d — толщина слоя нефти, φ_1 и φ_2 — фазы отражения на границах воздух—нефть и нефть—вода. В (3) для упрощения записи опущены обозначения поляризации.

Так как нефть является средой с малым поглощением и показатель преломления нефти существенно меньше показателя преломления воды в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн, то при условиях $\tau \approx 0$, $R_{32} \gg R_{21}$ и $R_{21} \ll 1$ выражение (3) можно упростить до удобного для анализа вида:

$$R_{321} \approx R_{32} + 2(1 - R_{32}) \sqrt{R_{32}R_{12}} \cos(\varphi_2 + 2k_0n_2d). \quad (4)$$

Спектральный коэффициент отражения является функцией целого ряда параметров:

$$R_{321} = R(d, f, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \theta), \quad (5)$$

где $\varepsilon_3(T_0, s, f)$ — диэлектрическая проницаемость воды, ε_2 — диэлектрическая проницаемость нефти, θ — угол визирования, d — толщина плёнки нефти, f — частота принимаемого излучения, T_0 и s — температура и солёность воды соответственно.

В пределе $d = 0$ выражение (4) преобразуется к виду

$$R_{321} \Big|_{d=0} \approx R_{32} + 2(1 - R_{32}) \sqrt{R_{32}R_{12}}. \quad (6)$$

В данной аппроксимации $R_{321} \Big|_{d=0} = R_{31}$ совпадает с коэффициентом отражения чистой поверхности воды.

С учётом (4) и (5) можно записать выражение для яркостной температуры излучения участка водной поверхности, покрытой слоем нефти:

$$T_{\text{пл}}^{\text{я}} = T_{\text{в}}^{\text{я}} + 2(R_{31} - R_{32})(T_0 - T_{\text{атм}}^{\text{я}}) \sin^2(\varphi_2/2 + k_0n_2d), \quad (7)$$

где $T_{\text{в}}^{\text{я}}$ — яркостная температура излучения водной поверхности.

Из соотношения (7) видно, что наблюдаемая яркостная температура излучения водной поверхности с плёнкой нефти является периодической функцией задержки фазы $\Delta\varphi$ при однократном распространении в слое нефти:

$$\Delta\varphi = \varphi_2/2 + k_0n_2d = \varphi_2/2 + \frac{2\pi}{\lambda_0} d \sqrt{\varepsilon_{21} + \cos\theta - 1}. \quad (8)$$

В (8) ε_{21} — реальная часть диэлектрической проницаемости нефти, φ_2 — фаза коэффициента отражения на границе нефть—вода.

На рис. 2 представлены результаты расчёта яркостной температуры излучения плёнки нефти на поверхности пресной воды в зависимости от толщины d плёнки для двух фиксированных длин волн, 8,8 мм ($f = 34$ ГГц, кривая 1) и 24,6 мм ($f = 12,2$ ГГц, кривая 2), выполненного с использованием точных формул (2), (3) для случая визирования в надир в условиях чистой атмосферы при следующих значениях диэлектрической проницаемости нефти ε_2 и пресной воды ε_3 [10–12]: $\varepsilon_2 = 2 + 0,02j$; $\varepsilon_3 = 20,12 + 30,21j$ ($\lambda_0 = 8,8$ мм), $\varepsilon_3 = 54,88 + 35,5j$ ($\lambda_0 = 24,6$ мм) при $T_0 = 20^\circ \text{C}$.

Периодичность изменения яркостной температуры $T_{\text{пл}}^{\text{я}}$ с изменением d (см. кривые 1 и 2 на рис. 2) приводит к неоднозначности определения толщины плёнки нефти. Так, например, при $\lambda_0 = 8,8$ мм одно и то же значение яркостной температуры $T_{\text{пл}}^{\text{я}} = 200$ К, характеризует излучение от плёнок нефти с толщиной $d_{1-8} = 1,1; 1,9; 4; 5,1; 7,1; 8,3; 10,1$ и 11,5 мм в интервале толщин от 0 до 12 мм (см. рис. 2).

Интервал однозначности измерений ограничен максимальным значением толщины плёнки нефти

$$d_{\text{max}} = \lambda_0 / (4 \sqrt{\varepsilon_{21} + \cos\theta - 1}). \quad (9)$$

Как видно из графиков на рис. 2, при $\lambda_0 = 8,8$ мм достигается более высокая точность измерений толщины тонких плёнок (до $d_{\text{max}} = 1,56$ мм), а измерения на большей длине волны $\lambda_0 = 24,6$ мм расширяют область однозначности до $d_{\text{max}} = 4,36$ мм при вертикальном зондировании.

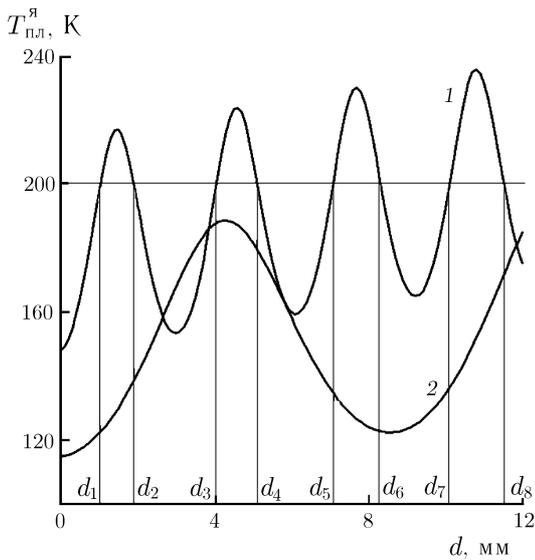


Рис. 2

плёнки нефти в зависимости от рабочей частоты.

Каждый из этих методов в той или иной мере используется в радиометрических системах дистанционного зондирования и имеет свои преимущества и недостатки при решении задач обнаружения разливов нефти, определения толщины плёнки нефти и общего объёма нефти в пятне загрязнения [10].

1.1. Метод радиояркостных контрастов

Данный метод был впервые практически реализован в 1970 г. [1] при разработке системы дистанционного зондирования с борта самолета разливов нефти на морской акватории. Подробные расчёты характеристик микроволнового радиоизлучения нефтяных плёнок на поверхности воды при различных условиях наблюдений были проведены в работе [11].

В этом методе для определения толщины плёнки нефти проводится измерение приращения уровня сигнала на выходе радиометра ΔT^a на фиксированной рабочей частоте при последовательном визировании участка разлива нефти и чистой водной поверхности:

$$\Delta T^a = (T_{пл}^я - T_в^я) (1 - \beta_{\Omega_{пл}}) \eta = \Delta T^я (1 - \beta_{\Omega_{пл}}) \eta, \tag{10}$$

где $\Delta T^я$ — наблюдаемый радиояркостный контраст участка разлива нефти на фоне чистой водной поверхности, $\Omega_{пл}$ — угловые размеры участка разлива нефти. При известных параметрах антенны наблюдаемый радиояркостный контраст $\Delta T^я$ находится из (10):

$$\Delta T^я = \frac{\Delta T^a}{(1 - \beta_{\Omega_{пл}}) \eta}. \tag{11}$$

Для определения толщины плёнки нефти наблюдаемое значение $\Delta T^я$ сравнивается с расчётным радиояркостным контрастом

$$\Delta T_p^я(d) = (T_0 - T_{атм}^я) [R_{321}(d) - R_{31}] \tag{12}$$

В настоящее время используются три радиометрических метода определения толщины плёнки нефти из измерений яркостной температуры её излучения, которые классифицируются по типу параметров, определяющих периодичность зависимости наблюдаемой яркостной температуры:

1) метод радиояркостных контрастов, в котором используется периодическая зависимость наблюдаемой яркостной температуры от толщины плёнки при вертикальном (в надир) зондировании на фиксированной рабочей частоте;

2) метод поляризационных контрастов, в котором используется зависимость яркостной температуры излучения плёнки нефти от его поляризации при отличных от надира углах зондирования водной поверхности на фиксированной частоте;

3) спектральный метод, в котором используются периодические вариации яркостной температуры

в диапазоне измерений толщины плёнки нефти. Как видно из (12), для определения $\Delta T_p^a(d)$ необходимо рассчитать коэффициент отражения $R_{321}(d)$ по формулам (3), (6) и оценить температуру излучения атмосферы $T_{атм}^a$, используя, например, модель [12], что требует привлечения данных о метеопараметрах атмосферы: температуре, давлении, приземной абсолютной влажности, параметрах облачности и, в общем случае, интенсивности осадков на момент измерений. В интервале однозначности измерений толщина плёнки нефти d определяется из условия

$$\Delta T^a = \Delta T_p^a(d). \quad (13)$$

Для оценки погрешности измерений толщины плёнки указанным и другими радиометрическими методами удобно использовать упрощённое выражение (7) для расчёта ожидаемого радиояркостного контраста.

К основным недостаткам метода радиояркостных контрастов определения толщины плёнки нефти на поверхности воды относится существенная погрешность оценки яркостной температуры излучения атмосферы при неблагоприятных погодных условиях, таких как облачность и осадки в момент проведения измерений. Кроме того, при преобразовании (11) измеренных антенных температур в яркостные температуры дополнительную погрешность вносит неопределённость параметров антенной системы. Вследствие этого данный метод хорошо зарекомендовал себя при зондировании разливов нефти и определении толщины нефтяной плёнки только в условиях чистой атмосферы [1–3, 13–16].

1.2. Поляризационный радиометрический метод зондирования разливов нефти

При направлении визирования водной поверхности, отличном от надира, спектральный коэффициент и, соответственно, яркостная температура излучения имеют существенную поляризационную составляющую [9]. Результаты первых исследований поляризационных особенностей излучения водной поверхности, проведённых в НИРФИ [17], показали высокую эффективность поляризационного радиометрического метода при дистанционных измерениях физической температуры поверхностного слоя воды.

В 1995 г. авторами [18] было предложено использовать поляризационный радиометрический метод при зондировании физических параметров разливов нефти на водной поверхности. Как показали результаты лабораторных исследований [19], поляризационный радиометрический метод измерений толщины плёнки нефти на поверхности воды расширяет возможности радиометрического дистанционного зондирования в части обнаружения и идентификации участков разливов, повышения всепогодности и точности измерений параметров разливов по сравнению с методом радиояркостных контрастов.

На рис. 3а и б представлены графики расчётных коэффициентов отражения на вертикальной (R_{321}^B) и горизонтальной (R_{321}^r) поляризациях при длине волны 8,8 мм и углах наблюдения $\theta = 10, 30$ и 55° от надира. Видно, что коэффициенты излучения изменяются периодически, что приводит к периодическим вариациям наблюдаемой яркостной температуры.

В рассматриваемом методе поляризационных контрастов для определения параметров разлива нефти проводятся измерения поляризационных характеристик собственного излучения водной поверхности при угле визирования θ , отличном от надира, и собственного излучения атмосферы при том же угле визирования, отсчитываемом от горизонта.

При визировании участка разлива нефти на выходе радиометра регистрируются антенные температуры пропорциональные вертикальной $T_{пл}^{a(B)}$ и горизонтальной $T_{пл}^{a(r)}$ составляющими яркостной температуры излучения участка водной поверхности с плёнкой нефти:

$$\begin{aligned} T_{пл}^{a(B)} &= T_{пл}^{a(B)} (1 - \beta) \eta + \bar{T}_{бок}^a \beta \eta + \bar{T}_0 (1 - \eta), \\ T_{пл}^{a(r)} &= T_{пл}^{a(r)} (1 - \beta) \eta + \bar{T}_{бок}^a \beta \eta + \bar{T}_0 (1 - \eta). \end{aligned} \quad (14)$$

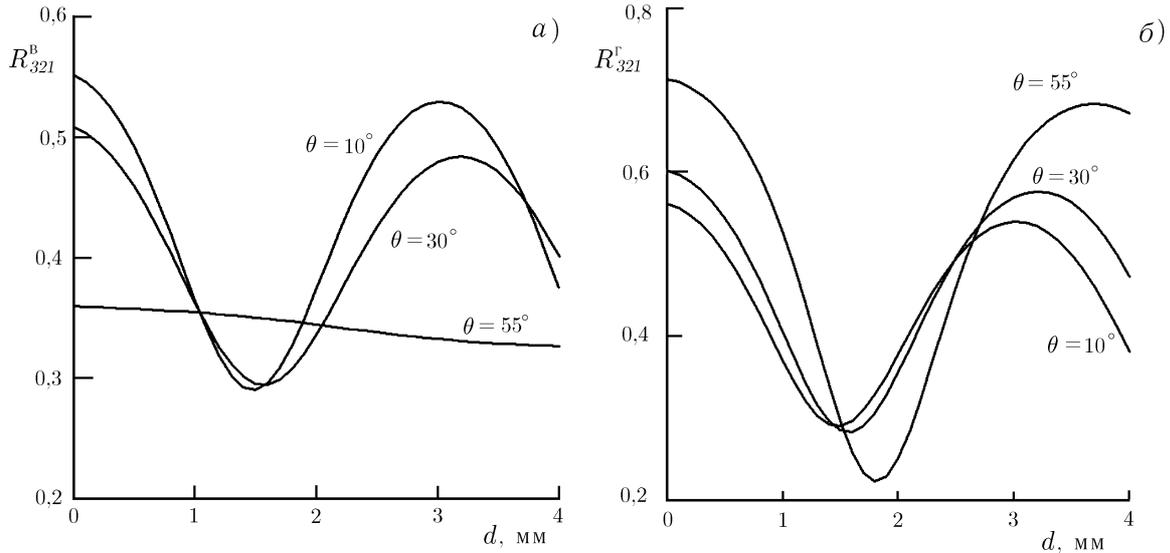


Рис. 3

Здесь $\overline{T}_{бок}^я$ — средняя яркостная температура излучения вне главного лепестка диаграммы направленности. Затем проводятся измерения антенной температуры при визировании атмосферы в направлении, определяемом углом θ от горизонта:

$$T_{атм}^а = T_{атм}^я (1 - \beta) \eta + \overline{T}_{бок}^я \beta \eta + T_0 (1 - \eta). \tag{15}$$

По данным измерений (14), (15) находятся приращения антенной температуры на вертикальной и горизонтальной поляризациях:

$$\begin{aligned} \Delta T^{а(в)} &= \Delta T^{я(в)} (1 - \beta) \eta = [T_0 - T_{атм}^я(\theta)] [1 - R_{321}^в(\theta, d)] (1 - \beta) \eta, \\ \Delta T^{а(г)} &= \Delta T^{я(г)} (1 - \beta) \eta = [T_0 - T_{атм}^я(\theta)] [1 - R_{321}^г(\theta, d)] (1 - \beta) \eta, \end{aligned} \tag{16}$$

где $\Delta T^{я(г)}$, $\Delta T^{я(в)}$ — радиояркостные поляризационные контрасты на горизонтальной и вертикальной поляризациях соответственно.

По данным измерений на двух поляризациях (16) получаем отношение измеренных приращений антенных температур

$$K_{изм} = \frac{\Delta T^{а(г)}}{\Delta T^{а(в)}} = \frac{1 - R_{321}^г(\theta, d)}{1 - R_{321}^в(\theta, d)}. \tag{17}$$

Из (17) видно, что коэффициент $K_{изм}$ определяется только коэффициентами отражения системы плёнка нефти—вода на горизонтальной и вертикальной поляризациях. Сравнивая измеренное значение $K_{изм}$ с расчётным значением K_p , толщину плёнки нефти d можно найти из условия

$$K_p(d) = \frac{1 - R_{321}^г(\theta, d)}{1 - R_{321}^в(\theta, d)} = K_{изм}. \tag{18}$$

Как видно из (18), при определении толщины плёнки нефти используются только расчётные коэффициенты отражения двухслойной среды плёнка нефти—вода на горизонтальной и вертикальной поляризациях (3). В этом отношении поляризационный радиометрический метод существенно расширяет возможности дистанционных измерений параметров разливов нефти в условиях тяжёлой облачности и при наличии осадков, а также обеспечивает более высокую точность измерений толщины плёнки

нефти, т. к. не требуется привлечения расчётных данных об излучении атмосферы в момент измерений и данных о параметрах антенны.

При проведении измерений с использованием поляризационного радиометрического метода выбор угла наблюдения играет существенную роль, т. к. при его увеличении растёт и радиояркий поляризационный контраст, что повышает точность измерений. Кроме того, анализ выражения (3) показывает, что при выборе угла наблюдения, удовлетворяющего условию $\theta = \theta_0 = \arctg \sqrt{\varepsilon_{21}}$, коэффициент отражения излучения с вертикальной поляризацией на границе воздух–плёнка нефти $R_{31}^B = 0$, и, соответственно, коэффициент отражения плёнки нефти на вертикальной поляризации равен коэффициенту отражения от чистой водной поверхности. Таким образом, отсутствие радиояркого контраста на вертикальной поляризации излучения исследуемого участка водной поверхности при угле визирования $\theta = \theta_0$ и наличие одновременно радиояркого контраста на горизонтальной поляризации является признаком обнаружения участка с разливом нефти.

