

Федеральное агентство по науке и инновациям

**Федеральное государственное научное учреждение
"Научно-исследовательский радиоп физический институт"
(ФГНУ НИРФИ)**

Препринт № 526

**АНАЛИЗ СИГНАЛА РСДБ-КОМПЛЕКСА ПРИ ПРИЕМЕ
ИМПУЛЬСНОГО МИКРОВОЛНОВОГО
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА**

Нечаева М.Б.

Нижний Новгород 2009

Нечаева М.Б. Анализ сигнала РСДБ-комплекса при приеме импульсного микроволнового радиоизлучения Солнца. // Препринт №526 – Нижний Новгород: ФГНУ НИРФИ. 2009 – 32 с.

В работе рассматривается радиоинтерферометрический метод исследования спайкоподобных событий микроволнового всплещного радиоизлучения Солнца. Проведен анализ прохождения сигнала в трактах радиоинтерферометра со сверхдлинной базой (РСДБ) и получен формальный вид отклика на протяженный импульсный источник с заданным распределением радиояркости. Рассмотрены возможности двух- и трехэлементных радиоинтерферометрических комплексов в задаче исследования спайков.

Предложены способы определения параметров источника: координат фазового центра спайка, скорости перемещения спайка по диску Солнца, размеров и формы всплеска в нескольких различных вариантах распределения радиояркости по источнику. Выполнены оценки пороговой чувствительности РСДБ-комплексов, состоящих из интерферометров с различными длинами баз и антеннами нескольких диаметров, которые могут быть задействованы в наблюдениях микроволнового солнечного радиоизлучения, а также сделаны оценки точности определения характеристик исследуемых источников.

Данная задача решается в связи с готовностью к регулярным измерениям излучения Солнца РСДБ ФГНУ НИРФИ "Старая Пустынь – Зименки" [1]. Полученные результаты могут использоваться в поиске и исследовании компактных солнечных всплесков радиоинтерферометрическими методами.

Введение

Одним из научных направлений, развиваемых в ФГНУ НИРФИ, является исследование микроволнового вспышечного радиоизлучения Солнца. Особый интерес представляет изучение спайков и спайкоподобных событий – короткоживущих радиовсплесков с узкополосным спектром (6–12 МГц). Минимальные временные масштабы спайков составляют несколько миллисекунд, а ожидаемые пространственные масштабы области их генерации – доли угловой секунды. Предполагается, что источники всплесков могут перемещаться с большими скоростями, достигающими нескольких тысяч км/с [2–5]. Экстремальные характеристики этих явлений отражают физические условия во вспышечной плазме и, в частности, фрагментацию в пространстве и во времени как самого процесса энерговыделения, так и области распространения ускоренных частиц.

Однако исследования микроволновых вспышечных событий к сегодняшнему моменту не дали однозначного ответа на вопрос о минимальном пространственном масштабе источников спайков. Такая ситуация, возможно, связана с эффектами рассеяния радиоизлучения на неоднородностях плазмы солнечной короны, масштабы и уровень, а также зависимость от солнечной активности которых на высотах меньше 2 радиусов Солнца в настоящее время недостаточно изучены.

Реализовать требуемое угловое разрешение возможно на инструментах, которые имеют существенно большую базу, а именно на системах, использующих методы радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) [6–8]. С учетом того, что для исследования спайкоподобных событий наибольший интерес в настоящее время представляет дециметровый диапазон, база этого инструмента должна быть в несколько десятков километров и, соответственно, это должен быть радиоинтерферометрический комплекс, позволяющий регистрировать интерференционный отклик за времена менее одной миллисекунды.

Так как спайки очень короткие во времени нерегулярные движущиеся источники с быстропеременной структурой, то эксперимент по радиоинтерферометрии таких событий сильно отличается по своей сложности от традиционной для радиоастрономии интерферометрии стационарных источников. Поэтому возникла необходимость проведения методического анализа радиоинтерферометрического эксперимента по исследованию солнечных вспышек, а также получения предварительных численных оценок точности определения параметров исследуемых источников.

1. Методические основы радиоинтерферометрического метода исследования компактных солнечных вспышек

1.1. Отклик двухэлементного интерферометра на излучение точечного импульсного радиисточника

Рассмотрим следующую модельную задачу: сигнал от точечного радиисточника, расположенного на диске Солнца, принимается двухэлементным мультипликативным радиоинтерферометром со сверхдлинной базой (РСДБ) (рис. 1). Воздействие среды на проходящее излучение учитывать не будем.

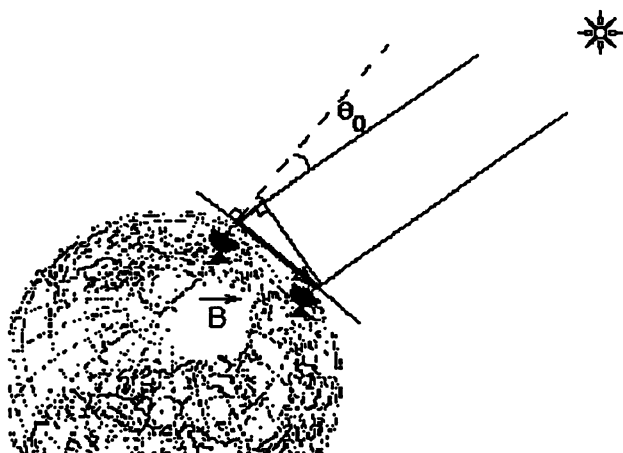


Рис. 1

Сигналы от импульсного радиисточника (спайка) на входах двух приемных антенн представим в виде интегралов Фурье:

$$S_1(t) \sim A(t) \int_{\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}} u(\omega_1) e^{j\omega_1 t} d\omega_1,$$
$$S_2(t) \sim A(t - \tau - \Delta t) \int_{\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}} u(\omega_2) e^{j\omega_2(t - \tau - \Delta t)} d\omega_2 \quad (1.1)$$

где:

ω_0 – средняя частота полосы приема $\Delta\omega$,

$A(t)$ – огибающая импульса спайка (безразмерная величина),

Δt – сдвиг между шкалами времени стандартов времени и частоты в приемных пунктах РСДБ,