Как отмечалось в обзорной работе [10], общим недостатком рассмотренных одночастотных радиометрических методов дистанционного зондирования является низкое пространственное разрешение, что приводит к существенной погрешности определения толщины плёнки и общего объёма нефти в пятне разлива, когда в пятне разрешения антенны присутствуют фрагменты плёнки нефти с различной толщиной. Кроме того, при одночастотных измерениях или измерениях на ограниченном наборе частот сохраняется неоднозначность измерений при большой толщине плёнки нефти.

Дальнейшее направление развития радиометрических измерений параметров разлива нефти на поверхности воды представлено в работах [20–22], где показано, что данная проблема имеет решение при переходе к спектральному методу анализа наблюдаемого излучения в широкой полосе частот [10].

1.3. Спектральный радиометрический метод измерения толщины плёнки нефти

В развитие радиометрических методов зондирования разливов нефти на поверхности воды в 1992 г. в работе [20] было предложено использовать спектральный анализ наблюдаемого излучения для измерений толщины плёнки нефти на поверхности воды. В 1994 г. концепция спектрального анализа была положена в основу разработки частотно сканирующего радиометра, реализующего данный метод измерений [20–22].

Как показывает анализ условий формирования излучения двухслойной среды плёнка нефти–вода при отсутствии потерь в плёнке нефти, наблюдаемая яркостная температура излучения связана с параметрами сред аналитическим выражением (7) и является осциллирующей функцией задержки фазы $\Delta\varphi(f)$ при однократном распространении в слое нефти:

$$\Delta\varphi = k_0 n_2 d = \frac{2\pi f}{c} d \sqrt{\varepsilon_{21} + \cos^2 \theta - 1}, \quad (19)$$

где $f = c/\lambda_0$ — частота излучения.

Графики, приведённые на рис. 4 (см. [22], рис. 1), иллюстрируют вариации наблюдаемой яркостной температуры излучения участка разлива нефти для различной толщиной плёнки $d = 1; 2$ и 4 мм при наблюдении в надир в полосе частот до 100 ГГц. Из рис. 4 следует, что с увеличением толщины плёнки нефти частотный спектр коэффициента её излучения всё больше отличается от равномерного. При существенной толщине плёнки спектральный коэффициент излучения имеет осциллирующий характер с периодом осцилляций, обратно пропорциональным толщине плёнки d [9]. Если учесть потери в плёнке нефти, то с увеличением её оптической толщины амплитуда осцилляций коэффициента излучения будет уменьшаться, что обусловлено ростом поглощения в плёнке суммарного излучения воды и нефтяной плёнки.

При выборе достаточно широкой полосы частотного анализа $f_1 < f < f_2$ и разрешения по частоте $\Delta f \ll f_2 - f_1$ спектр наблюдаемого излучения позволяет однозначно определить толщину плёнки нефти по периоду осциллирующей яркостной температуры.

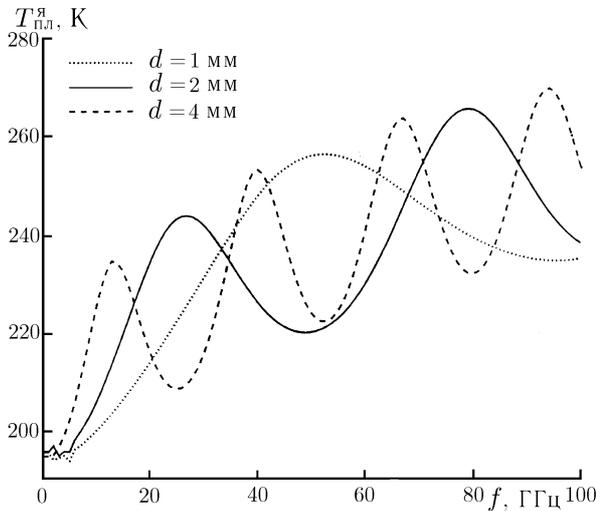


Рис. 4

проводящего спектральный анализ наблюдаемого излучения в полосе частот $24 \div 40$ ГГц, и проведены его испытания на стенде OHMSETT (США) [21]. Результаты натурных испытаний подтвердили, что метод частотного сканирования имеет высокую эффективность при дистанционном зондировании разливов нефти со значительными вариациями толщины плёнки в участке загрязнения [21, 22].

Как видно из (7), амплитуда осциллирующей яркостной температуры в некоторой полосе частот зависит от разницы температуры водной поверхности и яркостной температуры собственного излучения атмосферы. Так как спектр собственного излучения атмосферы в широкой полосе частот в общем случае является неравномерным и представлен линиями поглощения атмосферных газов [12], это может привести к искажению составляющих спектра наблюдаемого излучения, которые определяются характеристиками спектрального коэффициента излучения плёнки нефти. Наиболее сильно неравномерность излучения атмосферы будет сказываться вблизи линий поглощения атмосферных газов и при наблюдениях тонких плёнок нефти.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ТОЛЩИНЫ ПЛЁНКИ НЕФТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Поляризационный радиометрический метод был апробирован в условиях измерений, близких к натурным. При измерениях использовался поляризационный двухчастотный радиометр с рабочими частотами 12,2 и 34 ГГц [18, 23] со встроенной системой управления и обработки сигнала на базе микрокомпьютера серии 6040 «Octagon System» [8, 24]. Измерения проводились на установке, смонтированной на стендовой площадке на крыше здания НИРФИ, в условиях естественного формирования радиоякостных контрастов и при контролируемых параметрах плёнки нефти. В состав установки входила тестовая ванна с размерами $1300 \times 850 \times 200$ мм и опорно-поворотное устройство РТ-06 с установленным на нём поляризационным радиометром

Перед измерениями ванна наполнялась водой (глубина слоя 150 мм), и проводились тестовые измерения яркостной температуры излучения чистой водной поверхности. Затем на поверхности воды создавалась плёнка машинного масла типа ТАД-17, и проводились измерения разницы сигналов при визировании водной поверхности с плёнкой масла и атмосферы при угле визирования 55° от направле-

Кроме этого, спектральный метод позволяет решить одну из проблем неопределённости измерений, возникающую при наличии в пятне разрешения антенны участков с различной толщиной нефтяной плёнки: наличие фрагментов плёнки нефти с различной толщиной приводит к появлению в наблюдаемом спектре коэффициента излучения спектральных составляющих яркостной температуры, период которых обратно пропорционален толщине имеющихся фрагментов, а амплитуда пропорциональна их площади в пятне разрешения. Это даёт принципиальную возможность оценить общий объём нефти в пятне разрешения антенны из анализа частотного спектра наблюдаемой яркостной температуры [20–22].

Для реализации спектрального метода был разработан макет сканирующего радиометра FSR [20],

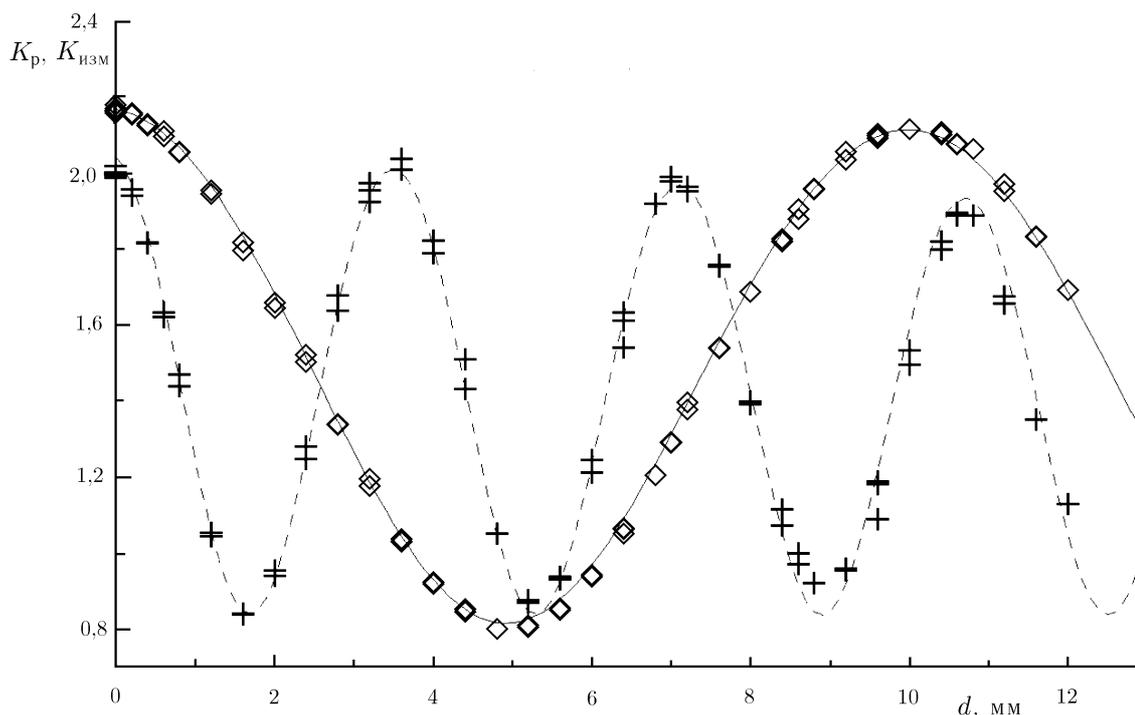


Рис. 5. Экспериментально полученные отношения $K_{изм}$ радиоярких контрастов на горизонтальной и вертикальной поляризациях на частотах 12,2 и 34 ГГц (символы \diamond и $+$ соответственно) и расчётные отношения K_p на тех же частотах (сплошная линия и пунктир соответственно)

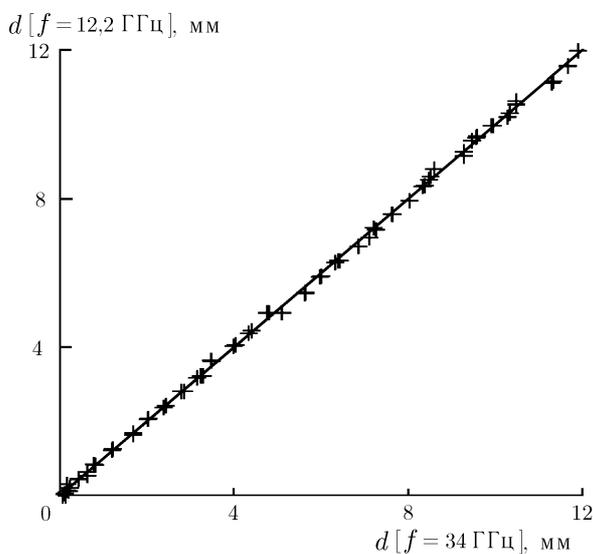


Рис. 6

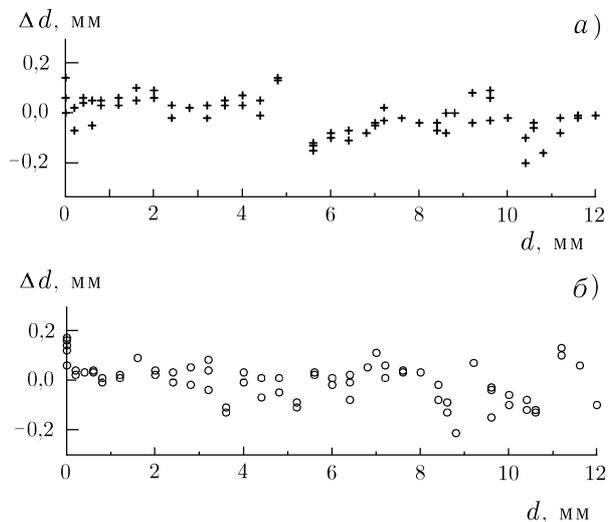


Рис. 7

ния в зенит. Измерения проводились при отсутствии волнения на поверхности воды. В каждом цикле измерений толщина d плёнки масла контролировалась и увеличивалась с шагом 0,2 мм. Время каждого цикла измерений составляло менее 1 с.

В качестве примера на рис. 5 приведены результаты измерений отношения $K_{изм}$ радиоярких контрастов на горизонтальной и вертикальной поляризациях на частотах 12,2 и 34 ГГц совместно с расчётными значениями

$$K_p(d) = (1 - R_{321}^r(d))/(1 - R_{321}^b(d))$$

в зависимости от толщины плёнки масла d .

Для каждого измеренного значения $K_{\text{изм}}$ толщина плёнки d масла находилась из условия (18). Результаты измерений толщины плёнки по методу поляризационных контрастов приведены на рис. 6.

Во время измерений состояние атмосферы характеризовалось наличием разрывной кучевой облачности, и основной вклад в долговременные вариации антенной температуры в ходе измерений вносили вариации яркостной температуры излучения облачной атмосферы при прохождении облачности через область визирования. Так как цикл измерений толщины плёнки масла составляет порядка нескольких секунд, то долгопериодические вариации излучения атмосферы за счёт изменения облачности не сказываются на результатах измерений отношения коэффициентов излучения на ортогональных поляризациях.

На рис. 7а и б приведена абсолютная погрешность измерений толщины плёнки масла на частотах 12,2 и 34 ГГц соответственно в диапазоне $d < 12$ мм.

Данный метод в настоящее время признан одним из перспективных методов дистанционного зондирования разливов нефти при работе в неблагоприятных метеорологических условиях [10].

Метод поляризационных контрастов был реализован на НПП «Полёт» при разработке радиометрического датчика КТС РМК-Н (сертификат средств измерений RU.C.001 № 9880) для дистанционного контроля толщины плёнки нефти на поверхности воды, входящего в состав технических средств Автоматизированной системы авиационно-наземного экологического патрулирования и мониторинга (САНЭПМ) Ханты—Мансийского автономного округа [7].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показывают результаты анализа развития технических средств радиометрического приёма и опыт практической реализации различных радиометрических методов дистанционного зондирования разливов нефти, наиболее перспективными с точки зрения реализации являются методы поляризационных контрастов и частотного сканирования. Однако для всех радиометрических методов в настоящее время остаётся нерешённым целый ряд вопросов, связанных с многообразием реальных условий измерений [1–4, 10, 13–15]:

- недостаточная база данных о диэлектрической проницаемости различных типов нефтепродуктов с различных месторождений;
- неопределённость диэлектрической проницаемости нефтепродуктов при наличии в составе нефтепродуктов воздушной составляющей и влаги;
- временная деградация агрегатного состояния нефтепродуктов при продолжительном нахождении в контакте с водной средой.

Данные вопросы требуют дальнейших исследований для повышения эффективности радиометрических методов зондирования. В связи с этим развиваются альтернативные методы и датчики измерений толщины плёнки нефти, например лазерно-ультразвуковые датчики LURSOT [10]. В настоящее время задача дистанционного зондирования разливов нефти решается комплексно с привлечением средств инфракрасного диапазона, локационной техники и радиометрических датчиков [4–7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hollinger J. L., Mennella R. A. // Science. 1973. V. 181, No. 4 094. P. 54.
2. Hollinger J. L., Mennella R. A. // Remote Sensing for the Control of Marine Pollution. 1984. P. 267
3. Hollinger J. P., Troy B. E. // Technical Report. No. CG–D–55–77. 1977. U. S. Coast Guard Office of RD. P. 64.