$u(\omega_{1,2})$ – спектральная плотность шумового сигнала, определяемая частотными характеристиками приемных трактов (будем рассматривать типичный случай, когда спектр мощности равномерен в полосе приема),

$\tau(t)$ – время пространственной задержки между сигналами, приходящими на антенны:

$$\tau(t) = \frac{B}{c} \sin \Theta_0, \quad (1.2)$$

c – скорость света,

B – расстояние между антеннами интерферометра (база),

Θ_0 – угол между направлением на источник и нормалью к направлению базы. Из-за суточного и годичного вращения Земли, вращения Солнца, а также возможного собственного перемещения импульсного источника по Солнцу угол Θ_0 меняется во времени, т.е. $\Theta_0 = \Theta_0(t)$. Следовательно, можно представить задержку в виде:

$$\tau = \tau_H + \beta t, \quad (1.3)$$

где τ_H – задержка в момент t_0 ,

$$\beta = \left. \frac{d\tau}{dt} \right|_{t_0} \quad (1.4)$$

– скорость изменения задержки в момент времени t_0 .

В стандартной схеме высокочастотный сигнал преобразуется в сигнал промежуточной частоты путем его смещения с сильным сигналом гетеродина (или нескольких гетеродинов), частота которого ω_0 равна средней частоте полосы приема. Процесс гетеродинирования является квазилинейной операцией, которая переносит спектр принимаемого сигнала на относительно низкую промежуточную частоту. Когерентность в РСДБ достигается применением независимых гетеродинов, синхронизированных высокостабильными атомными (водородными) стандартами времени и частоты, размещенными в каждом приемном пункте интерферометра. Эти стандарты определяют также шкалы времени, в которых сигналы от радиоисточников регистрируются на носители информации.

Независимость гетеродинов приводит к тому, что их фазы имеют медленный дрейф во времени относительно друг друга. Таким образом, в сигналах гетеродинов, посылаемых к смесителям антенн, должны быть учтены фазовые члены ϕ_{r_1} и ϕ_{r_2} , являющиеся медленными функциями времени. В результате частотных преобразований выделяется сигнал на низкой промежуточной частоте.

В цепи антенны 1 и антенны 2 получаем сигналы:

$$U_1 \sim A(t) \int_{-\frac{\Delta\omega}{2}}^{\frac{\Delta\omega}{2}} u(\Omega_1 + \omega_0) e^{j[\Omega_1 t - \phi_{r_1}]} d\Omega_1 \quad (1.5)$$

$$U_2 \sim A(t - \Delta t - \tau) \int_{-\frac{\Delta\omega}{2}}^{\frac{\Delta\omega}{2}} u(\Omega_2 + \omega_0) e^{j[(\Omega_2 - F)t - (\Omega_2 + \omega_0)(\tau + \Delta t) - \phi_{r_2}]} d\Omega_2,$$

где:

$$\Omega_1 = \omega_1 - \omega_0, \quad \Omega_2 = \omega_2 - \omega_0,$$

F – некоторая частотная расстройка известной величины, вводимая в сигнал гетеродина 2-го пункта для компенсации доплеровского сдвига частоты из-за вращения Земли.

Выражения (1.5) справедливы с точностью до постоянных коэффициентов, учитывающих усиление сигналов в приемных трактах, которые могут быть определены в процессе калибровочных измерений.

Сигналы в приемных пунктах оцифровываются и в квантованном виде записываются на носители информации для дальнейшей передачи в центр обработки РСДБ-информации. В центре обработки выравниваются времена прохождения излучения от источника до приемных антенн, т.е. компенсируется пространственная задержка τ , а также сдвиг шкал времени Δt введением расчетного временного сдвига τ_0 . Далее, ищется взаимная корреляция между сигналами. Сигналы от каждой пары антенн, задействованных в эксперименте, перемножаются между собой и усредняются в течение некоторого времени предварительного накопления T_1 , что позволяет подавить шумы исходных сигналов.

$$\begin{aligned}
 V_T(t_0, \tau_0) = & \frac{1}{2T_1} \int_{t_0 - \frac{T_1}{2}}^{t_0 + \frac{T_1}{2}} U_1(t) \cdot U_2^*(t + \tau_0) dt + \\
 & + \frac{1}{2T_1} \int_{t_0 - \frac{T_1}{2}}^{t_0 + \frac{T_1}{2}} U_1^*(t) \cdot U_2(t + \tau_0) dt
 \end{aligned}
 \tag{1.6}$$

В (1.6) звездочка означает комплексное сопряжение.

Предварительное накопление позволяет существенно сжать количество информации на выходе коррелятора. Величина T_1 выбирается такой, чтобы при усреднении не сглаживалось интерференционное колебание на выходе коррелятора, т.е.:

$$T_1 \ll 2\pi/\omega_u, \tag{1.7}$$

где ω_u – частота интерференции:

$$\omega_u = \beta\omega_0. \tag{1.8}$$

При этом нужно учитывать, что время накопления должно быть больше времени корреляции исходных шумовых сигналов:

$$T_1 \gg 2\pi/\Delta\omega_0 \approx \tau_{кор} \tag{1.9}$$

Полагая случайный процесс $u(\omega)$ – эргодическим, усреднение во времени можно заменить статистическим усреднением по ансамблю реализаций с относительной среднеквадратичной погрешностью:

$$\sqrt{\frac{2\tau_{кор}}{T_1}} \ll 1. \tag{1.10}$$

Отметим, что в РСДБ используются комплексные корреляторы различных типов [9], на выходе которых формируется действительная и мнимая составляющие сигнала коррелятора. Такой способ корреляции позволяет исследовать амплитуду и фазу взаимной корреляционной функции $V_T(t, \tau_0)$.

После интегрирования по переменным Ω_1, Ω_2 получим выражение для среднего статистического результата перемножения сигналов в корреляторе:

$$\begin{aligned}
 V_T(t) = & \frac{1}{2T_1} A(t)A(t - \tau + \tau_0 - \Delta t) \times \\
 & \times V_0 e^{j[F(t+\tau_0) + \omega_0(\tau + \Delta t) + \Delta\phi]} R(\tau + \Delta t - \tau_0),
 \end{aligned}
 \tag{1.11}$$

где $\Delta\phi = \phi_{\Gamma_2} - \phi_{\Gamma_1}$, τ_0 – вводимая задержка,

$$V_0 = \sqrt{w_1 w_2} V \quad (1.12)$$

V_0 – взаимнокоррелированная мощность шумового заполнения сигналов спайков на выходе интерферометра, w_1 и w_2 – мощности шумовых сигналов в каждом из приемных трактов. Эти величины обычно измеряются в каждом приемном пункте в процессе калибровочной процедуры.

V – коэффициент взаимной корреляции, в общем случае – комплексная величина. Если не учитывать собственных шумов приемных систем и излучения фона, то $|V|$ имеет смысл известной функции видности [10,11]:

$$|V| = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}}, \quad (1.13)$$

где E_{\max} и E_{\min} – яркость интерференционного максимума и яркость интерференционного минимума. Видность характеризует угловые размеры радиисточника.

$$R(\tau + \Delta t - \tau_0) = \frac{\sin \left[\frac{\Delta \omega}{2} (\tau + \Delta t - \tau_0) \right]}{\frac{\Delta \omega}{2} (\tau + \Delta t - \tau_0)}. \quad (1.14)$$

$R(\tau + \Delta t - \tau_0)$ – корреляционная огибающая, ширина $\Delta \tau_0$ которой по координате τ_0 определяется полосой частот:

$$\Delta \tau_0 = \frac{2\pi}{\Delta \omega}; \quad (1.15)$$

При обработке добиваются, чтобы $\tau_0 = \tau + \Delta t$, т.е. вводимая задержка полностью компенсировала сумму пространственной задержки τ и сдвига шкал времени Δt , при этом $R=1$. Таким образом, выходной сигнал коррелятора в максимуме функции R имеет вид синусоиды с частотой ω_u .

Дальнейшая обработка заключается в спектральном анализе интерференционного сигнала $V_T(t)$ с накоплением его энергии в течение времени интегрирования T :

$$Y(\Omega) = \frac{1}{T} \int_{t_0 - \frac{T}{2}}^{t_0 + \frac{T}{2}} A(t) A(t - \tau - \Delta t + \tau_0) \times \\ \times V_0 e^{j[(F + \omega_0 \beta - \Omega)t + \omega_0(\tau_H + \Delta t) + \Delta \phi + F\tau_0]} R(\tau) dt, \quad (1.16)$$

Для исследования изменения структуры спайка от времени необходимо, чтобы время интегрирования было меньше ожидаемой длительности огибающей спайка, т.е. было бы в пределах 1÷10 миллисекунд. Тогда все составляющие, слабо зависящие от времени, можно вынести за знак интеграла в (1.16):

$$Y(\Omega) \sim A(t_0)A(t_0 - \tau_H - \Delta t + \tau_0)V_0 e^{j(\omega_0(\tau_H + \Delta t) + \Delta\phi + F\tau_0)} \times \\ \times R(\tau_H + \Delta t - \tau_0) \frac{1}{T} \int_{t_0 - \frac{T}{2}}^{t_0 + \frac{T}{2}} e^{j(F + \omega_0\beta - \Omega)t} dt = \quad (1.17)$$

$$= \frac{1}{2} A(t_0)A(t_0 - \tau_H - \Delta t + \tau_0)V_0 e^{j(\omega_0(\tau_H + \Delta t) + \Delta\phi + F\tau_0)} \times \\ \times R(\tau_H + \Delta t - \tau_0)S(F + \omega_0\beta - \Omega)e^{j(F + \omega_0\beta - \Omega)t_0},$$

где

$$S(F + \omega_0\beta - \Omega) = \frac{\sin\left[\frac{T}{2}(F + \omega_0\beta - \Omega)\right]}{\frac{T}{2}(F + \omega_0\beta - \Omega)}. \quad (1.18)$$

S – спектральная огибающая корреляционного сигнала. Ее ширина по координате Ω определяется временем интегрирования:

$$\Delta\Omega = \frac{2\pi}{T} \quad (1.19)$$

При спектральном анализе добиваются, чтобы

$$\Omega = F + \omega_0\beta, \quad (1.20)$$

т.е. чтобы частота Фурье-анализа Ω полностью компенсировала сумму частот интерференции и сдвига частот гетеродинов F ; тогда $S=1$.

Выражение (1.17) описывает спектр мощности выходного сигнала интерферометра при приеме сигналов от импульсного точечного источника. Это комплексная функция переменных τ_0 и Ω .

При исследовании выходного сигнала могут быть измерены следующие величины:

1) τ_0^{\max} – временная задержка, максимизирующая корреляционную функцию R , измеряя которую можно определить направление прихода сигнала, т.е. угловую координату спайка (см. п. 3.1). По корреляционной огибающей можно различить между собой несколько одновременно возникших спайков.

2) $\omega_0 \tau_H$ – фаза спектра мощности, по изменению которой можно различить два или несколько близких спайков (если это невозможно сделать по переменной τ_0) для достаточно близких между собой событий во времени, т.к. величина $\Delta\phi$ дрейфует во времени.

3) Ω^{\max} – частота максимума спектра мощности сигнала интерферометра, по измерениям которой можно определить скорость движения спайков, а также различить несколько спайков, движущихся с разными скоростями (см. п. 3.2).

4) $A^2(t_0)V_0$ – взаимнокоррелированная мощность сигналов, поступающих на вход коррелятора. При соответствующих калибровочных измерениях можно получить величину функции видности V и исследовать ее изменение внутри спайка, меняя t_0 . По видности можно определить угловые размеры спайков, как это будет показано в п. 3.3.