4. Swedish Space Corporation. The Maritime Surveillance System (MSS):<http://www.ssc.se/mss.html>
5. Berry Y. // In Proc. Second Int. Oil Spill Research and Development Forum. UK, London, May 23–26, 1995. P. 543.
6. Березанский В. М., Шахрай В. И. // Проблемы информатизации. 1995. № 4. С. 63.
7. Брянцев В. А., Ковалёв В. А., Пелюшенко С. А., Рунов Н. Ю., Селин Ю. В. // Проблемы информатизации. 1997. № 3. С. 36.
8. Современные технологии автоматизации (СТА). 2001. № 1. С. 93.
9. Башаринов А. Е., Тучков Л. Т., Поляков В. М., Ананов Н. И. Измерение радиотепловых и плазменных излучений. М.: Сов. радио, 1968.
10. Goodman R., Brown H., Bittner J. // Proc. The Fourth Int. Conf. On Remote Sensing for Marine and Coastal Environments, USA, Orlando, March 17–19, 1997. P. 1.
11. Хасимото С. и др. // Денси тидзecu сого кенкюсе. 1978. Т. 42, № 3. С. 290. (Перевод № Б-27906. М.: ВЦПНТЛД. 1979. 29 с.)
12. Цейтлин Н. М. // Антенная техника и радиоастрономия. М.: Сов. радио, 1976.
13. Гайкович К. П., Снопик Л. Н., Троицкий А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1995. Т. 38, № 11. С. 1105.
14. Skou N. // IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing. 1989. GE-24, No. 3. P. 360.
15. Laaperri A., Nyfors E. // Proc. Int. Geoscience and Remote Sensing Symp. (IGARS'82). Germany, München, June 1–4, 1982. P. TP-3.
16. Сёмин А. Г., Хапин Ю. Б. // Труды Государственного научно-исследовательского центра исследования природных ресурсов. 1982. Т. 26. С. 151.
17. Плечков В. М., Резник А. Н., Станкевич К. С., Трегубов Н. Г. // Труды ГГО. 1987. Т. 26. С. 154.
18. Pelyushenko S. A. // Spill Science and Technology Bulletin. 1995. V. 2, No. 4. P. 249.
19. Pelyushenko S. A. // Proc. Second Int. Oil Spill Research and Development Forum, UK, London, May 23–26, 1995. P. 601.
20. Hover G. L. // Proc. Second Int. Oil Spill Research and Development Forum, UK, London, May 23–26, 1995. P. 586.
21. Hover G. L., Murphy T. J., Brown E. R., Hogan G. G., McMahon O. // Technical Report. U. S. Coast Guard Office of RD. 1994. No. CG–D–29–94. P. 125.
22. Brown E. R., McMachon O. B., Murphy T. J., Hogan G. G., Daniels G. D., Hover G. L. // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1998. V. 46, No. 12. P. 1989.
23. Pelyushenko S. A., Racut' I. V. // Proc. Third Int. Airborne remote Sensing Conf. And Exhibition. Denmark, Copenhagen, July 7–10, 1997. P. II-106.

Научно-исследовательский радиофизический институт,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
16 октября 2001 г.

RADIOMETRIC METHODS OF REMOTE SENSING OF OIL SPILLAGES ON WATER SURFACES

V. D. Krotikov, I. N. Mordvinkin, A. S. Pelyushenko, S. A. Pelyushenko, and I. V. Rakut'

We present a comparative analysis of radiometric methods of remote sensing aimed at detecting oil spillages on water surfaces and monitoring their parameters. We consider the method of radio brightness polarization contrasts and present the results of measuring the oil-film thickness on water, obtained using a two-frequency polarization radiometer with working frequencies 12.2 and 34 GHz. The radiometric methods of radio brightness contrasts and frequency scanning are compared in the case where they are applied to the problems of remote sensing of oil-spillage parameters.

УДК 519.217:517.977.57

АЛГОРИТМ ОПТИМАЛЬНОГО ОЦЕНИВАНИЯ МОМЕНТОВ ПОЯВЛЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ В ДИСКРЕТНОМ ВРЕМЕНИ

А. В. Королёв, А. М. Силаев

Методами марковской теории оптимальной нелинейной фильтрации получен алгоритм оптимального в среднеквадратическом смысле оценивания моментов появления случайных импульсных изменений параметров сигналов на фоне белых гауссовских шумов в дискретном времени. Для описания сигналов, помех и наблюдаемых процессов использованы линейные разностные уравнения. В приближении гауссовских условных плотностей вероятности получены уравнения алгоритма, позволяющие вычислять в текущем времени апостериорные дисперсии и оптимальные оценки моментов появления импульсов. Приведены результаты моделирования работы алгоритма для частной задачи оценивания моментов появления двух импульсных сигналов известной формы, наблюдаемых на фоне шумов.

1. ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задача оптимального оценивания моментов случайных скачкообразных или импульсных изменений параметров сигналов представляет интерес для радио- и гидролокации, радиосвязи, сейсмологии и некоторых других областей науки и техники. Для решения подобных задач в настоящее время широко используется аппарат теории нелинейной марковской фильтрации [1–3]. В [4, 5] методами нелинейной марковской фильтрации решалась задача оптимального оценивания моментов появления импульсов в непрерывном времени. В настоящей статье данный подход применён для решения задачи оптимального оценивания моментов появления импульсных изменений параметров сигнала в дискретном времени.

Пусть информационный векторный случайный сигнал задаётся линейной моделью в дискретном времени:

$$\mathbf{z}_{k+1} = \mathbf{F}_k \mathbf{z}_k + \mathbf{G}_k \boldsymbol{\xi}_k + \sum_{j=1}^M \mathbf{A}_j \delta(k, \tau_j), \quad (1)$$

где \mathbf{F}_k и \mathbf{G}_k — заданные матрицы, τ_j — случайные моменты появления импульсных возмущений со случайными взаимонезависимыми амплитудами \mathbf{A}_j , $\delta(k, \tau_j)$ — символ Кронекера, $\{\boldsymbol{\xi}_k\}$ — последовательность независимых от \mathbf{z}_k и \mathbf{A}_j случайных векторных величин с плотностями вероятности $\rho_{\boldsymbol{\xi}}(\boldsymbol{\xi}_k, k)$, которая описывает аддитивное шумовое возмущение информационного сигнала, $k = 0, 1, 2, \dots$. Будем считать, что при $k = 0$ задана плотность вероятности $P_{\mathbf{z}_0}(\mathbf{z}_0)$ начального значения сигнала \mathbf{z}_0 .

Пусть наблюдаемый векторный процесс также описывается линейной моделью:

$$\mathbf{y}_{k+1} = \mathbf{H}_{k+1} \mathbf{z}_{k+1} + \boldsymbol{\eta}_{k+1}, \quad (2)$$

где \mathbf{H}_{k+1} — заданная матрица, $\boldsymbol{\eta}_{k+1}$ — аддитивный шум наблюдений, $k = 0, 1, 2, \dots$. Последовательность $\{\boldsymbol{\eta}_{k+1}\}$ образована из взаимонезависимых и независимых от τ и $\{\boldsymbol{\xi}_k\}$ случайных векторных величин с плотностями вероятности $\rho_{\boldsymbol{\eta}}(\boldsymbol{\eta}_{k+1}, k+1)$.

Задача состоит в том, чтобы в момент времени k по наблюдаемой реализации $\{\mathbf{y}_1, \mathbf{y}_2, \dots, \mathbf{y}_k\} = \mathbf{y}^{(k)}$ найти оптимальную в среднеквадратическом смысле оценку $\hat{f}_{\boldsymbol{\tau}}(k)$ скалярной функции $f(\boldsymbol{\tau})$ моментов появления импульсного возмущения $\boldsymbol{\tau} = \{\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_M\}$.

2. АПРИОРНЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ АМПЛИТУД И МОМЕНТОВ ПОЯВЛЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ

Будем считать, что число импульсов M заранее известно, а амплитуды \mathbf{A}_j взаимно независимы, не зависят от $\{\xi_k\}$, τ_j , \mathbf{z}_k и распределены с априорными плотностями вероятности $P_{\mathbf{A}_j}(\mathbf{A}_j)$. Считаем, что условные плотности вероятности моментов времени τ_i , составляющих вектор $\boldsymbol{\tau} = \{\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_M\}$, априорно известны и удовлетворяют условиям

$$P(\tau_n | \tau_{n-1}, \tau_{n-2}, \dots, \tau_1) = P(\tau_n | \tau_{n-1}),$$

$$P(\tau_n | \tau_{n-1} < k \leq \tau_n, \tau_{n-1}) = P(\tau_n | \tau_{n-1} < k \leq \tau_n).$$

В [6] показано, что при таких ограничениях на статистику моментов появления импульсов случайный дискретнозначный процесс

$$\theta(k) = \begin{cases} 0, & k \leq \tau_1; \\ n, & \tau_n < k \leq \tau_{n+1}; \\ M, & k > \tau_M, \end{cases}$$

описывающий количество импульсов к моменту времени k , является марковским. При этом выполняются соотношения

$$P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau}) = P(\tau_1) \prod_{n=2}^M P(\tau_n | \tau_{n-1}),$$

$$P(\tau_n | \tau_{n-1}) = \begin{cases} \nu_{n-1}(\tau_n) \prod_{k=\tau_{n-1}+1}^{\tau_n-1} [1 - \nu_{n-1}(k)], & \tau_n > \tau_{n-1}; \\ 0, & \tau_n \leq \tau_{n-1}, \end{cases} \quad (3)$$

где $n = 2, \dots, M$; $\tau_1 > 0$, $\tau_n > \tau_{n-1}$ и введены следующие функции времени:

$$\nu_0(k) = P_{\tau_1}(k) / \sum_{\tau_1=k}^{\infty} P_{\tau_1}(\tau_1), \quad \nu_n(k) = P_{\tau_{n+1}}(k) / \sum_{\tau_n=0}^{k-1} \sum_{\tau_{n+1}=k}^{\infty} P(\tau_n, \tau_{n+1}), \quad (4)$$

где $n = 1, \dots, M-1$; $k = 1, 2, \dots$

3. ВСПОМОГАТЕЛЬНАЯ ЗАДАЧА РАЗЛИЧЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ ГИПОТЕЗ

Оптимальная в среднеквадратическом смысле оценка $\hat{f}_{\boldsymbol{\tau}}(k)$ произвольной скалярной функции $f(\boldsymbol{\tau})$ находится путём усреднения данной функции по апостериорной вероятности $P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau} | \mathbf{y}^{(k)})$ случайной совокупности моментов импульсов $\boldsymbol{\tau}$:

$$\hat{f}_{\boldsymbol{\tau}}(k) = \sum_{\tau_1=0}^{\infty} \sum_{\tau_2=\tau_1+1}^{\infty} \dots \sum_{\tau_M=\tau_{M-1}+1}^{\infty} f(\boldsymbol{\tau}) P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau} | \mathbf{y}^{(k)}). \quad (6)$$

Покажем, что при некоторых ограничениях на вид функции $f(\boldsymbol{\tau})$ оценка $\hat{f}_{\boldsymbol{\tau}}(k)$ пропорциональна величине функционала отношения правдоподобия $\Lambda(k)$ для вспомогательной задачи различения двух статистических гипотез: гипотезы H_0 , предполагающей, что функция априорной вероятности вектора $\boldsymbol{\tau}$ равна функции $P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau})$, и гипотезы H_1 , согласно которой априорная плотность вероятности вектора $\boldsymbol{\tau}$ равна

$$G_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau}) = c^{-1} f(\boldsymbol{\tau}) P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau}), \quad (7)$$

где $c = \sum_{\tau_1=0}^{\infty} \sum_{\tau_2=\tau_1+1}^{\infty} \dots \sum_{\tau_M=\tau_{M-1}+1}^{\infty} f(\boldsymbol{\tau})P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau})$ — коэффициент нормировки. Из (7) видно, что на функцию $f(\boldsymbol{\tau})$ необходимо наложить следующие ограничения:

$$f(\boldsymbol{\tau}) \geq 0; \quad \sum_{\tau_1=0}^{\infty} \sum_{\tau_2=0}^{\infty} \dots \sum_{\tau_M=0}^{\infty} f(\boldsymbol{\tau})P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau}) < \infty. \tag{8}$$

Будем предполагать, что функция $f(\boldsymbol{\tau})$ может быть представлена в виде

$$f(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_M) = g_1(\tau_1)g_2(\tau_2) \dots g_M(\tau_M). \tag{9}$$

Поскольку $f(\boldsymbol{\tau}) = cG_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau})/P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau}) = cP_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau}|\mathbf{H}_1)/P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau}|\mathbf{H}_0)$, а вероятность реализации $\mathbf{y}^{(k)}$ при фиксированном значении $\boldsymbol{\tau}$ не зависит от выбора гипотезы, т. е. $P(\mathbf{y}^{(k)}|\boldsymbol{\tau}, \mathbf{H}_0) = P(\mathbf{y}^{(k)}|\boldsymbol{\tau}, \mathbf{H}_1) = P(\mathbf{y}^{(k)}|\boldsymbol{\tau})$, то

$$\begin{aligned} \hat{f}_{\boldsymbol{\tau}}(k) &= \sum_{\tau_1=0}^{\infty} \sum_{\tau_2=\tau_1+1}^{\infty} \dots \sum_{\tau_M=\tau_{M-1}+1}^{\infty} c[P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau}|\mathbf{H}_1)/P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau}|\mathbf{H}_0)]P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau}|\mathbf{y}^{(k)}, \mathbf{H}_0) = \\ &= c \sum_{\tau_1=0}^{\infty} \sum_{\tau_2=\tau_1+1}^{\infty} \dots \sum_{\tau_M=\tau_{M-1}+1}^{\infty} \frac{P(\mathbf{y}^{(k)}|\boldsymbol{\tau}, \mathbf{H}_1)P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau}|\mathbf{H}_1)}{P(\mathbf{y}^{(k)}|\boldsymbol{\tau}, \mathbf{H}_0)P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau}|\mathbf{H}_0)} P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau}|\mathbf{y}^{(k)}, \mathbf{H}_0) = \\ &= cP(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}_1)/P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}_0) = c\Lambda(k). \end{aligned} \tag{10}$$

Коэффициент пропорциональности в этом выражении имеет смысл априорного среднего значения функции $f(\boldsymbol{\tau})$ и может быть вычислен заранее (без учёта наблюдений). Отсюда видно, что для вычисления оптимальной оценки $\hat{f}_{\boldsymbol{\tau}}(k)$ достаточно найти функционал отношения правдоподобия $\Lambda(k)$ для вспомогательной задачи различения гипотез \mathbf{H}_0 и \mathbf{H}_1 .

4. УРАВНЕНИЯ АЛГОРИТМА ВЫЧИСЛЕНИЯ ОТНОШЕНИЯ ПРАВДОПОДОБИЯ

Функционал отношения правдоподобия $\Lambda(k)$ для вспомогательной задачи различения статистических гипотез \mathbf{H}_0 и \mathbf{H}_1 представим в виде

$$\Lambda(k) = P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}_1)P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}'_0)/[P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}_0)P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}'_0)], \tag{11}$$

где $P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}'_0) = P(\mathbf{y}^{(k)}|\theta(k) = 0) = P(\mathbf{y}^{(k)}|\theta(k) = 0, \mathbf{H}_0)$ — вероятность реализации $\mathbf{y}^{(k)}$ при условии, что к моменту времени k не появится ни один импульс. Тогда

$$\Lambda(k) = P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}_1)/P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}'_0) / [P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}_0)/P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}'_0)] = \Lambda_G(k)/\Lambda_P(k), \tag{12}$$

где $\Lambda_P(k)$ и $\Lambda_G(k)$ — вспомогательные отношения правдоподобия при априорных вероятностях $P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau})$ и $G_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau})$ соответственно. Обозначим с помощью Γ_j случайное событие, состоящее в том, что $\theta(k) = j$, т. е. к моменту времени k уже появилось ровно j импульсов ($j = 0, \dots, M$).

Отношение правдоподобия $\Lambda_P(k)$ можно представить в виде разложения в ряд по числу импульсов:

$$\begin{aligned} \Lambda_P(k) &= P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}_0)/P(\mathbf{y}_0^{(k)}|\mathbf{H}'_0) = \sum_{j=0}^M P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}_0, \Gamma_j)P(\Gamma_j|\mathbf{H}_0)/P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}'_0) = \\ &= \sum_{j=0}^M P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}_0, \Gamma_j)P(\Gamma_j|\mathbf{H}_0)/P(\mathbf{y}^{(k)}|\mathbf{H}_0, \Gamma_0). \end{aligned}$$

Функции $P(\Gamma_j | H_0) = p_{j\text{pr}}(k)$ имеют смысл априорных вероятностей появления ровно j импульсов к моменту времени k и с учётом упорядоченности моментов $0 < \tau_1 < \tau_2 < \dots < \tau_M$ выражаются через априорные вероятности $P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau})$ моментов появления импульсов следующим образом:

$$p_{0\text{pr}}(k) = \sum_{\tau_1=k}^{\infty} P_{\tau_1}(\tau_1), \quad p_{M\text{pr}}(k) = 1 - \sum_{\tau_M=k}^{\infty} P_{\tau_M}(\tau_M),$$

$$p_{n\text{pr}}(k) = \sum_{\tau_{n+1}=k}^{\infty} P_{\tau_{n+1}}(\tau_{n+1}) - \sum_{\tau_n=k}^{\infty} P_{\tau_n}(\tau_n), \quad (13)$$

где $n = 1, 2, \dots, M-1; k \geq 0$. В результате получим соотношение

$$\Lambda_P(k) = \sum_{j=0}^M p_{j\text{pr}}(k) \Lambda_j(k), \quad (14)$$

где введены частные отношения правдоподобия $\Lambda_j(k)$:

$$\Lambda_j(k) = \frac{P(\mathbf{y}^{(k)} | H_0, \Gamma_j)}{P(\mathbf{y}^{(k)} | H_0, \Gamma_0)} = \frac{P(\Gamma_j | \mathbf{y}^{(k)}, H_0) P(\Gamma_0 | H_0)}{P(\Gamma_0 | \mathbf{y}^{(k)}, H_0) P(\Gamma_j | H_0)} = \frac{p_j(k) p_{0\text{pr}}(k)}{p_0(k) p_{j\text{pr}}(k)}. \quad (15)$$

Функции $P(\Gamma_j | \mathbf{y}^{(k)}, H_0) = p_j(k)$ имеют смысл апостериорных вероятностей появления ровно j импульсов к моменту времени k .