1.2. Сигнал интерферометра при приеме излучения протяженного источника с заданным распределением радиояркости

Рассмотрим отклик интерферометра на радиоизлучение протяженного источника с заданным распределением радиояркости. Представим источник как совокупность точечных изображений и, просуммировав отклик каждого из них, получим выражение для сигнала интерферометра. Таким образом, в выходном сигнале (1.17) вместо составляющей $V_0 e^{j\omega_0 \tau_H}$ появится выражение [11]:

$$V_K = \int I(\xi) e^{j \cdot 2\pi \cdot \mathbf{b}(s(t) + \xi)} d\xi, \quad (1.21)$$

где: $I(\xi)$ – распределение яркости, \mathbf{b} – вектор базы интерферометра, выраженный в длинах волн, \mathbf{s} – единичный вектор, определяющий направление на фазовый центр источника, $(\mathbf{s} + \xi)$ – координаты некоторой точки в плоскости, перпендикулярной направлению на источник. Интегрирование в (1.21) проводится по размеру источника.

Под величиной τ_H далее будем понимать пространственную задержку для направления на фазовый центр источника:

$$\tau_H = \frac{2\pi}{\omega_0} \mathbf{b}\mathbf{s} \quad (1.22)$$

Если угловой размер источника сравним с размером диаграммы направленности антенны, то фазовый член в выражении (1.21) можно приближенно записать следующим образом:

$$\mathbf{b}(\mathbf{s} + \xi) = \mathbf{b}\mathbf{s} + \mathbf{b}\xi \approx \mathbf{b}\mathbf{s} + \mathbf{b}_0 \xi, \quad (1.23)$$

где \mathbf{b}_0 – проекция базы \mathbf{b} на плоскость, перпендикулярную направлению на источник.

Тогда выражение (1.21) примет вид:

$$V_K = e^{j2\pi \cdot \mathbf{b} \cdot \mathbf{s}(t)} \int I(\xi) e^{j2\pi \cdot \mathbf{b}_0 \cdot \xi} d\xi = V e^{j2\pi \cdot \mathbf{b} \cdot \mathbf{s}(t)}, \quad (1.24)$$

где

$$V = \int I(\xi) e^{j2\pi \cdot \mathbf{b}_0 \cdot \xi} d\xi \quad (1.25)$$

– функция видности, которая определяет интерференционную картину источника. Амплитуда функции видности пропорциональна амплитуде интерференционной картины, а аргумент равен фазовому сдвигу интерференционной картины по отношению к отклику на точечный источник в фазовом центре.

Приведем некоторые геометрические соотношения. Для записи векторов базы и направления на источник будем использовать правую декартову систему координат, жестко связанную с Землей, с началом в центре масс Земли. Геометрия и используемые системы координат показаны на рис. 2. Ось X лежит в плоскости экватора и направлена на меридиан Гринвича, ось Z направлена к северному полюсу мира, ось Y дополняет систему систему до правой [12].

В этой системе координат:

$$\mathbf{b}(H, D) = \begin{pmatrix} b_X \\ b_Y \\ b_Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |\mathbf{b}| \cos D \cos H \\ -|\mathbf{b}| \cos D \sin H \\ |\mathbf{b}| \sin D \end{pmatrix}, \quad (1.26)$$

$$\mathbf{s}(h, \delta) = \begin{pmatrix} s_X \\ s_Y \\ s_Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta \cos h \\ -\cos \delta \sin h \\ \sin \delta \end{pmatrix}, \quad (1.27)$$

$$\xi = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta h \cos \delta \\ \Delta \delta \end{pmatrix}, \quad (1.28)$$

где: D и H – склонение и часовой угол базы интерферометра, δ и h – склонение и часовой угол источника, x – смещение от фазового центра источника к востоку по h , y – смещение к северу по δ , если смотреть со стороны источника.

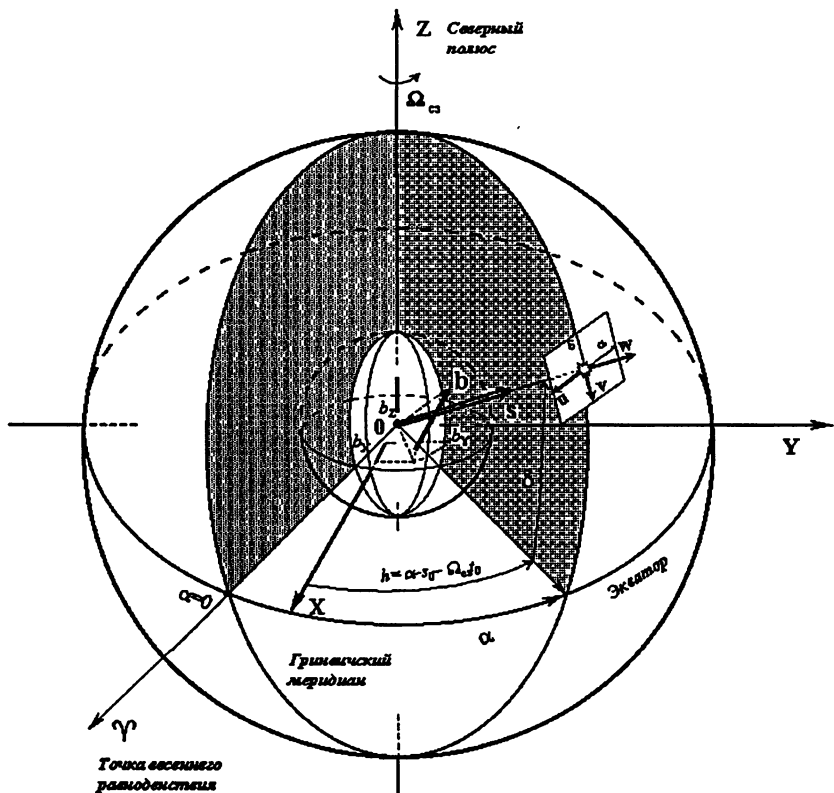


Рис. 2

Часовой угол равен: $h = \alpha - s_0 - \Omega_{\text{З}} t_0$, где α – прямое восхождение, s_0 – звездное время в 0^{h} всемирного времени, $\Omega_{\text{З}}$ – угловая скорость вращения Земли. В РСДБ часовой угол отсчитывается относительно Гринвичского меридиана на восток.

Обычно в окрестности источника применяют астрометрическую ортогональную систему координат (u, v, w) , движущуюся со скоростью суточного вращения Земли, в которой ось w совпадает с направлением на источник, ось u направлена с востока на запад (противоположно направлению возрастания α), ось v направлена с севера на юг (противоположно возрастанию δ). В этой системе координат вектор \mathbf{b}_0 разлагается на компоненты u и v соответственно, которые записываются в виде:

$$\begin{cases} u = b_X \sin h - b_Y \cos h \\ v = b_X \sin \delta \cos h + b_Y \sin \delta \sin h - b_Z \cos \delta \end{cases} \quad (1.29)$$

где b_X, b_Y, b_Z – проекции базовой линии в декартовой гринвичской системе координат (см.(1.26)).

Из выражения (1.25) следует, что функция видности является преобразованием Фурье распределения радиояркости источника:

$$I(\xi) = \int V(\mathbf{b}_0) e^{-j2\pi \cdot \mathbf{b}_0 \cdot \xi} d\mathbf{b}_0 \quad (1.30)$$

Таким образом, выражения для функции видности и распределения радиояркости примут вид:

$$V(u, v) = \int dx \int I(x, y) e^{j2\pi(ux+vy)} dy \quad (1.31)$$

$$I(x, y) = \int du \int V(u, v) e^{-j2\pi(ux+vy)} dv \quad (1.32)$$

Подставляя соотношения (1.24), (1.31), (1.21) в (1.17), получим:

$$Y(\Omega) = A(t_0) A(t_0 - \tau_H - \Delta t + \tau_0) R(\tau_H + \Delta t - \tau_0) S(F + \omega_0 \beta - \Omega) \times \\ \times e^{j(F + \omega_0 \beta - \Omega)t_0} e^{j(\omega_0 \Delta t + \Delta \phi + F \tau_0)} e^{j\omega_0 \tau_H} \int dx \int I(x, y) e^{j2\pi(ux+vy)} dy \quad (1.33)$$

Выражение (1.33) представляет собой спектр мощности сигнала интерферометра при приеме импульсного излучения протяженного источника. Параметры τ_H, β, u и v в (1.33) зависят от момента времени наблюдения t_0 из-за движения источника по небу и возможного изменения его конфигурации в процессе развития спайка.

2. Чувствительность радиоинтерферометрических наблюдений спайков Солнца

Обычно в радиоастрономии приращение антенной температуры от наблюдаемых радиоисточников невелико, поэтому чувствительность радиотелескопа определяется, главным образом, случайными шумовыми флуктуациями, которые обусловлены свечением неба, излучением Земли, проникающим через боковые лепестки диаграммы направленности антенны, и шумами приемников.

Специфика интерференционных наблюдений компактных радиоисточников на Солнце состоит в том, что само Солнце является мощным источником радиоизлучения и, будучи разрешенным диаграммой направленности интерферометра, оно будет создавать на входах интерферометра некоррелированные шумы, намного превосходящие остальные составляющие (шумы аппаратуры и распределенного фонового излучения).

Действительно, при использовании в интерферометре даже малой антенны с площадью приема: $A \approx 3 \text{ м}^2$ антенная температура T_{Ac} от Солнца при плотности потока его излучения [13]:

$$S_C \approx 5 \cdot 10^{-21} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{Гц}} \quad (2.1)$$

будет равна:

$$T_{Ac} = \frac{S_C A}{2k} \approx 540 \text{ К}, \quad (2.2)$$

тогда как фоновое излучение на длине волны $\lambda \approx 50 \text{ см}$ дает антенную температуру [10]:

$$T_{A\phi} \approx 20 \text{ К}. \quad (2.3)$$

Приемник в этом диапазоне с неохлаждаемым МШУ имеет температуру не ниже $T_w \approx 80^\circ \text{К}$.

Обычно спайки проявляются в активной области Солнца, угловой размер которой составляет в оптическом диапазоне до 5 угловых минут. Активная зона обнаруживается оптическими и радиосредствами, а ее положение на Солнце прогнозируется на достаточно длительный промежуток времени. Поэтому для исследования активной области, где могут возникнуть спайки, используются, кроме малых антенн, антенны большого диаметра, ширина диаграммы направленности которых меньше углового диаметра Солнца.

Найдем отношение сигнала спайка к шуму на выходе двухэлементного радиоинтерферометра, которое определяется отношением коррелированной мощности излучения от компактного источника к среднеквадратичному значению мощности выходных шумов. Так как мощность принимаемых сигналов на входе приемника пропорциональна антенной температуре [14], то мощность сигнала от компактного радиоисточника равна:

$$P_k = k T_A \Delta f, \quad (2.4)$$

мощность шума равна:

$$P_w = k T_w \Delta f. \quad (2.5)$$

Следовательно:

$$\left(\frac{c}{w} \right)_{\text{вых}} = \Gamma \sqrt{\frac{T_{A_1}^K T_{A_2}^K}{T_{w_1} T_{w_2}}} \sqrt{\Delta f T}, \quad (2.6)$$

где:

Γ – аппаратный коэффициент, определяемый типом интерферометра; для РСДБ, использующего, как правило, знаковое представле-

ние информативных сигналов, $\Gamma=0.63$ при двухбитовом квантовании [9];

$\sqrt{\Delta f T}$ – число независимых отсчетов, определяемое выбранной частотной полосой приема (в нашем случае $\Delta f=2$ МГц), и величиной времени когерентного накопления T , которое ограничивается временем жизни всплеска и может составлять $1 \div 100$ мс;

$T_{A_{1,2}}^K$ – приращение антенных температур от компактного источника;

$T_{ш_{1,2}}$ – эквивалентная суммарная шумовая температура на входе первого и второго приемников. В общем случае:

$$T_{ш_{1,2}} = T_{A_{1,2}}^C + T_{A_{1,2}}^K + T_{1,2}^{\Pi} \quad (2.7)$$

где $T_{1,2}^{\Pi}$ – шумовая температура приемных систем, $T_{A_{1,2}}^C$ – приращение антенных температур от интегрального излучения Солнца.