Уравнения (14), (15) позволяют вычислить отношение правдоподобия $\Lambda_P(k)$. Аналогично можно вычислить и $\Lambda_G(k)$, отличие состоит лишь в том, что априорные $p_{j\text{pr}}(k)$ и апостериорные $p_j(k)$ вероятности должны при этом вычисляться исходя из функции $G_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau})$ вместо $P_{\boldsymbol{\tau}}(\boldsymbol{\tau})$. Зная функции $\Lambda_P(k)$, $\Lambda_G(k)$ с помощью (10) и (12) можно найти искомую оценку $\hat{f}_{\boldsymbol{\tau}}(k)$.

5. РЕКУРРЕНТНЫЕ УРАВНЕНИЯ АЛГОРИТМА ОЦЕНИВАНИЯ АПОСТЕРИОРНЫХ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПОЯВЛЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ

Апостериорную плотность вероятности $W_{\mathbf{z}_k}(\mathbf{z}_k, k) = W(\mathbf{z}_k | \mathbf{y}^{(k)}, H_0)$ представим в виде суммы по числу импульсов:

$$W_{\mathbf{z}_k}(\mathbf{z}_k, k) = \sum_{j=0}^M p_j(k) W_j(\mathbf{z}_k, k), \quad (16)$$

где $W_j(\mathbf{z}_k, k) = W(\mathbf{z}_k | \Gamma_j, \mathbf{y}^{(k)}, H_0)$ — апостериорные плотности вероятности вектора \mathbf{z}_k при условии появления j импульсов к моменту времени k (т. е. при условии $\tau_j \leq k < \tau_{j+1}$), $p_j(k)$ — апостериорные вероятности появления j импульсов к моменту времени k . Следуя [6, 7], для функций $p_j(k)$, $W_j(\mathbf{z}_k, k)$ можно записать следующие рекуррентные уравнения:

$$p_0(k+1) = \frac{\Phi_0(\mathbf{y}_{k+1}, k)}{\Phi(\mathbf{y}_{k+1}, k)} [1 - \nu_0(k)] p_0(k),$$

$$p_n(k+1) = \frac{\Phi_n(\mathbf{y}_{k+1}, k)}{\Phi(\mathbf{y}_{k+1}, k)} [1 - \nu_n(k)] p_n(k) + \frac{\Phi_{n-1,n}(\mathbf{y}_{k+1}, k)}{\Phi(\mathbf{y}_{k+1}, k)} \nu_{n-1}(k) p_{n-1}(k),$$

$$p_M(k+1) = \frac{\Phi_M(\mathbf{y}_{k+1}, k)}{\Phi(\mathbf{y}_{k+1}, k)} p_M(k) + \frac{\Phi_{M-1,M}(\mathbf{y}_{k+1}, k)}{\Phi(\mathbf{y}_{k+1}, k)} \nu_{M-1}(k) p_{M-1}(k), \quad (17)$$

$$\begin{aligned}
 W_0(\mathbf{z}_{k+1}, k+1) &= \frac{\psi(\mathbf{y}_{k+1}|\mathbf{z}_{k+1}) \int_{-\infty}^{\infty} \pi(\mathbf{z}_{k+1}|\mathbf{z}_k) W_0(\mathbf{z}_k, k) d\mathbf{z}_k}{\Phi_0(\mathbf{y}_{k+1}, k)}, \\
 W_n(\mathbf{z}_{k+1}, k+1) &= \frac{\psi(\mathbf{y}_{k+1}|\mathbf{z}_{k+1}) \int_{-\infty}^{\infty} \pi(\mathbf{z}_{k+1}|\mathbf{z}_k) W_n(\mathbf{z}_k, k) [1 - \nu_n(k)] p_n(k) d\mathbf{z}_k}{\Phi_n(\mathbf{y}_{k+1}, k) [1 - \nu_n(k)] p_n(k) + \Phi_{n-1,n}(\mathbf{y}_{k+1}, k) \nu_{n-1}(k) p_{n-1}(k)} + \\
 &+ \frac{\psi(\mathbf{y}_{k+1}|\mathbf{z}_{k+1}) \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \pi(\mathbf{z}_{k+1} - \mathbf{A}_n|\mathbf{z}_k) W_{n-1}(\mathbf{z}_k, k) P_{\mathbf{A}_n}(\mathbf{A}_n) d\mathbf{A}_n \right\} \nu_{n-1}(k) p_{n-1}(k) d\mathbf{z}_k}{\Phi_n(\mathbf{y}_{k+1}, k) [1 - \nu_n(k)] p_n(k) + \Phi_{n-1,n}(\mathbf{y}_{k+1}, k) \nu_{n-1}(k) p_{n-1}(k)}, \\
 W_M(\mathbf{z}_{k+1}, k+1) &= \frac{\psi(\mathbf{y}_{k+1}|\mathbf{z}_{k+1}) \int_{-\infty}^{\infty} \pi(\mathbf{z}_{k+1}|\mathbf{z}_k) W_M(\mathbf{z}_k, k) p_M(k) d\mathbf{z}_k}{\Phi_M(\mathbf{y}_{k+1}, k) p_M(k) + \Phi_{M-1,M}(\mathbf{y}_{k+1}, k) \nu_{M-1}(k) p_{M-1}(k)} + \\
 &+ \frac{\psi(\mathbf{y}_{k+1}|\mathbf{z}_{k+1}) \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \pi(\mathbf{z}_{k+1} - \mathbf{A}_M|\mathbf{z}_k) W_{M-1}(\mathbf{z}_k, k) P_{\mathbf{A}_M}(\mathbf{A}_M) d\mathbf{A}_M \right\} \nu_{M-1}(k) p_{M-1}(k) d\mathbf{z}_k}{\Phi_M(\mathbf{y}_{k+1}, k) p_M(k) + \Phi_{M-1,M}(\mathbf{y}_{k+1}, k) \nu_{M-1}(k) p_{M-1}(k)}, \quad (18)
 \end{aligned}$$

где $n = 1, \dots, M - 1; k \geq 0$, с начальными условиями для $p_j(k)$ и $W_j(\mathbf{z}_k, k)$ в виде

$$p_0(k)|_{k=0} = 1, \quad p_1(k)|_{k=0} = p_2(k)|_{k=0} = \dots = p_M(k)|_{k=0} = 0, \quad W_j(\mathbf{z}_k, k)|_{k=0} = P_{\mathbf{z}_0}(\mathbf{z}_0). \quad (19)$$

В формулах (17), (18) приняты обозначения

$$\begin{aligned}
 \psi(\mathbf{y}_{k+1}|\mathbf{z}_{k+1}) &= \rho \boldsymbol{\eta}[\mathbf{y}_{k+1} - \mathbf{H}_{k+1} \mathbf{z}_{k+1}], \\
 \Phi_j(\mathbf{y}_{k+1}, k) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi(\mathbf{y}_{k+1}|\mathbf{z}_{k+1}) \pi(\mathbf{z}_{k+1}|\mathbf{z}_k) W_j(\mathbf{z}_k, k) d\mathbf{z}_k d\mathbf{z}_{k+1}, \\
 \Phi_{i-1,i}(\mathbf{y}_{k+1}, k) &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} \psi(\mathbf{y}_{k+1}|\mathbf{z}_{k+1}) \pi(\mathbf{z}_{k+1} - \mathbf{A}|\mathbf{z}_k) W_{i-1}(\mathbf{z}_k, k) P_{\mathbf{A}}(\mathbf{A}) d\mathbf{z}_k d\mathbf{z}_{k+1} d\mathbf{A}, \\
 \Phi(\mathbf{y}_{k+1}, k) &= \sum_{j=0}^M p_j(k) \Phi_j(\mathbf{y}_{k+1}, k) + \sum_{j=0}^{M-1} \nu_j(k) p_j(k) [\Phi_{j,j+1}(\mathbf{y}_{k+1}, k) - \Phi_j(\mathbf{y}_{k+1}, k)]. \quad (20)
 \end{aligned}$$

Переходные плотности вероятности $\pi(\mathbf{z}_{k+1}|\mathbf{z}_k)$ соответствуют модельному уравнению информационного сигнала без учёта импульсного возмущения. Например, если матрица \mathbf{G}_k является единичной, то $\pi(\mathbf{z}_{k+1}|\mathbf{z}_k) = \rho \boldsymbol{\xi}(\mathbf{z}_{k+1} - \mathbf{F}_k \mathbf{z}_k)$. Введём вспомогательные плотности вероятности

$$\begin{aligned}
 W_{j,j}(\mathbf{z}_{k+1}, k+1) &= \frac{\psi(\mathbf{y}_{k+1}|\mathbf{z}_{k+1}) \int_{-\infty}^{+\infty} \pi(\mathbf{z}_{k+1}|\mathbf{z}_k) W_j(\mathbf{z}_k, k) d\mathbf{z}_k}{\Phi_j(\mathbf{y}_{k+1}, k)}, \\
 W_{n-1,n}(\mathbf{z}_{k+1}, k+1) &= \frac{\psi(\mathbf{y}_{k+1}|\mathbf{z}_{k+1}) \int_{-\infty}^{+\infty} \pi(\mathbf{z}_{k+1} - \mathbf{A}_n|\mathbf{z}_k) W_{n-1}(\mathbf{z}_k, k) P_{\mathbf{A}_n}(\mathbf{A}_n) d\mathbf{z}_k d\mathbf{A}_n}{\Phi_{n-1,n}(\mathbf{y}_{k+1}, k)}, \quad (21)
 \end{aligned}$$

где $j = 0, \dots, M; n = 1, \dots, M$, и коэффициенты

$$\beta_n(k+1) = \frac{\nu_{n-1}(k)p_{n-1}(k)\Phi_{n-1,n}(\mathbf{y}_{k+1}, k)}{\nu_{n-1}(k)p_{n-1}(k)\Phi_{n-1,n}(\mathbf{y}_{k+1}, k) + [1 - \nu_n(k)]p_n(k)\Phi_n(\mathbf{y}_{k+1}, k)},$$

$$\beta_M(k+1) = \frac{\nu_{M-1}(k)p_{M-1}(k)\Phi_{M-1,M}(\mathbf{y}_{k+1}, k)}{\nu_{M-1}(k)p_{M-1}(k)\Phi_{M-1,M}(\mathbf{y}_{k+1}, k) + p_M(k)\Phi_M(\mathbf{y}_{k+1}, k)}, \quad (22)$$

где $n = 1, \dots, M-1; k \geq 0$. Тогда уравнения (18) для условных плотностей вероятности примут более наглядный вид:

$$W_0(\mathbf{z}_{k+1}, k+1) = W_{0,0}(\mathbf{z}_{k+1}, k+1),$$

$$W_n(\mathbf{z}_{k+1}, k+1) = \beta_n(k+1)W_{n-1,n}(\mathbf{z}_{k+1}, k+1) + [1 - \beta_n(k+1)]W_{n,n}(\mathbf{z}_{k+1}, k+1),$$

где $n = 1, \dots, M; k \geq 0$.

Уравнения (16)–(18) для функций $p_j(k)$, $W_j(\mathbf{z}_k, k)$ с начальными условиями (19) и обозначениями (20)–(22) составляют искомым рекуррентный алгоритм нахождения апостериорной плотности вероятности векторного сигнала \mathbf{z}_k .

Для практической реализации необходимо произвести упрощение оптимального алгоритма (16)–(22), исключив интегральные уравнения (18), (20), (21). В ряде случаев для этого можно применить, например, гауссовскую аппроксимацию вспомогательных плотностей вероятности $W_j(\mathbf{z}_k, k)$ на каждом шаге дискретного времени. При этом от точных уравнений (18) для плотностей вероятности перейдём к приближённым, но более простым уравнениям для векторов математических ожиданий $\hat{\mathbf{z}}_j(k)$ и матриц ковариаций $\mathbf{K}_j(k)$. В результате в силу линейности уравнений сигнала (1) и наблюдений (2) получим следующий алгоритм гауссовского приближения:

$$\hat{\mathbf{z}}(k) = \sum_{j=0}^M p_j(k)\hat{\mathbf{z}}_j(k),$$

$$\mathbf{K}_z(k) = \sum_{j=0}^M p_j(k)\mathbf{K}_j(k) + \frac{1}{2} \sum_{j,l=0}^M p_j(k)p_l(k) [\hat{\mathbf{z}}_j(k) - \hat{\mathbf{z}}_l(k)] [(\hat{\mathbf{z}}_j(k) - \hat{\mathbf{z}}_l(k))^T], \quad (23)$$

где

$$\hat{\mathbf{z}}_0(k+1) = \mathbf{z}_{0,0}(k+1),$$

$$\hat{\mathbf{z}}_i(k+1) = \beta_i(k+1)\mathbf{z}_{i-1,i}(k+1) + [1 - \beta_i(k+1)]\mathbf{z}_{i,i}(k+1),$$

$$\mathbf{K}_0(k+1) = \mathbf{K}_{0,0}(k+1),$$

$$\mathbf{K}_i(k+1) = \beta_i(k+1)\mathbf{K}_{i-1,i}(k+1) + [1 - \beta_i(k+1)]\mathbf{K}_{i,i}(k+1) + \beta_i(k+1)[1 - \beta_i(k+1)][\mathbf{z}_{i-1,i}(k+1) - \mathbf{z}_{i,i}(k+1)][\mathbf{z}_{i-1,i}(k+1) - \mathbf{z}_{i,i}(k+1)]^T,$$

$$\mathbf{z}_{j,j}(k+1) = \mathbf{F}_k\hat{\mathbf{z}}_j(k) + \mathbf{B}_{j,j}(k+1)[\mathbf{y}_{k+1} - \mathbf{H}_{k+1}\mathbf{F}_k\hat{\mathbf{z}}_j(k)],$$

$$\mathbf{B}_{j,j}(k+1) = \mathbf{P}_{j,j}(k+1)\mathbf{H}_{k+1}^T [\mathbf{H}_{k+1}\mathbf{P}_{j,j}(k+1)\mathbf{H}_{k+1}^T + \mathbf{R}_{k+1}]^{-1},$$

$$\mathbf{P}_{j,j}(k+1) = \mathbf{F}_k\mathbf{K}_j(k)\mathbf{F}_k^T + \mathbf{G}_k\mathbf{Q}_k\mathbf{G}_k^T,$$

$$\mathbf{K}_{j,j}(k+1) = [\mathbf{I} - \mathbf{B}_{j,j}(k+1)\mathbf{H}_{k+1}]\mathbf{P}_{j,j}(k+1),$$

$$\mathbf{z}_{i-1,i}(k+1) = \mathbf{F}_k\hat{\mathbf{z}}_{i-1}(k) + \hat{\mathbf{A}}_j + \mathbf{B}_{i-1,i}(k+1)\{\mathbf{y}_{k+1} - \mathbf{H}_{k+1}[\mathbf{F}_k\hat{\mathbf{z}}_{i-1}(k) + \hat{\mathbf{A}}_j]\},$$

$$\mathbf{B}_{i-1,i}(k+1) = \mathbf{P}_{i-1,i}(k+1)\mathbf{H}_{k+1}^T [\mathbf{H}_{k+1}\mathbf{P}_{i-1,i}(k+1)\mathbf{H}_{k+1}^T + \mathbf{R}_{k+1}]^{-1},$$

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{i-1,i}(k+1) &= \mathbf{F}_k \mathbf{K}_{i-1}(k) \mathbf{F}_k^T + \mathbf{G}_k \mathbf{Q}_k \mathbf{G}_k^T + \mathbf{K}_{\mathbf{A}_i}, \\ \mathbf{K}_{i-1,i}(k+1) &= [\mathbf{I} - \mathbf{B}_{i-1,i}(k+1) \mathbf{H}_{k+1}] \mathbf{P}_{i-1,i}(k+1), \end{aligned} \tag{24}$$