Так как шумы приемных систем малы по сравнению с шумами от Солнца, то будем считать:

$$T_{ш_{1,2}} \approx T_{A_{1,2}}^C + T_{A_{1,2}}^K \quad (2.8)$$

В общем виде приращение антенной температуры от источника записывается в виде [14]:

$$T_A = \frac{A}{\lambda^2} \int_{4\pi} T_{Я}(\Omega) F(\Omega) d\Omega, \quad (2.9)$$

где: $T_{Я}(\Omega)$ – распределение яркостной температуры по источнику, A – эффективная площадь антенны, $F(\Omega)$ – нормированная диаграмма направленности антенны по мощности, причем:

$$\int_{4\pi} F(\Omega) d\Omega = \frac{\lambda^2}{A} \quad (2.10)$$

Если считать, что Солнце имеет равномерное распределение радиояркостности по диску (это достаточно верно для длин волн $\lambda=5 \div 50$ см [13]), то соотношение между распределением радиояркостности $I_C(\Omega)$ и соответствующей ей яркостной температурой, определяемой классическим релеевским приближением закона излучения, можно записать в следующем виде:

$$I_C(\Omega) = \frac{S_C}{\Omega_K} = \frac{2k}{\lambda^2} T_{Я} \quad (2.11)$$

или

$$T_{Я} = \frac{\lambda^2 S_C}{2k \Omega_K}, \quad (2.12)$$

где: S_C – плотность потока солнечного радиоизлучения, Ω_K – телесный угол спайка.

Найдем антенную температуру от компактных источников $T_{A_{1,2}}^K$.

Так как размеры таких источников малы, то можно предположить, что они являются точечными для антенн любого диаметра. В этом случае выражение (2.9) с учетом (2.12) принимает вид:

$$T_{A_{1,2}}^K = \frac{A_{1,2}}{\lambda^2} T_{Я} \Omega_K. \quad (2.13)$$

Следовательно,

$$T_{A_{1,2}}^K = \frac{A_{1,2} S_K}{2k}, \quad (2.14)$$

где S_K – плотность потока излучения компактного радиоисточника.

Получим выражение для приращения антенной температуры от Солнца. Для малых антенн, диаграмма направленности которых значительно шире углового диаметра Солнца (т.е. для которых Солнце – компактный источник), антенная температура от Солнца определяется аналогично (2.14):

$$T_{A_{1,2}}^C = \frac{A_{1,2} S_C}{2k}. \quad (2.15)$$

Для большой антенны, главный лепесток диаграммы направленности которой намного уже углового размера солнечного диска, выражение (2.9) с учетом (2.10) преобразуем следующим образом:

$$T_{A_{1,2}}^C = \frac{A_{1,2}}{\lambda^2} T_{Я}^C \int_{4\pi} F(\Omega) d\Omega = T_{Я}^C. \quad (2.16)$$

Выразим $T_{Я}^C$ через плотность потока S_C :

$$T_{A_{1,2}}^C = \frac{\lambda^2 S_C}{2k \Omega_C}, \quad (2.17)$$

где $\Omega_C \approx 6 \cdot 10^{-5}$ стерад – телесный угол Солнца.

Из выражения (2.17) следует, что антенная температура от Солнца для большой антенны не зависит от ее параметров.

Используя полученные выражения (2.14), (2.15), (2.17), найдем отношение сигнала от компактного источника к шуму, создаваемому

Солнцем на выходе интерферометра для нескольких возможных вариантов:

а) радиоинтерферометр состоит из двух малых антенн:

$$\left(\frac{c}{u}\right) = \Gamma \sqrt{\Delta f T} \frac{S_K}{S_K + S_C}, \quad (2.18)$$

б) радиоинтерферометр состоит из малой и большой антенны:

$$\left(\frac{c}{u}\right) = \Gamma \sqrt{\Delta f T} \frac{S_K^2}{\sqrt{(S_C + S_K) \left(S_C \frac{\lambda^2}{\Omega_C A} + S_K \right)}}, \quad (2.19)$$

в) радиоинтерферометр состоит из двух больших антенн:

$$\left(\frac{c}{u}\right) = \Gamma \sqrt{\Delta f T} \frac{S_K^2}{\sqrt{\left(S_C \frac{\lambda^2}{A_1 \Omega_C} + S_K \right) \left(S_C \frac{\lambda^2}{A_2 \Omega_C} + S_K \right)}}. \quad (2.20)$$

Соотношения (2.18), (2.19) и (2.20) позволяют сделать оценки для пороговой чувствительности интерферометров, используемых в эксперименте. Будем считать, что поток от компактного источника является обнаружимым, если

$$\left(\frac{c}{u}\right) \geq 3. \quad (2.21)$$

Полагая безразмерный коэффициент Γ равным 0.63, полосу приема $\Delta f = 2$ МГц, время интегрирования $T = 1$ мс, рассчитаем величины пороговой чувствительности рассмотренных интерферометров. Введем следующее обозначение для телесного угла диаграммы направленности приемной антенны: $\Omega_{1,2} = \lambda^2 / A_{1,2}$.

Для случая (а):

$$\left(\frac{S_K}{S_C}\right)_{\text{пор}} = 0.12. \quad (2.22)$$

Для случая (б):

$$\begin{aligned} \left(\frac{S_K}{S_C}\right)_{\text{пор}} &= \\ &= 5.7 \cdot 10^{-3} \left[\left(\frac{\Omega_1 + \Omega_2}{\Omega_C}\right) + \sqrt{\left(\frac{\Omega_1 + \Omega_2}{\Omega_C}\right)^2 + 3.5 \cdot 10^2 \cdot \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega_C^2}} \right] \end{aligned} \quad (2.23)$$

Для случая (в):

$$\left(\frac{S_K}{S_C}\right)_{пор} = 5.7 \cdot 10^{-3} \left[\left(\frac{\Omega_1 + \Omega_2}{\Omega_C}\right) + \sqrt{\left(\frac{\Omega_1 + \Omega_2}{\Omega_C}\right)^2 + 3.5 \cdot 10^2 \cdot \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega_C^2}} \right] \quad (2.24)$$

На рис. 3 показана зависимость пороговой чувствительности от длины волны для трех базовых линий. Выбор формулы для оценки пороговой чувствительности определяется соотношением ширины главного лепестка диаграммы направленности приемной антенны:

$$\Theta_{1,2}^{2л} = \frac{\lambda}{D_{1,2}}, \quad (2.25)$$

($D_{1,2}$ – диаметр антенны), и размером солнечного диска (30'):

$$\Theta_C = 8.7 \cdot 10^{-3} \text{ рад.} \quad (2.26)$$

Экстремальные значения пороговой чувствительности на полученных кривых соответствуют длинам волн, на которых значения ширины диаграммы направленности одной из антенн близки к угловому размеру солнечного диска. В этих точках при вычислениях чувствительности осуществляется переход от одной формулы к другой.

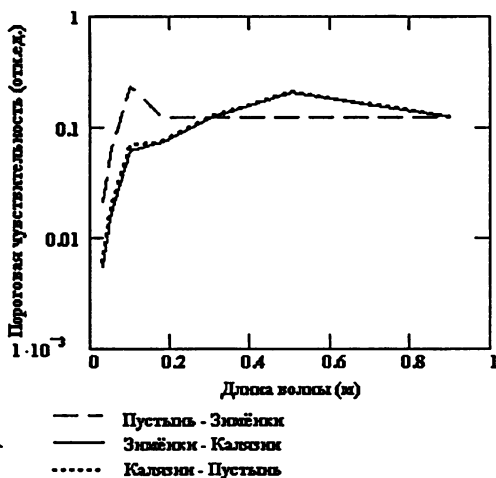


Рис. 3

Выше отмечалось, что интенсивность спайков достигает величины 10-20% от интенсивности излучения Солнца в дециметровом диапазоне длин волн. Из полученных оценок следует, что интерференция от спайков может быть уверено обнаружена даже при временах накопления около 1 мс.

3. Трехэлементный комплекс РСДБ в задаче изучения коротких всплесков радиоизлучения Солнца

Из выражения (1.32) следует, что для того, чтобы получить подробное распределение радиояркости по источнику необходимо наблюдать его в широких пределах изменения проекций баз u и v . В радиоастрономии для этого используют многоэлементные радиоинтерферометры в сочетании с использованием для изменения u и v вращения Земли – суперсинтез [9]. При радиоинтерферометрии спайков последней возможности нет, поскольку время существования спайка очень мало и возможно изменение конфигурации спайка в течение его длительности. При наблюдении спайков двух- и трехэлементным радиоинтерферометром существует крайний дефицит получаемой информации, так как имеется фактически мгновенная "фотография" интерференции от спайка и лишь при ограниченном наборе u и v . Разрешающей способностью по обеим угловым координатам обладает радиоинтерферометр, состоящий минимум из трех приемных пунктов и имеющий три базовые линии, замкнутые в треугольник.

Рассмотрим возможности трехэлементного комплекса РСДБ в задаче наблюдений спайков, как элементарной ячейки более многоэлементных систем, и сделаем оценки точности основных информативных параметров сигнала интерферометра.

При дальнейшем анализе будем считать, что используется комплекс РСДБ, который включает в себя радиотелескопы РАО ФГНУ НИРФИ в Старой Пустыни (РТ-14) и Зименках (РТ-15), а также радиотелескоп РТ-64 (г. Калязин, ПРАО АКЦ, ОКБ МЭИ). Структура комплекса показана на рис. 4. Отметим, что имеющийся комплекс может быть расширен задействованием радиотелескопов РТ-70 (РИ НАНУ, НЦУИКС, г. Евпатория, Украина) и РТ-32 (VIRAC, г. Вентспилс, Латвия). Данная сеть определена наличием действующей аппаратуры на пунктах на частотах 327, 610 или 1665 МГц. Пункт РТ-32 в Вентспилсе оснащен приемной аппаратурой ФГНУ НИРФИ. При взаимной договоренности этот РСДБ-комплекс может быть задействован без особых затрат, хотя часть параметров может быть не оптимальна.

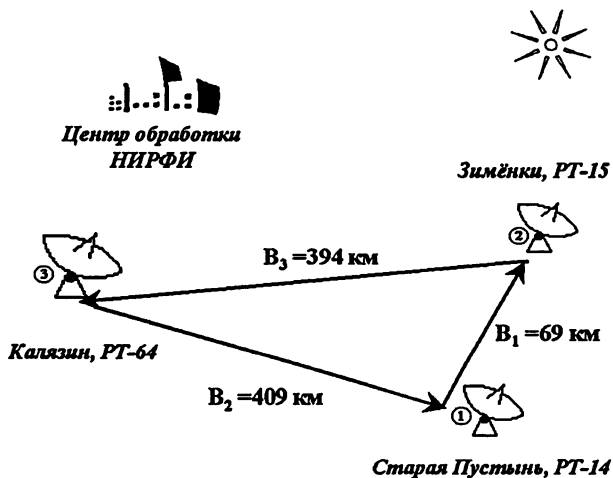


Рис. 4

Центр обработки результатов наблюдений расположен в НИРФИ. Предположим, что наблюдения проводятся на частоте 1665 МГц, регистрация сигнала осуществляется в полосе частот $\Delta f = 2$ МГц.

Пусть интерферометрический комплекс ведет наблюдение радиоисточника, расположенного в центре солнечного диска в середине лета в полдень (его склонение $\delta = 20^\circ$, часовой угол $h = 50^\circ$). Предполагаем, что плотность потока излучения компактной вспышки S_K составляет 10% от плотности потока излучения спокойного Солнца $S_C \approx 50$ есп и равна $S_K = 5$ есп.

По современным представлениям процесс появления спайков солнечных вспышек на фоне "спокойного" Солнца может развиваться следующим образом: сначала появляется протяженная по размерам активная область, угловая и временная размерность которой может составлять несколько минут. В процессе её развития может "вспыхнуть" источник с размерами в десятки угловых секунд и длительностью $1 \div 10$ минут. На его фоне часто наблюдаются спайкоподобные события длительностью порядка $1 \div 100$ мс и ожидаемыми размерами $0.01 \div 1''$. Таких источников с пространственным разнесением в пределах активной зоны может вспыхнуть несколько одновременно, либо с перекрытием по времени существования. При этом они могут двигаться с достаточно большими скоростями (до десятков тысяч км/с).