где $i = 1, \dots, M; j = 0, \dots, M$, с начальными условиями для функций $p_j(k)$ в виде (19), а для функций $\hat{\mathbf{z}}_j(k)$ и $\mathbf{K}_j(k)$ — в виде среднего значения и матрицы ковариации начального вектора \mathbf{z}_0 . Здесь \mathbf{I} — единичная матрица, \mathbf{Q}_k и \mathbf{R}_k — ковариационные матрицы шумовых векторов ξ_k и η_k соответственно, $\hat{\mathbf{A}}_j$ и $\mathbf{K}_{\mathbf{A}_j}$ — среднее значение и матрица ковариаций вектора амплитуд \mathbf{A}_j . Функции Φ_j и $\Phi_{i-1,i}$ с учётом гауссовости шумов $\{\xi_k\}$, $\{\eta_k\}$ и формул (20) можно представить в нормальной форме:

$$\begin{aligned} \Phi_i(\mathbf{y}_{k+1}) &= (2\pi)^{-r/2} \det^{-1/2}(\Delta_i) \exp(-\mathbf{u}^T \Delta_i^{-1} \mathbf{u}/2), \\ \Phi_{i,i+1}(\mathbf{y}_{k+1}) &= (2\pi)^{-r/2} \det^{-1/2}(\Delta_{i,i+1}) \exp(-\mathbf{B}^T \Delta_{i,i+1}^{-1} \mathbf{B}/2), \end{aligned} \tag{25}$$

где $i = 0, \dots, M-1$, $\mathbf{u} = \mathbf{y}_{k+1} - \mathbf{H}_{k+1} \mathbf{F}_k \hat{\mathbf{z}}_i(k)$, $\mathbf{B} = \mathbf{y}_{k+1} - \mathbf{H}_{k+1} [\mathbf{F}_k \hat{\mathbf{z}}_j(k) + \hat{\mathbf{A}}_j]$, r — размерность вектора наблюдений,

$$\begin{aligned} \Delta_i &= \mathbf{H}_{k+1} \mathbf{F}_k \mathbf{H}_i \mathbf{F}_k^T \mathbf{H}_{k+1}^T + \mathbf{H}_{k+1} \mathbf{G}_k \mathbf{Q}_k \mathbf{G}_k^T \mathbf{H}_{k+1}^T + \mathbf{R}_{k+1}, \\ \Delta_{i,i+1} &= \mathbf{H}_{k+1} \mathbf{F}_k \mathbf{H}_i \mathbf{F}_k^T \mathbf{H}_{k+1}^T + \mathbf{H}_{k+1} \mathbf{G}_k \mathbf{Q}_k \mathbf{G}_k^T \mathbf{H}_{k+1}^T + \mathbf{R}_{k+1} + \mathbf{H}_{k+1} \mathbf{K}_{\mathbf{A}_j} \mathbf{H}_{k+1}^T. \end{aligned} \tag{26}$$

Таким образом, при заданных априорных плотностях вероятности по наблюдаемой реализации можно вычислить: $W_j(\mathbf{z}_k, k)$ — апостериорные плотности вероятности вектора \mathbf{z}_k при условии появления j импульсов к моменту времени k , и $p_j(k)$ — апостериорные вероятности появления j импульсов к моменту времени k . После этого, подставляя значения $W_j(\mathbf{z}_k, k)$ и $p_j(k)$ в уравнение (15) для частных отношений правдоподобия, вычисляем $\Lambda_j(k)$ и, используя (14), находим отношение правдоподобия $\Lambda_P(k)$. Аналогичным образом находим $\Lambda_G(k)$. Для этого надо в выражениях (4), (13) с помощью (7) заменить априорную плотность вероятности $P_{\mathcal{T}}(\boldsymbol{\tau})$ на априорную плотность вероятности $G_{\mathcal{T}}(\boldsymbol{\tau})$. Наконец, с помощью выражений (10), (12) находим искомую оптимальную в среднеквадратическом смысле оценку $\hat{f}_{\mathcal{T}}(k)$ функции $f(\boldsymbol{\tau})$ моментов появления импульсного возмущения.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

С целью проверки работоспособности предложенного алгоритма проводилось его численное моделирование. Оценивались моменты появления импульсных возмущений и дисперсии моментов для случая прихода двух импульсов. В качестве сигнала $\{\mathbf{z}_k\}$ при моделировании рассматривался отклик дискретной линейной системы второго порядка на совместное воздействие импульсного и шумового возмущений при скалярных наблюдениях $\{y_{k+1}\}$, описываемых уравнениями

$$\begin{aligned} \mathbf{z}_{k+1} &= \mathbf{F} \mathbf{z}_k + \mathbf{G} \xi_k + \sum_{j=1}^2 \mathbf{A}_j \delta(k, \tau_j), \\ y_{k+1} &= \mathbf{H}^T \mathbf{z}_{k+1} + \eta_{k+1}, \end{aligned}$$

где \mathbf{F} — заданная матрица, $\{\xi_{k+1}\}$, $\{\eta_{k+1}\}$ — независимые последовательности гауссовских случайных величин с нулевыми средними значениями и дисперсиями Q и R соответственно, \mathbf{A}_j — заданная амплитуда импульсного возмущения. Расчёт производился в интервале $0 \leq k \leq 100$ при следующих параметрах:

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} 0,95 & -0,65 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_j = \begin{pmatrix} 10 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{K}_{\mathbf{A}_j} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad Q = 6, \quad R = 1.$$

При таких параметрах матрицы \mathbf{F} отклик представляет собой убывающую синусоиду с характерным временем затухания порядка 10. Амплитуды импульсов выбирались одинаковыми. При выбранных параметрах \mathbf{A}_j , Q и R уровень сигнала незначительно превышал уровень шумов.

На рис. 1 представлена реализация наблюдаемого процесса $\{y_k\}$ при появлении импульсов в моменты времени $\tau_1 = 40$ и $\tau_2 = 60$. При таких τ_1 и τ_2 перекрытие откликов линейной системы очень незначительно.

На рис. 2а и б представлены графики оптимальных оценок моментов появления первого и второго импульсного возмущений соответственно в зависимости от текущего времени, полученные в результате работы алгоритма оценивания. До момента появления первого импульса ($k < \tau_1 = 40$) вырабатывается оценка $\hat{\tau}_1(k) > k$, которая растёт с увеличением k . После появления импульса и его обнаружения устанавливается оценка, близкая к истинному моменту появления. Как видно из графиков, дальнейшее шумовое возмущение практически не оказывает влияние на оценку моментов появления импульсов.

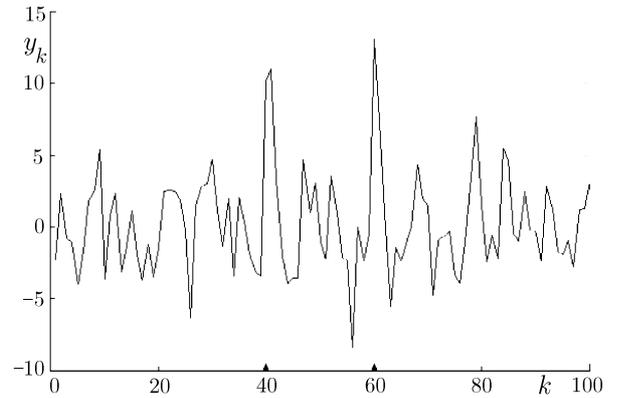


Рис. 1

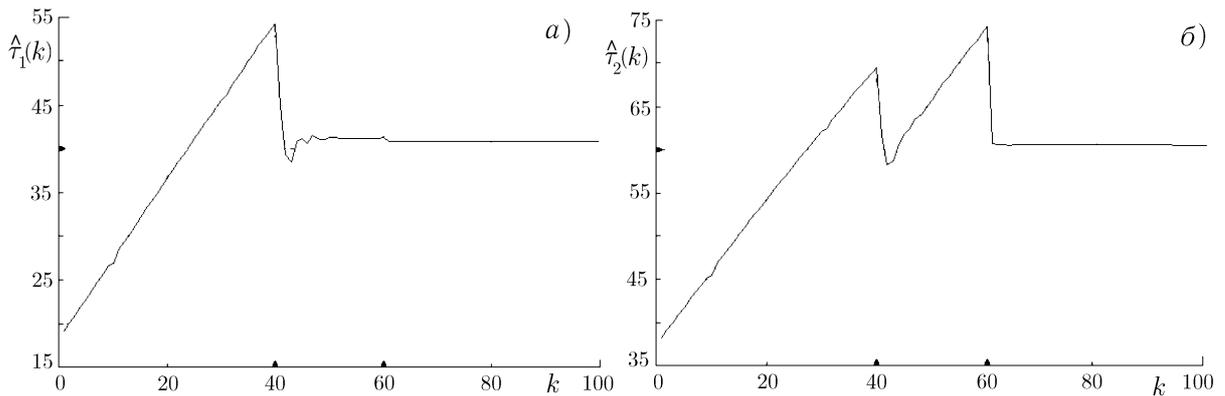


Рис. 2

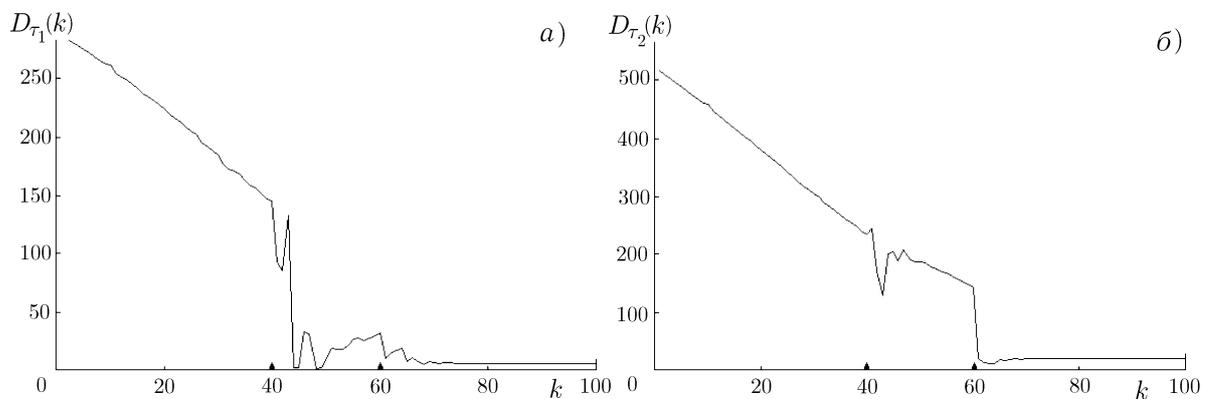


Рис. 3

На рис. 3а и б представлены графики оптимальных оценок дисперсий моментов прихода первого и второго импульсных возмущений соответственно. На графиках по оси абсцисс отложено текущее время, а по оси ординат — оптимальная оценка дисперсии момента появления импульса. До появления импульсов в наблюдаемой реализации дисперсия плавно спадает к нулю вследствие априорного ограничения интервала возможных значений моментов появления импульсов. После прихода импульса дисперсия резко спадает (практически до нуля). Это означает, что момент появления импульсов определяется с высокой степенью точности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 00–02–17602 и 00–15–96620).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стратонович Р. Л. Условные марковские процессы и их применение к теории оптимального управления. М.: Изд-во МГУ, 1966.
2. Тихонов В. И., Кульман Н. К. Нелинейная фильтрация и квазикогерентный приём сигналов. М.: Сов. радио, 1975.
3. Липцер Р. Ш., Ширяев А. Н. Статистика случайных процессов. М.: Наука, 1974.
4. Мальцев А. А., Силаев А. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 1. С. 62.
5. Мальцев А. А., Силаев А. М. // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34, № 5. С. 1 023.
6. Силаев А. М. Методы оптимальной обработки нестационарных случайных марковских сигналов со скачкообразными изменениями параметров с импульсным возмущением. // Дисс... д. ф.-м. н. Нижний Новгород: ННГУ, 1998.
7. Ванжа А. В., Мальцев А. А., Силаев А. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1993. Т. 36, № 6 С. 498.

Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
9 июня 2001 г.

ALGORITHM FOR OPTIMAL ESTIMATION OF PULSE-SIGNAL APPEARANCES IN DISCRETE TIME

A. V. Korolev and A. M. Silaev

Using the Markov's theory of optimal nonlinear filtering theory, we develop an algorithm for optimal mean-square estimation of appearances of random pulse variations in the signal parameters against the background of Gaussian white noise in discrete time. The signals, interferences, and observed processes are described by linear difference equations. The algorithm equations, which allow for calculating *a posteriori* variances and the optimal instants of pulse appearances in current time, are derived in the approximation of Gaussian conditional probability densities. We present the results of simulating the algorithm operation in the case of a particular problem of estimation of the appearances of two pulse signals with known shapes observed against the noise background.

УДК 621.3.088.22

ВЛИЯНИЕ БЫСТРОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФУРЬЕ НА ОЦЕНКУ СПЕКТРА СИГНАЛА

С. Ю. Медведев, М. Ю. Перов, А. В. Якимов

Исследуется точность цифровой оценки спектра сигнала. Учитываются шумы квантования, вносимые аналого-цифровым преобразователем и быстрым преобразованием Фурье. Основной анализ выполнен на примере тестового гармонического сигнала. Введена характеристика отношения сигнал/шум — эффективная двоичная разрядность гармонического сигнала. Обсуждается оптимальное сочетание разрядности аналого-цифрового преобразователя и типа используемого преобразования Фурье.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для обработки сигналов широко используются цифровые методы. Основу многих методов составляет быстрое преобразование Фурье (БПФ) — вычисление дискретного преобразования Фурье, используемое, как правило, для определения спектральных характеристик сигнала. Количество вычислений при БПФ значительно меньше числа операций при стандартном дискретном преобразовании Фурье, что обеспечивает более высокую скорость вычисления [1].

В цифровом спектре всегда присутствует спектр шума квантования сигнала, вносимый аналого-цифровым преобразователем (АЦП). Шум квантования представляет собой разницу между значениями оцифрованного и исходного аналогового сигналов. Чем меньше разрядов используется для преобразования сигнала, тем больше шум квантования. При цифровой оценке спектра сигнала обычно учитывается только шум квантования, вносимый АЦП (см., например, [1, 2]).

Следует заметить, что весовые коэффициенты преобразования Фурье представлены в ЭВМ числовыми значениями и, следовательно, имеют собственный шум квантования.¹ Очевидно, шумы квантования весовых коэффициентов вносят дополнительные искажения в оценку спектра сигнала. Анализ указанных искажений и является целью настоящей статьи.

Для определения точности оценки спектра оцифрованного сигнала может быть использовано отношение сигнал/шум. На этой основе вводится понятие эффективной разрядности (гармонического) сигнала, учитывающей совместное влияние шумов квантования, вносимых АЦП и весовыми коэффициентами Фурье.

Определяется оптимальный тип БПФ (integer — целочисленный, float — с плавающей запятой одинарной точности, double — с плавающей запятой двойной точности) в зависимости от разрядности АЦП, используемого для оцифровки исследуемого сигнала.

1. ОЦЕНКА СПЕКТРА ОЦИФРОВАННОГО СИГНАЛА

В настоящей работе для оценки спектра сигнала применён периодограммный метод [3]. Основу метода составляет дискретное преобразование Фурье, реализованное как БПФ с основанием 2 (см., например, [1]).

¹ Числовые операции в ЭВМ сопровождаются ошибками округления, которые также можно рассматривать как шум, однако здесь в теоретических расчётах он не принимается во внимание.

Считаем, что анализируемый сигнал является стационарным эргодическим процессом. Дискретное преобразование Фурье может быть представлено в следующей форме:

$$X(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x_q(n)w_c(kn) - j \sum_{n=0}^{N-1} x_q(n)w_s(kn). \quad (1)$$

Здесь j — мнимая единица, N — количество отсчётов сигнала, взятых с периодом T . Дискретная частота k связана с частотой аналогового сигнала f и частотой выборки $f_s = 1/T$ следующим соотношением: $k/N = f/f_s$. Каждый отсчёт $x_q(n)$ может быть представлен в виде суммы некантованного значения сигнала $x(n)$, взятого в момент времени $t_n = nT$, и шума квантования $e_x(n)$, вносимого АЦП:

$$x_q(n) = x(n) + e_x(n). \quad (2)$$

Косинусный w_c и синусный w_s весовые коэффициенты также являются суммой точного значения и шума квантования:

$$w_c(kn) = \cos(2\pi kn/N) + e_c(kn), \quad w_s(kn) = \sin(2\pi kn/N) + e_s(kn). \quad (3)$$

Принимая во внимание определение шума квантования [1], находим средние значения и дисперсии [4] шумов квантования сигнала и весовых коэффициентов:

$$\langle e_x \rangle = \langle e_c \rangle = \langle e_s \rangle = 0, \quad (4)$$

$$\sigma_{e_x}^2 = h_x^2/12, \quad \sigma_{e_c}^2 = \sigma_{e_s}^2 = h_c^2/12. \quad (5)$$

Здесь h_x — шаг квантования сигнала, представляющий собой разницу между соседними уровнями АЦП, $h_c = h_s$ — шаг квантования весовых коэффициентов преобразования Фурье, определяемый разрядностью чисел, использованных для задания указанных коэффициентов. Отсчёты шумов квантования обладают нулевой корреляцией:

$$\langle e_x(n)e_x(m) \rangle = \langle e_c(n)e_c(m) \rangle = \langle e_s(n)e_s(m) \rangle = 0 \quad (6)$$

при $n \neq m$.

Оценка спектра мощности сигнала определяется следующим образом:

$$S_x(k) = \frac{1}{NT} \langle |X(k)|^2 \rangle. \quad (7)$$

Подставляя соотношения (2) и (3) в (1), найдём выражения для действительной и мнимой частей преобразования Фурье. Затем, учитывая (4)–(6), получим следующее выражение для спектра мощности произвольного сигнала:

$$S_x(k) = S_x^i(k) + S_{e_x}(k) + S_{e_c}(k). \quad (8)$$

Первое слагаемое в правой части (8) является оценкой спектра исходного аналогового сигнала без учёта шумов квантования сигнала и весовых коэффициентов. Второе слагаемое $S_{e_x}(k)$ — спектр (аддитивного) шума квантования сигнала без учёта шумов преобразования Фурье. Шаг квантования весовых коэффициентов всегда значительно меньше единицы. Поэтому в приведённом ниже выражении для спектра шума квантования сигнала можно пренебречь слагаемым, которое содержит h_c :

$$S_{e_x}(k) = \frac{Th_x^2}{12} \left(1 + \frac{h_c^2}{6} \right) \approx \frac{Th_x^2}{12}. \quad (9)$$

Последнее слагаемое в правой части (8) является спектром (мультипликативного) шума квантования весовых коэффициентов:

$$S_{e_c}(k) = \frac{h_c^2 T}{6N} \sum_{n=0}^{N-1} x^2(n) \equiv \frac{h_c^2}{6N} E_x. \quad (10)$$

Здесь E_x — энергия обрабатываемой реализации сигнала. Таким образом, последние два слагаемых в правой части (8) образуют полный спектр шума квантования, который равномерно распределён по частоте.

2. СПЕКТР ГАРМОНИЧЕСКОГО СИГНАЛА

Рассмотрим гармонический сигнал, оцифрованный АЦП, с амплитудой A и дискретной частотой $k_0 = N f_0 / f_s$. Каждый отсчёт сигнала представлен в виде точного значения и ошибки квантования $e_x(n)$:

$$x_q(n) = A \cos\left(\frac{2\pi k_0 n}{N}\right) + e_x(n). \quad (11)$$

Без учёта шумов квантования спектр сигнала $S_x^i(k)$, где $0 \leq k \leq N - 1$, состоит из двух компонент с амплитудами $NTA^2/4$. Основная компонента находится на частоте $k = k_0$, «зеркальная» компонента, возникающая из-за периодического продолжения спектра оцифрованного сигнала, расположена на частоте $k = N - k_0$.

Спектр полного шума квантования гармонического сигнала может быть представлен в виде

$$S_e(k) = S_{e_x}(k) + S_{e_c}(k) = \frac{Th_x^2}{12} + \frac{Th_c^2 A^2}{12}. \quad (12)$$

Мощность сигнала без учёта шумов квантования определяется суммированием интенсивностей его спектральных компонент:

$$S_x^i = S_x^i(k_0) + S_x^i(N - k_0) = \frac{NTA^2}{2}. \quad (13)$$

Из (12) находим мощность полного шума квантования гармонического сигнала:

$$S_e = \sum_{k=0}^{N-1} S_e(k) = NT \frac{h_x^2 + h_c^2 A^2}{12}. \quad (14)$$

Соотношения (13) и (14) нужны для определения отношения сигнал/шум.

3. ЭФФЕКТИВНАЯ РАЗРЯДНОСТЬ ГАРМОНИЧЕСКОГО СИГНАЛА

Из (12) и (14) следует, что мощность шума квантования гармонического сигнала, обработанного АЦП (см. (11)), записывается в виде

$$S_{e_x} = \frac{NT h_x^2}{12}. \quad (15)$$

Учитывая (13), найдём отношение сигнал/шум для сигнала на выходе АЦП:

$$\frac{S_x^i}{S_{e_x}} = \frac{6A^2}{h_x^2}. \quad (16)$$

Свяжем данное отношение с двоичной разрядностью сигнала, которую обозначим через N_b . Максимальный размах оцифрованного сигнала равен его удвоенной амплитуде. С другой стороны, эта величина определяется произведением шага квантования в АЦП и количества возможных значений сигнала: $2A = h_x 2^{N_b}$. Следовательно, двоичная разрядность сигнала на выходе АЦП

$$N_b = \log_2 \left(\frac{2A}{h_x} \right). \tag{17}$$

На основании (16) и (17) получим связь двоичной разрядности гармонического сигнала и отношения сигнал/шум:

$$N_b = \frac{1}{2} \log_2 \left(\frac{2S_x^i}{3S_{e_x}} \right). \tag{18}$$

Определённая таким образом двоичная разрядность N_b характеризует отношение сигнал/шум при учёте только шума квантования сигнала.

Принимая во внимание все учитываемые шумы, имеющие полную мощность S_e (см. (14)), введём понятие эффективного числа двоичных разрядов, или эффективной разрядности гармонического сигнала:

$$N_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \log_2 \left(\frac{2S_x^i}{3S_e} \right) \approx \frac{10 \lg (S_x^i/S_e) - 1,761}{6,02}. \tag{19}$$

Таким образом, эффективная разрядность гармонического сигнала характеризует отношение сигнал/шум. Здесь учитывались только шумы квантования сигнала и весовых коэффициентов, однако в соотношении (19) можно учесть и любой дополнительный шум.

Выражение $10 \lg (S_x^i/S_e)$ в (19) есть отношение сигнал/шум, выраженное в децибелах. Следовательно, один эффективный разряд гармонического сигнала соответствует приблизительно шести децибелам отношения сигнал/шум.

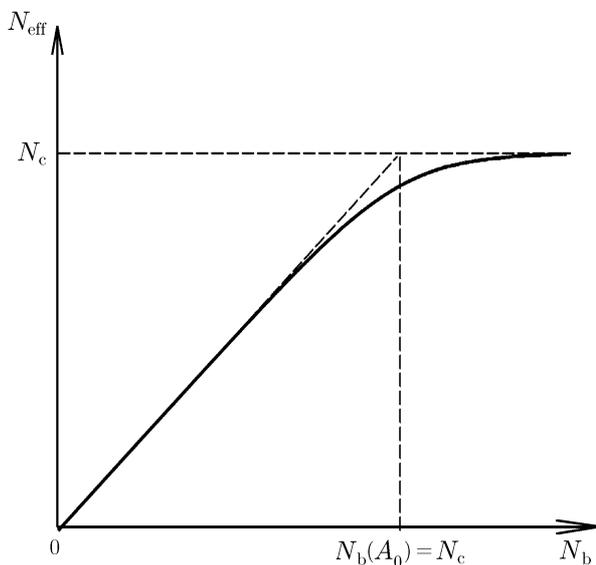


Рис. 1

Учитывая в (19) мощность сигнала (13) и суммарную мощность шумов квантования (14), получим следующее выражение для эффективной разрядности гармонического сигнала:

$$N_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \log_2 \left[\frac{4}{h_c^2 + h_x^2/A^2} \right]. \tag{20}$$

Анализируя соотношение (20), можно ввести пороговое значение амплитуды сигнала $A_0 = h_x/h_c$, соответствующее перегибу функции $N_{\text{eff}}(A)$. График зависимости эффективной разрядности сигнала (20) от исходной разрядности N_b , представленной выражением (18), приведён на рис. 1.

При малой амплитуде ($A \ll A_0$) эффективная разрядность совпадает с исходной разрядностью сигнала на выходе АЦП:

$$N_{\text{eff}} \approx \log_2 (2A/h_x) = N_b. \tag{21}$$

В этом случае отношение сигнал/шум определяется мощностью (аддитивного) шума квантования в АЦП, а шумом квантования весовых коэффициентов можно пренебречь.

При большой амплитуде сигнала ($A \gg A_0$) эффективная разрядность стремится к постоянному значению, равному двоичной разрядности весовых коэффициентов преобразования Фурье:

$$N_{\text{eff}} \approx \log_2(2/h_c) = N_c. \quad (22)$$

Когда амплитуда сигнала существенно превышает пороговое значение, отношение сигнал/шум определяется в основном мультипликативным шумом квантования весовых коэффициентов. Мощность данного шума пропорциональна мощности сигнала. Следовательно, отношение сигнал/шум не зависит от амплитуды сигнала и принимает постоянное значение, которое определяется шагом квантования весовых коэффициентов. В этом случае эффективная разрядность сигнала после преобразования Фурье не зависит от амплитуды и определяется разрядностью весовых коэффициентов.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Эффективная разрядность гармонического сигнала

Оценка спектра квантованного гармонического сигнала вычислялась с помощью БПФ. Затем определялась эффективная разрядность сигнала. На рис. 2 приведены зависимости эффективной разрядности N_{eff} гармонического сигнала от его исходной разрядности N_b . Верхняя кривая получена на основе численной оценки спектра гармонического сигнала, квантованного переменной типа long (32 разряда), т. е. шаг квантования сигнала равен единице ($h_x = 1$). Весовые коэффициенты квантованы переменной типа float. Для уменьшения ошибок в промежуточных вычислениях применены переменные типа double.

Из рис. 2 видно, что при малой амплитуде A сигнала (т. е. при низкой разрядности оцифрованного сигнала) эффективная разрядность практически совпадает с исходной. Данная часть зависимости $N_{\text{eff}}(N_b)$ определяется шумом квантования сигнала. При большой исходной разрядности (т. е. при большой амплитуде сигнала) эффективная разрядность принимает постоянное значение, определяемое разрядностью весовых коэффициентов: $N_{\text{eff}} = N_c$. Зависимость от амплитуды исчезает, что обусловлено влиянием мультипликативного шума квантования указанных коэффициентов. Отсюда можно экспериментально оценить разрядность весовых коэффициентов.

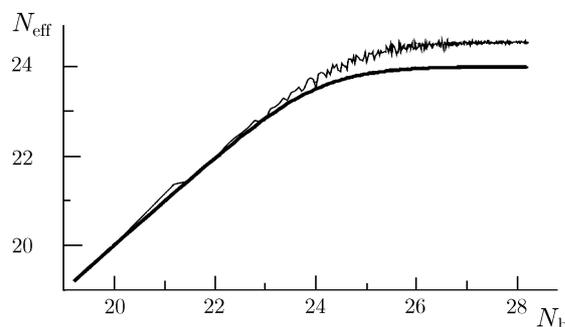


Рис. 2

Из проведенного численного эксперимента следует, что эффективная разрядность весовых коэффициентов, квантованных переменной типа float, равна примерно 24,5. В формате переменной данного типа (float) 24 бита отведено для мантиссы со знаком, и 8 бит отведено для двоичного порядка со знаком. Значение 24 определяется количеством бит мантиссы со знаком. Половина разряда добавилась, по всей видимости, из-за усечения двоичного порядка числа.

Нижняя кривая на рис. 2 соответствует теоретической зависимости (20) при $h_x = 1$ из расчёта, что шаг квантования весовых коэффициентов определяется мантиссой числа [5] ($h_c = 2^{-23}$, т. е. $N_c = 24$).

4.2. Разрядность весовых коэффициентов БПФ

Значение целочисленной переменной типа `integer` лежит в диапазоне $[-2^{15}; 2^{15} - 1]$ и, следовательно, шаг квантования весовых коэффициентов этого типа равен 2^{-16} . В алгоритме целочисленного БПФ для устранения эффекта переполнения результата промежуточных вычислений применяется процедура усечения. Усечение осуществляется путём сдвига двоичных разрядов числа и отбрасывания младших разрядов, чтобы полученное число укладывалось в диапазон допустимых значений переменной.

Потерю точности при промежуточных вычислениях можно интерпретировать как уменьшение разрядности весовых коэффициентов, т. е. увеличение шага их квантования. Из численного эксперимента следует, что эффективная разрядность весовых коэффициентов БПФ типа `integer` оказывается меньше номинальной и составляет $N_c = 11$.

Таблица 1

Тип БПФ	N_c
<code>integer</code>	11
<code>float</code>	23
<code>double</code>	44

Разрядность весовых коэффициентов, представленных переменными с плавающей запятой, определяется количеством бит мантиссы [5]. Мантиссы чисел с плавающей запятой одинарной (`float`) и двойной (`double`) точности составляют 24 и 53 бита соответственно. При операциях над числами с плавающей запятой при переполнении мантиссы результирующего числа применяется процедура усечения. Биты, не убирающиеся в формат мантиссы, отбрасываются. При этом образуется

ошибка в последнем бите мантиссы, которая накапливается при рекуррентных операциях БПФ. Поэтому точность вычислений БПФ с числами с плавающей запятой оказывается несколько меньше мантиссы числа. Следовательно, фактическая разрядность весовых коэффициентов с плавающей запятой оказывается меньше количества бит мантиссы.

В табл. 1 приведены экспериментальные данные для двоичной разрядности коэффициентов БПФ разных типов: целочисленного (`integer`), с плавающей запятой одинарной (`float`) и двойной (`double`) точности. Разумеется, двоичная разрядность переменных, используемых в промежуточных вычислениях БПФ, не должна быть меньше разрядности весовых коэффициентов. В данном численном эксперименте тип промежуточных переменных БПФ и тип соответствующих весовых коэффициентов выбраны одинаковыми.

4.3. Выбор оптимального типа БПФ

При выборе оптимального типа БПФ в зависимости от разрядности АЦП нужно учитывать точность вычисления БПФ, которая характеризуется разрядностью весовых коэффициентов, и время вычисления данного преобразования. Время вычисления БПФ пропорционально количеству отсчётов, равному 2^M , где M — порядок БПФ. Скорость вычисления БПФ выбранного типа определяется размером переменной, которая применяется в преобразовании. Чем меньше двоичный размер переменной, тем быстрее могут быть выполнены математические преобразования и тем менее точным будет результат.

Из численного эксперимента, осуществлённого на ЭВМ с процессором Pentium, обладающим тактовой частотой 100 МГц, получено, что при $M = 12$ время вычисления БПФ типа `double` (112 мс) приблизительно в три раза больше, чем для БПФ типа `integer` (41 мс). Время вычисления БПФ типа `float` (85 мс) примерно в два раза больше, чем в случае целочисленного БПФ.

Принимая во внимание скорость вычисления БПФ разных типов и полученные результаты для разрядности весовых коэффициентов, можно определить оптимальный тип БПФ в зависимости от разрядности АЦП, которым оцифрован сигнал. Соответствующие результаты приведены в табл. 2, где использованы следующие обозначения: плюс — рекомендуется, минус — неэффективно, косой крест — недопустимо.

Например, при оценке спектра сигнала, преобразованного 16-разрядным АЦП, следует использовать БПФ с весовыми коэффициентами одинарной точности (float), после которого в спектре сигнала содержится 23 эффективных разряда. В системах цифровой обработки сигналов при 16-разрядном АЦП часто применяется целочисленное БПФ типа integer, что приводит к потере пяти эффективных разрядов сигнала и уменьшению отношения сигнал/шум в оценке спектра приблизительно на 30 дБ. Применение в данном случае весовых коэффициентов с плавающей запятой двойной точности, которые имеют не менее 44 эффективных разрядов, непрактично, поскольку расчёт займёт больше времени, а оценка спектра не улучшится.

ВЫВОДЫ

1) Квантование весовых коэффициентов преобразования Фурье вносит дополнительный мультипликативный шум в оценку спектра оцифрованного сигнала. Спектр шума квантования весовых коэффициентов определяется произведением энергии сигнала и дисперсии шума квантования весовых коэффициентов.

2) Введено понятие эффективной разрядности на примере гармонического сигнала, позволяющее оценить отношение сигнал/шум. А именно, 6 дБ отношения сигнал/шум соответствует одному эффективному двоичному разряду сигнала.

3) Эффективная разрядность сигнала не может быть больше разрядности весовых коэффициентов БПФ.

4) Даны рекомендации по выбору оптимального типа весовых коэффициентов для БПФ. Применение весовых коэффициентов типа integer допустимо только для сигналов, обработанных с помощью АЦП, имеющего не более 11 разрядов. При использовании 12÷23-разрядных АЦП необходимо применение коэффициентов типа float. При оценке спектра сигналов, оцифрованных АЦП с большим количеством разрядов (до 44), требуются весовые коэффициенты типа double.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №00–15–96620 и 01–02–16666) и Отделения науки НАТО в рамках программы «Наука для Мира» (грант SfP–973799 Semiconductors (<http://www.rf.unn.runnet.ru/NATO/index.html>)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гольденберг Л. М., Матюшкин Б. Д., Поляк М. Н. Справочник. Цифровая обработка сигналов. М.: Радио и связь, 1985.
2. Отнес Р., Эноксон Л. Прикладной анализ временных рядов. Основные методы. М.: Мир, 1982.
3. Марпл-мл. С. Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990.
4. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1966.
5. Микропроцессорный комплект К1810. Структура, программирование, применение. Справочная книга / Под ред. Ю. М. Казаринова. М.: Высш. шк., 1990.

Нижегородский государственный университет,
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
23 мая 2001 г.

INFLUENCE OF THE FAST FOURIER TRANSFORM ON THE DIGITAL SPECTRUM ESTIMATION*S. Yu. Medvedev, M. Yu. Perov, and A. V. Yakimov*

We analyze the accuracy of digital estimation of signal spectrum with allowance for the effects of the quantization noise added by the analog-to-digital converter (ADC) and the fast Fourier transform (FFT). The basic analysis is carried out using the example of a test harmonic signal. We introduce a characteristic of the signal-to-noise ratio called the “effective bit number of harmonic signal.” The optimal choice of the ADC bit resolution and the FFT type is discussed.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ СТРУКТУРЫ СТОХАСТИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА ПРИ НЕЛИНЕЙНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ ЕГО ВЕКТОРА СОСТОЯНИЯ

С. В. Соколов, С. А. Костин

Решена задача идентификации структуры стохастического процесса при нелинейных измерениях его вектора состояния на заданном конечном интервале времени. Проанализированы возможные варианты практической реализации предложенного подхода, рассмотрен численный пример, иллюстрирующий его эффективность.

ВВЕДЕНИЕ

Разработанные к настоящему времени методы теории идентификации обеспечивают в основном решение задачи идентификации неопределённого вектора состояния динамической системы, обладающей неизменной структурой в течении всего интервала наблюдения [1–4]. В то же время на практике часто возникает необходимость решения задачи идентификации стохастических процессов, нелинейная динамическая структура которых изменяется с течением времени: при оценке вектора состояния объекта с переменной конфигурацией, при анализе измерительной информации в радиолокационных системах, предназначенных для распознавания целей, для классификации объектов при проведении спектроскопических и рентгенографических исследований и т. д. В этом случае уже требуется идентифицировать тип (номер) структуры из совокупности структур, известных априори. Анализ известных в настоящее время методов идентификации показывает, что получить решение подобной задачи на их основе в общем случае не представляется возможным.

В связи с этим ниже предлагается один из возможных подходов к решению проблемы структурной идентификации, которую более детально сформулируем следующим образом.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть нелинейная динамическая система со случайной структурой в общем случае [3] описывается в l -м состоянии векторным уравнением вида

$$\dot{\boldsymbol{\xi}} = \mathbf{f}^{(l)}(\boldsymbol{\xi}, t) + \mathbf{f}_0^{(l)}(\boldsymbol{\xi}, t)\mathbf{n}_t^{(l)}, \quad \boldsymbol{\xi}(t_0) = \boldsymbol{\xi}_0, \quad (1)$$

где $l = 1, 2, \dots, S$ — номер состояния (структуры), $\mathbf{f}^{(l)}(\boldsymbol{\xi}, t)$ и $\mathbf{f}_0^{(l)}(\boldsymbol{\xi}, t)$ — нелинейные векторные и матричные функции с размерностями $n^{(l)} \leq N$ и $m^{(l)} \times n^{(l)}$ соответственно, $N = \max\{n^{(1)}, \dots, n^{(S)}\}$, $\boldsymbol{\xi}(t)$ — N -мерный вектор состояния при любой структуре, $\mathbf{n}_t^{(l)}$ — белый гауссовский нормированный вектор-шум с размерностью $m^{(l)}$. Динамическая система (1) наблюдается нелинейным измерителем, который описывается уравнением

$$\mathbf{Z} = \mathbf{H}(\boldsymbol{\xi}, t) + \mathbf{W}_t, \quad (2)$$

где \mathbf{Z} — M -мерный вектор выходных сигналов измерителя, $\mathbf{H}(\boldsymbol{\xi}, t)$ — вектор-функция наблюдения с размерностью M , \mathbf{W}_t — белый гауссовский вектор-шум с нулевым средним и матрицей интенсивностей $\mathbf{D}_w(t)$.

Плотность апостериорного распределения ρ процесса ξ , как известно, может быть представлена в виде [3]

$$\rho(\xi, \mathbf{Z}, t) = \sum_{l=1}^S \omega(\xi, \mathbf{Z}, l, t) = \sum_{l=1}^S \omega_{\mathbf{Z}}^{(l)}(\xi, t),$$

где $\omega_{\mathbf{Z}}^{(l)}(\xi, t)$ — апостериорная плотность вероятности расширенного вектора $\begin{pmatrix} \xi \\ l \end{pmatrix}$.

В наиболее характерном для практики случае непрерывного процесса ξ , когда восстановленные значения l -го состояния совпадают с конечными значениями процесса r -го состояния, функции $\omega_{\mathbf{Z}}^{(l)}(\xi, t)$ описываются следующей системой обобщённых уравнений Стратоновича [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega_{\mathbf{Z}}^{(l)}(\xi, t)}{\partial t} &= L [\omega_{\mathbf{Z}}^{(l)}(\xi, t)] + Q [\omega_{\mathbf{Z}}^{(l)}(\xi, t)] - \sum_{r=1}^S \nu_{lr}(\xi, t) \omega_{\mathbf{Z}}^{(l)}(\xi, t) + \sum_{r=1}^S \nu_{rl}(\xi, t) \omega_{\mathbf{Z}}^{(r)}(\xi, t), \\ Q [\omega_{\mathbf{Z}}^{(l)}(\xi, t)] &= -\frac{1}{2} \omega_{\mathbf{Z}}^{(l)}(\xi, t) \left[\gamma(\xi, \mathbf{Z}, t) - \sum_{k=1}^S \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(\xi, \mathbf{Z}, t) \omega_{\mathbf{Z}}^{(k)}(\xi, t) d\xi \right], \\ \gamma(\xi, \mathbf{Z}, t) &= \sum_{p,q=1}^M \frac{\hat{\mathbf{D}}_{pq}(t)}{|\mathbf{D}_{\mathbf{W}}(t)|} [Z_p - H_p(\xi, t)] [Z_q - H_q(\xi, t)], \end{aligned} \tag{3}$$

где $l = 1, 2, \dots, S$, $\nu_{lr}(\xi, \mathbf{Z}, t)$ — интенсивность переходов из состояния l в состояние r , $\hat{\mathbf{D}}_{pq}(t)$ — алгебраическое дополнение элемента с индексами p, q в определителе $|\mathbf{D}_{\mathbf{W}}(t)|$ матрицы $\mathbf{D}_{\mathbf{W}}(t)$, p и q — индексы соответствующих компонент векторов, L — оператор Фоккера—Планка—Колмогорова.

Очевидные и известные трудности вычислительной реализации приведённой системы уравнений привели к разработке многочисленных приближённых методов, решающих данную проблему в соответствии с требованиями, обусловленными той или иной практической ситуацией [3].

В рассматриваемом ниже методе идентификации для обеспечения компромисса между требуемой точностью процедуры идентификации и объёмом вычислительных затрат при аппроксимации решения исследуемого векторного уравнения (3) для плотности распределения воспользуемся подходом, предложенным в [3]. Указанный подход позволяет записать для многоструктурной системы обыкновенные дифференциальные уравнения для набора параметров функции $\tilde{\rho}$, аппроксимирующей истинную плотность распределения ρ . При этом следует учитывать особенность аппроксимации, возникающую в многоструктурной системе: аппроксимируются только нормированные плотности распределения векторов состояния каждой структуры (без учёта вероятностей существования самих структур). В этом случае функция плотности распределения ρ вектора состояния ξ может быть представлена в виде [3]

$$\rho(\xi, \mathbf{Z}, t) = \sum_{l=1}^S P_l \rho_l(\xi, \mathbf{Z}, t),$$

где P_l — вероятность существования l -й структуры, $\rho_l(\xi, \mathbf{Z}, t)$ — плотность распределения вектора ξ в l -й структуре.

Предложенный в [3] подход, использующий гауссовскую аппроксимацию функций ρ_l , приводит к заданию определяющих $\tilde{\rho}_l$ параметров — вектора математического ожидания $\hat{\xi}^{(l)}$ и ковариационной матрицы $\mathbf{R}^{(l)}$ — в виде известной системы обыкновенных дифференциальных уравнений, которые для (3) имеют следующий вид [3]:

$$\begin{aligned}
\dot{\hat{P}}_l &= - \sum_{r=1}^S \left[\hat{P}_l \nu_{lr} \left(\hat{\xi}^{(l)}, \mathbf{R}^{(l)}, t \right) - \hat{P}_r \nu_{rl} \left(\hat{\xi}^{(r)}, \mathbf{R}^{(r)}, t \right) \right] + \frac{1}{2} \hat{P}_l \sum_{r=1}^S \hat{P}_r \mathbf{b}^{(r)} \left(\hat{\xi}^{(r)}, \mathbf{Z}, t \right), \\
\dot{\hat{\xi}}^{(l)} &= \mathbf{f}^{(l)} \left(\hat{\xi}^{(l)}, t \right) + \sum_{r=1}^S \frac{\hat{P}_r(t)}{\hat{P}_l(t)} \nu_{rl} \left(\hat{\xi}^{(r)}, \mathbf{R}^{(r)}, t \right) \left[\hat{\xi}^{(r)} - \hat{\xi}^{(l)} \right] + \mathbf{R}^{(l)} \mathbf{h}^T \left(\hat{\xi}^{(l)}, t \right) \mathbf{D}_{\mathbf{W}}^{-1} \left[\mathbf{Z} - \mathbf{H} \left(\hat{\xi}^{(l)}, t \right) \right], \\
\dot{\mathbf{R}}^{(l)} &= \mathbf{R}^{(l)} \frac{\partial \mathbf{f}^{(l)T}}{\partial \hat{\xi}} \left(\hat{\xi}^{(l)}, t \right) + \frac{\partial \mathbf{f}^{(l)T}}{\partial \hat{\xi}} \left(\hat{\xi}^{(l)}, t \right) \mathbf{R}^{(l)} + \mathbf{f}_0^{(l)} \left(\hat{\xi}^{(l)}, t \right) \mathbf{f}_0^{(l)T} \left(\hat{\xi}^{(l)}, t \right) - \\
&\quad - \mathbf{R}^{(l)} \mathbf{h}^T \left(\hat{\xi}^{(l)}, t \right) \mathbf{D}_{\mathbf{W}}^{-1} \mathbf{h} \left(\hat{\xi}^{(l)}, t \right) \mathbf{R}^{(l)} + \\
&\quad + \sum_{r=1}^S \frac{\hat{P}_r(t)}{\hat{P}_l(t)} \nu_{rl} \left(\hat{\xi}^{(r)}, \mathbf{R}^{(r)}, t \right) \left[\mathbf{R}^{(r)} - \mathbf{R}^{(l)} + \left(\hat{\xi}^{(r)} - \hat{\xi}^{(l)} \right) \left(\hat{\xi}^{(r)} - \hat{\xi}^{(l)} \right)^T \right], \\
\mathbf{b}^{(r)} \left(\hat{\xi}^{(r)}, \mathbf{Z}, t \right) &= \sum_{p,q=1}^M \frac{\hat{\mathbf{D}}_{pq}(t)}{|\mathbf{D}_{\mathbf{W}}(t)|} \left\{ \left[Z_p - H_p \left(\hat{\xi}^{(r)}, t \right) \right] \left[Z_q - H_q \left(\hat{\xi}^{(r)}, t \right) \right] + \right. \\
&\quad \left. + \sum_{m,k=1}^N h_{pm} \left(\hat{\xi}^{(r)}, t \right) h_{qk} \left(\hat{\xi}^{(r)}, t \right) R_{mk}^{(r)} \right\}, \quad \mathbf{h} \left(\hat{\xi}, t \right) = \frac{\partial \mathbf{H} \left(\hat{\xi}, t \right)}{\partial \hat{\xi}}, \tag{4}
\end{aligned}$$

где $l = 1, 2, \dots, S$; h_{pm} и $R_{mk}^{(r)}$ — элементы матриц $\mathbf{h}(\hat{\xi}, t)$ и $\mathbf{R}^{(r)}$ соответственно, \hat{P}_l — вероятность существования l -й структуры процесса при гауссовской аппроксимации функции ρ_l ; остальные обозначения соответствуют принятым в (3).

Для дальнейшего поиска искомого решения в общем виде преобразуем систему (4) следующим образом. Введём векторы

$$\hat{\mathbf{P}} = \left(\hat{P}_1 \dots \hat{P}_S \right)^T, \quad \hat{\xi} = \left(\hat{\xi}^{(1)T} \dots \hat{\xi}^{(S)T} \right)^T$$

и запишем уравнения для параметров $\tilde{\rho}_l$, разделяя составляющие, зависящие и не зависящие от интенсивностей ν_{rl} (при этом для векторного представления матричного уравнения для \mathbf{R} используем известную, впервые введённую в [5] операцию преобразования матрицы \mathbf{A} с размерностью $m \times n$ в вектор $\mathbf{A}^{(v)}$):

$$\mathbf{A}^{(v)} = (a_{11}a_{21} \dots a_{m1} \ a_{12}a_{22} \dots a_{m2} \ \dots \ a_{1n}a_{2n} \dots a_{mn})^T,$$

где a_{ij} — элементы матрицы \mathbf{A}):

$$\begin{aligned}
\dot{\hat{\mathbf{P}}} &= \boldsymbol{\alpha}(\hat{\mathbf{P}}, \hat{\xi}, \mathbf{R}^{(v)}, \mathbf{Z}, t) + \begin{pmatrix} \sum_{r=1}^S (\hat{P}_r \nu_{r1} - \hat{P}_1 \nu_{1r}) \\ \dots \\ \sum_{r=1}^S (\hat{P}_r \nu_{rS} - \hat{P}_S \nu_{Sr}) \end{pmatrix}, \quad \dot{\hat{\xi}} = \boldsymbol{\beta}(\hat{\xi}, \mathbf{R}^{(v)}, \mathbf{Z}, t) + \begin{pmatrix} \sum_{r=1}^S \mathbf{G}_{r1} \nu_{r1} \\ \dots \\ \sum_{r=1}^S \mathbf{G}_{rS} \nu_{rS} \end{pmatrix}, \\
\dot{\mathbf{R}}^{(v)} &= \boldsymbol{\Psi}(\hat{\xi}, \mathbf{R}^{(v)}, t) + \begin{pmatrix} \sum_{r=1}^S \mathbf{Q}_{r1} \nu_{r1} \\ \dots \\ \sum_{r=1}^S \mathbf{Q}_{rS} \nu_{rS} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{R}^{(v)} = \begin{pmatrix} \mathbf{R}^{(1)(v)} \\ \dots \\ \mathbf{R}^{(S)(v)} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_{rl} = \mathbf{G}_{rl}(\hat{\xi}, \hat{\mathbf{P}}) = \frac{\hat{P}_r}{\hat{P}_l} \left(\hat{\xi}^{(r)} - \hat{\xi}^{(l)} \right), \\
\mathbf{Q}_{rl} &= \mathbf{Q}_{rl}(\hat{\xi}, \mathbf{R}^{(v)}, \hat{\mathbf{P}}) = \left[\mathbf{R}^{(r)} - \mathbf{R}^{(l)} + \left(\hat{\xi}^{(r)} - \hat{\xi}^{(l)} \right) \left(\hat{\xi}^{(r)} - \hat{\xi}^{(l)} \right)^T \right]^{(v)} \frac{\hat{P}_r}{\hat{P}_l}. \tag{5}
\end{aligned}$$

Объединим векторы $\hat{\xi}$ и $\mathbf{R}^{(v)}$ в обобщённый вектор $\mathbf{X} = \begin{pmatrix} \hat{\xi} \\ \mathbf{R}^{(v)} \end{pmatrix}$ и введём вектор интенсивностей смены состояния [3]

$$\nu(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) = (0 \nu_{21}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) \dots \nu_{S1}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) \nu_{12}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) 0 \nu_{32}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) \dots \dots \nu_{S2}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) \nu_{13}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) \nu_{23}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) 0 \nu_{43}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) \dots \nu_{(S-1)S}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) 0)^T.$$

Поскольку вектор ν содержит нулевые компоненты, то в дальнейшем будем использовать не сам вектор ν , а вектор ν_0 , связанный с ним соотношением $\nu = \mathbf{E}_0 \nu_0$, где ν_0 — вектор, образованный из вектора ν исключением нулевых компонент, \mathbf{E}_0 — матрица, образованная из единичной добавлением нулевых строк для формирования соответствующих нулевых элементов в векторе ν . Используя введённые обозначения, представим систему (5) в более компактном общем виде:

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\mathbf{P}}} &= \alpha(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) + [(\mathbf{E} \otimes \hat{\mathbf{P}}^T) - \hat{\mathbf{P}}(\mathbf{E} \otimes \mathbf{I}_S) \mathbf{E}_1] \mathbf{E}_0 \nu_0, \\ \dot{\mathbf{X}} &= \varphi(\mathbf{X}, t) + \mathbf{T}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}) \mathbf{E}_0 \nu_0, \end{aligned}$$

где \otimes — символ кронекеровского произведения, \mathbf{I}_S — единичный вектор-строка с размерностью S , \mathbf{E} — единичная матрица,

$$\mathbf{E}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \underbrace{0 \dots 0}_{S} & 1 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \underbrace{0 \dots 0}_{2S} & 1 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \underbrace{0 \dots \dots 0}_{S(S-1)} & 1 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \underbrace{0 \dots 0}_{S} & 1 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \underbrace{0 \dots 0}_{2S} & 1 & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \underbrace{0 \dots \dots \dots 0}_{S^2-1} & 1 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{T}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}) = \begin{pmatrix} \mathbf{G}_{11} \dots \mathbf{G}_{S1} & & & & & & \\ & \mathbf{G}_{12} \dots \mathbf{G}_{S2} & & & & & 0 \\ & & \dots & & & & \\ & & & \mathbf{G}_{1S} \dots \mathbf{G}_{SS} & & & \\ \mathbf{Q}_{11} \dots \mathbf{Q}_{S1} & & & & & & 0 \\ & \mathbf{Q}_{12} \dots \mathbf{Q}_{S2} & & & & & \\ & & \dots & & & & \\ & & & & \mathbf{Q}_{1S} \dots \mathbf{Q}_{SS} & & \end{pmatrix},$$

$$\varphi(\mathbf{X}, t) = \begin{pmatrix} \beta(\mathbf{X}, t) \\ \Psi(\mathbf{X}, t) \end{pmatrix}.$$

Окончательно данную систему можно записать в канонической форме:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \dot{\hat{\mathbf{P}}} \\ \dot{\mathbf{X}} \end{pmatrix} &= \mathbf{A}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) + \mathbf{B}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}) \nu_0, \\ \mathbf{A}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) &= \begin{pmatrix} \alpha(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) \\ \varphi(\mathbf{X}, t) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}) = \begin{pmatrix} (\mathbf{E} \otimes \hat{\mathbf{P}})^T - \hat{\mathbf{P}}(\mathbf{E} \otimes \mathbf{I}_S) \mathbf{E}_1 \\ \mathbf{T}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}) \end{pmatrix} \mathbf{E}_0. \end{aligned} \tag{6}$$

Анализ уравнений (6) показывает, что переход динамической системы (1) из одной структуры в другую полностью определяется только вектором ν_0 . Это обстоятельство позволяет сделать вывод о том,

что процедура идентификации номера текущей структуры объекта должна представлять собой поиск такого вектора ν_0 , при котором достигался бы оптимум заданного функционала качества (т. е. обеспечивалась адекватность модели (1) реальному состоянию объекта), с последующим определением номера максимальной компоненты вектора $\hat{\mathbf{P}}(t)$ вероятностей состояний [3], что соответствует определению наиболее вероятной в текущий момент времени структуры объекта. В качестве критерия оптимальности идентификации вектора состояния объекта по измерениям (2), полученным на заданном интервале времени $T = [t_0, t_k]$, можно использовать критерий минимума классического квадратичного функционала J :

$$\min J = \min \int_T \int_{\xi_*} [\mathbf{Z} - \mathbf{H}(\xi, t)]^T \mathbf{D}_W^{-1} [\mathbf{Z} - \mathbf{H}(\xi, t)] \rho(\xi, \mathbf{Z}, t) d\xi dt,$$

где ξ_* — область существования вектора состояния системы (1). При этом для обеспечения физической реализуемости системы (6) в силу так называемого «принципа Ферма» дополнительно потребуем в качестве ограничения на искомый вектор ν_0 минимальности его квадратичной формы на заданном интервале времени T для $\xi \in \xi_*$, т. е.

$$\min \int_T \nu_0^T(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) \nu_0(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) dt.$$

Учитывая, что при использовании гауссовской аппроксимации выражение для аппроксимации $\tilde{\rho}$ имеет вид

$$\tilde{\rho}(\xi, \mathbf{Z}, t) = \sum_{l=1}^S \hat{P}_l \tilde{\rho}_l(\xi, \mathbf{X}, \mathbf{Z}, t),$$

где $\tilde{\rho}_l$ — гауссовская функция, минимизируемый функционал можно представить как

$$J = \int_T \int_{\xi_*} [\mathbf{Z} - \mathbf{H}(\xi, t)]^T \mathbf{D}_W^{-1} [\mathbf{Z} - \mathbf{H}(\xi, t)] \sum_{l=1}^S \hat{P}_l \tilde{\rho}_l(\xi, \mathbf{X}, \mathbf{Z}, t) d\xi dt + \int_T \nu_0^T(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) \nu_0(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) dt. \quad (7)$$

Тогда окончательно исходную проблему можно сформулировать как задачу поиска вектора ν_0 , обеспечивающего минимум функционала (7), существующего на множестве решений системы (6), с последующим формированием оптимального вектора $\begin{pmatrix} \hat{\mathbf{P}} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix}$, что позволяет решить задачу идентификации (выбора) искомой структуры путём определения максимальной компоненты вектора $\hat{\mathbf{P}}(t)$ вероятностей состояний объекта (1).

2. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Первый этап решения — определение оптимального вектора ν_0 может быть осуществлён на основе принципа максимума [1, 4]. Гамильтониан H_* в данном случае имеет вид

$$H_*(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) = \int_{\xi_*} [\mathbf{Z} - \mathbf{H}(\xi, t)]^T \mathbf{D}_W^{-1} [\mathbf{Z} - \mathbf{H}(\xi, t)] \sum_{l=1}^S \hat{P}_l \tilde{\rho}_l(\xi, \mathbf{X}, \mathbf{Z}, t) d\xi + \\ + \nu_0^T(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) \nu_0(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) + \lambda^T [\mathbf{A}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) + \mathbf{B}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) \nu_0(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t)],$$

где λ — вектор сопряжённых переменных, откуда из условия стационарности H_* немедленно определяется оптимальный вектор

$$\nu_0^* = -\frac{1}{2} \mathbf{B}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X})^T \lambda.$$

Подстановка вектора ν_0^* в (6) и в сопряжённую систему уравнений приводит к необходимости решения двухточечной краевой задачи для следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \dot{\hat{\mathbf{P}}} \\ \dot{\mathbf{X}} \end{pmatrix} &= \mathbf{A}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) - \frac{1}{2} \mathbf{B}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}) \mathbf{B}^T(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}) \lambda, \\ \dot{\lambda} &= - \int_{\xi_*} [\mathbf{Z} - \mathbf{H}(\xi, t)]^T \mathbf{D}_{\mathbf{W}}^{-1} [\mathbf{Z} - \mathbf{H}(\xi, t)] \left(\tilde{\rho}^T \hat{\mathbf{P}}^T \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \mathbf{X}} \right)^T d\xi - \\ &- \left[\left(\frac{\partial \mathbf{A}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t)}{\partial \hat{\mathbf{P}}} \frac{\partial \mathbf{A}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t)}{\partial \mathbf{X}} \right)^T - \frac{1}{2} \lambda^T \mathbf{B}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}) \left(\frac{\partial \mathbf{B}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X})}{\partial \hat{\mathbf{P}}} \frac{\partial \mathbf{B}(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X})}{\partial \mathbf{X}} \right)^T \right] \lambda, \\ \hat{\mathbf{P}}(t_0) &= \hat{\mathbf{P}}_0, \quad \mathbf{X}(t_0) = \mathbf{X}_0, \quad \lambda(t_k) = 0, \end{aligned} \tag{8}$$

где $\tilde{\rho} = (\tilde{\rho}_1 \tilde{\rho}_2 \dots \tilde{\rho}_S)^T$, интегрирование которой исчерпывает теоретическое решение поставленной проблемы, поскольку последующий выбор максимальной компоненты вектора $\hat{\mathbf{P}}$, определяющей текущий номер структуры вектора состояния, никаких трудностей не представляет. Более того, при выборе структуры точное значение максимальной компоненты вектора $\hat{\mathbf{P}}$, по существу, не требуется, важен лишь её номер. Это позволяет при практическом решении задачи (8) использовать приближённые методы, ориентированные на достижение компромисса между точностью и объёмом вычислений. К таким методам относится, например, не раз апробированный в задачах идентификации метод приближённого инвариантного погружения [1, 4, 6], трансформирующий систему (8) в систему обыкновенных дифференциальных уравнений, решаемых в реальном масштабе времени:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \dot{\hat{\mathbf{P}}_*} \\ \dot{\mathbf{X}}_* \end{pmatrix} &= \mathbf{A}(\hat{\mathbf{P}}_*, \mathbf{X}_*, t) - \mathbf{D}(t) \int_{\xi_*} [\mathbf{Z} - \mathbf{H}(\xi, t)]^T \mathbf{D}_{\mathbf{W}}^{-1} [\mathbf{Z} - \mathbf{H}(\xi, t)] \left(\tilde{\rho}^T \hat{\mathbf{P}}_*^T \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \mathbf{X}_*} \right)^T d\xi, \\ \dot{\mathbf{D}} &= 2 \left(\frac{\partial \mathbf{A}(\hat{\mathbf{P}}_*, \mathbf{X}_*, t)}{\partial \hat{\mathbf{P}}_*} \frac{\partial \mathbf{A}(\hat{\mathbf{P}}_*, \mathbf{X}_*, t)}{\partial \mathbf{X}_*} \right) \mathbf{D} + \mathbf{D} \left(\frac{\partial \mathbf{A}(\hat{\mathbf{P}}_*, \mathbf{X}_*, t)}{\partial \hat{\mathbf{P}}_*} \frac{\partial \mathbf{A}(\hat{\mathbf{P}}_*, \mathbf{X}_*, t)}{\partial \mathbf{X}_*} \right)^T + \\ &+ \frac{1}{2} \mathbf{B}(\hat{\mathbf{P}}_*, \mathbf{X}_*) \mathbf{B}^T(\hat{\mathbf{P}}_*, \mathbf{X}_*) - \\ &- 2 \mathbf{D} \int_{\xi_*} [\mathbf{Z} - \mathbf{H}(\xi, t)]^T \mathbf{D}_{\mathbf{W}}^{-1} [\mathbf{Z} - \mathbf{H}(\xi, t)] \left(0 \left(\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \mathbf{X}_*} \right)^T \left(\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \mathbf{X}_*} \right)^T \hat{\mathbf{P}}_*^T \frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial \mathbf{X}_* \partial \mathbf{X}_*} \right)^T d\xi \mathbf{D}, \end{aligned} \tag{9}$$

где $\hat{\mathbf{P}}_*$, \mathbf{X}_* — приближённые решения системы (8), \mathbf{D} — матрица весовых коэффициентов отклонения приближённого решения от искомого [4, 6].

Для иллюстрации реальной возможности применения подобного подхода рассмотрим следующий пример.

3. ПРИМЕР

Для нелинейного стохастического процесса со случайной структурой, описываемого уравнением

$$\dot{\xi} = f^{(l)}(\xi, t) + n_t,$$

где $l = 1; 2$, $f^{(1)}(\xi, t) = -\xi^2$, $f^{(2)}(\xi, t) = -\xi + 0,01\xi^3$, n_t — нормированный белый гауссовский шум, уравнение наблюдателя имеет вид

$$Z = H(\xi, t) + W_t,$$

где $H(\xi, t) = 0,5\xi^2$, W_t — нормированный белый гауссовский шум.

Требуется осуществить идентификацию структуры процесса ξ по наблюдениям, осуществлённым на интервале времени $T = [0; 300]$ с, на основе минимизации функционала (7), где

$$\nu_0 = \begin{vmatrix} \nu_{12} \\ \nu_{21} \end{vmatrix}, \quad \rho(\xi, \hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, t) = \sum_{i=1}^2 \hat{P}_i \tilde{\rho}_i(\xi, \mathbf{X}, t),$$

$$\tilde{\rho}_i(\xi, \mathbf{X}, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R^{(i)}}} \exp \left[-\frac{(\xi - \hat{\xi}^{(i)})^2}{2R^{(i)}} \right].$$

Векторы α , β , Ψ , определяющие правые части уравнений для параметров плотности распределения процесса, в данном случае представляются следующим образом:

$$\alpha(\hat{\mathbf{P}}, \mathbf{X}, Z, t) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \hat{P}_1 \\ \hat{P}_2 \end{pmatrix} \sum_{r=1}^2 \hat{P}_r \left[(Z - 0,5 [\hat{\xi}^{(r)}]^2)^2 + [\hat{\xi}^{(r)}]^2 R^{(r)} \right],$$

$$\beta(\mathbf{X}, Z, t) = \begin{pmatrix} -[\hat{\xi}^{(1)}]^2 + R^{(1)} \hat{\xi}^{(1)} (Z - 0,5 [\hat{\xi}^{(1)}]^2) \\ -\hat{\xi}^{(2)} + 0,01 [\hat{\xi}^{(2)}]^3 + R^{(2)} \hat{\xi}^{(2)} (Z - 0,5 [\hat{\xi}^{(2)}]^2) \end{pmatrix}.$$

$$\Psi(\mathbf{X}, t) = \begin{pmatrix} 1 - 4R^{(1)} \hat{\xi}^{(1)} - (R^{(1)} \hat{\xi}^{(1)})^2 \\ 1 + 2R^{(2)} (-1 + 0,03 [\hat{\xi}^{(2)}]^2) - (R^{(2)} \hat{\xi}^{(2)})^2 \end{pmatrix}.$$

Решение задачи оптимального выбора номера структуры в приведённом примере осуществлялось на основе уравнений (9), интегрируемых на временном интервале от $T = [0; 300]$ с методом Рунге—Кутты 4-го порядка в масштабе времени поступления измерений. Интеграл в правой части вычислялся методом прямоугольников с шагом $\Delta\xi = 0,05$ при $\xi_* = [-15; 10]$. После интегрирования и формирования приближённых значений функций \hat{P}_1 , \hat{P}_2 номера структур, выбранных по признаку максимальной вероятности состояния в текущий момент времени, оказались распределёнными во времени следующим образом: на интервале $[0; 64]$ с — вторая структура; на интервале $[64; 115]$ с — первая структура; на интервале $[115; 300]$ с — вторая структура. При этом погрешность идентификации всех полученных временных интервалов, определённых после сравнения с заданными в процессе моделирования, не превысила 12 %.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, использование предложенной методики идентификации нелинейных структур позволяет не только найти принципиальное теоретическое решение задачи определения текущей структуры процесса на множестве состояний стохастической многоструктурной динамической системы, но и сохранять компромисс между требуемой точностью и необходимым объёмом вычислительных затрат на идентификацию. Это, в свою очередь, позволяет сделать вывод о возможности практического использования предложенного подхода для структурной идентификации реальных динамических нелинейных объектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Справочник по теории автоматического управления / Под ред. А. Красовского. М.: Наука, 1987.
2. Войтенков И. Н. Методы и средства дифференциального оценивания и идентификации моделей. Киев: Наукова думка, 1989.
3. Казаков И. Е., Артемьев В. М. Оптимизация динамических систем случайной структуры. М.: Наука, 1980.
4. Сейдж Э., Мелс Дж. Теория оценивания и её применение в связи и управлении. М.: Связь, 1976.
5. Чернов А. А., Ястребов В. Д. // Космические исследования. 1984. Т. 22, № 3. С.361.
6. Первачёв С. В., Перов А. И. Адаптивная фильтрация сообщений. М.: Радио и связь, 1991.

Ростовский военный институт ракетных войск,
Ростовский НИИ радиосвязи,
г. Ростов-на-Дону, Россия

Поступила в редакцию
7 июня 2001 г.

IDENTIFYING THE STRUCTURE OF A STOCHASTIC PROCESS DURING NONLINEAR MEASUREMENTS OF ITS STATE VECTOR

S. V. Sokolov and S. A. Kostin

We solve the problem of identifying the structure of a stochastic process during nonlinear measurements of its state vector on the given finite interval of time. The possible variants of practical implementation of the proposed approach are analyzed. A numerical example illustrating the efficiency of our approach is considered.