Диаграммы направленности антенн интерферометрического комплекса выделяют участок солнечного диска, где ожидается появление всплесков. До появления вспышки радиointерферометр принимает излучение "спокойного" Солнца и протяженной активной области. Обычно интерферометрический отклик в такой ситуации мал или выделяется по временным признакам, поскольку при больших базах угловые размеры такого источника много больше ширины лепестка диаграммы направленности интерферометра.

Если предположить, что распределение радиояркости по всплещной области подчиняется гауссову закону (см. п. 3.3), то при размерах вспышки $\sigma=3''$ нормированная функция видности базы Зименки – Старая Пустынь равна:

$$V \approx 2.7 \cdot 10^{-6}. \quad (3.1)$$

Сигнал считается уверенно обнаружимым при отношении мощности сигнала к мощности шума на выходе системы $c/u=3$, при этом пороговая чувствительность интерферометра не превышает значения

$$\left(\frac{S_K}{S_C} \right)_{пор} \approx 10^{-3}. \text{ Так как } S_K \sim V, \text{ то даже при плотности потока от}$$

всплещной области, равной плотности потока интегрального излучения Солнца, обнаружить сигнал протяженной всплещной области не удастся, поэтому $Y_{np} \rightarrow 0$.

При возникновении в наблюдаемой области двухкомпонентной вспышки выражение для спектра мощности выходного сигнала интерферометра с базой B_i с учетом соотношения (1.33) принимает вид:

$$\begin{aligned} Y_i &= Y_{np} + Y_i^{(1)} + Y_i^{(2)} = \\ &= \sum_{k=1}^2 A_k(t_0) A_k(t_0 - \tau_{H_i}^{(k)} + \tau_0) R(\tau_{H_i}^{(k)} - \tau_0) S(\omega_0 \beta_i^{(k)} - \Omega) \times \\ &\quad \times V_i^{(k)} e^{j\omega_0 \tau_{H_i}^{(k)}} e^{j(\omega_0 \beta_i^{(k)} - \Omega)t_0}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где $k=(1), (2)$ – номер спайка.

Будем считать, что параметры векторов базовых линий и вращения Земли, а также технические параметры Δt (рассинхронизация шкал времени) и F (разность частот гетеродинов в приемных пунктах) точно известны из калибровочных наблюдений внегалактических радиоисточников, как это практикуется в РСДБ [9]. Поэтому при записи (3.2) несущественные в данном случае параметры Δt , F , $\Delta \phi$ опущены. Кроме этого, в каждом приемном пункте производятся калибровочные измерения интенсивностей принимаемых сигналов.

3.1. Определение угловых координат фазового центра спайка

Направление прихода излучения от исследуемого источника определяется из измеряемого времени задержки τ_0^{\max} , максимизирующего корреляционную огибающую R (1.14). При этом τ_0^{\max} равно геометрической задержке τ_H . В трехэлементном интерферометрическом комплексе времена пространственной задержки для каждой из баз записываются в виде:

$$\begin{cases} \tau_{H_1} = \frac{2\pi}{\omega_0} \mathbf{b}_1 \mathbf{s} \\ \tau_{H_2} = \frac{2\pi}{\omega_0} \mathbf{b}_2 \mathbf{s} \\ \tau_{H_3} = \frac{2\pi}{\omega_0} \mathbf{b}_3 \mathbf{s} \end{cases} \quad (3.3)$$

Распишем вектора \mathbf{b} и \mathbf{s} через проекции, используя соотношения (1.26) и (1.27), учитывая, что $\mathbf{B}=\mathbf{b}\lambda$. Тогда система (3.3) примет вид:

$$\tau_{H_i} = \frac{1}{c} [B_{X_i} \cos \delta \cos h + B_{Y_i} \cos \delta \sin h + B_{Z_i} \sin \delta], \quad (3.4)$$

где i – номер базовой линии в РСДБ-комплексе, $i=1, 2, 3$.

Используя известные значения для проекций векторов баз и измеряя τ_{H_i} , можно решить систему из трех уравнений (3.4) относительно неизвестных h и δ методом наименьших квадратов и тем самым найти координаты фазового центра источника. Таким образом, трехэлементный комплекс позволяет однозначно решить координатную задачу.

Запишем оценочные соотношения для погрешности определения угловой координаты:

$$\varepsilon_{h,\delta} < M_1 \frac{\varepsilon_{\tau_{H_i}} c}{B_0}, \quad (3.5)$$

где $\varepsilon_{\tau_{H_i}}$ – погрешность измерения временной задержки, B_0 – эффективный поперечный размер апертуры интерферометра, $M_1 \leq 2 \div 3$ – геометрический коэффициент, определяемый положением радиоисточника относительно плоскости апертуры интерферометра.

Погрешность измерения задержки имеет вид:

$$\varepsilon_{\tau_{H_i}} = \varepsilon_{\tau_{0_i}} \approx \left(\frac{c}{u} \right)_i^{-1} \frac{1}{\Delta f}, \quad (3.6)$$

где Δf – полоса приема ($\Delta f=2$ МГц), (c/u) – отношение мощности сигнала к мощности шума на выходе системы. С помощью (2.18) вычислим соотношение (c/u) при времени накопления, равном $T=10$ мс:

$$\left(\frac{c}{u}\right)_1 = \left(\frac{c}{u}\right)_2 = \left(\frac{c}{u}\right)_3 \quad (3.7)$$

Тогда погрешность измерения τ_{H_i} составит $\varepsilon_{\tau_{H_i}} = 62$ нс. Полагая $M_1=2$, а $B_0=290$ км, получим погрешность расчета координат часового угла источника и его прямого восхождения: $\varepsilon_{h,\delta}=26''$, что соответствует линейной погрешности определения положения спайка на Солнце около 19000 км. Полученные оценки показывают, что координаты источника определяются достаточно грубо. Это связано с тем, что спектральный анализ сигнала выполняется при очень малом времени накопления, которое не должно превышать предполагаемое время жизни всплеска.

По корреляционной огибающей выполняется также разделение нескольких одновременно возникших спайков. При наблюдении двухкомпонентной вспышки, в корреляционной огибающей будет наблюдаться два максимума. Чтобы разделить всплески и анализировать их отдельно, разница в задержке должна быть больше половины ширины корреляционной функции, т.е.:

$$\Delta\tau = (\tau_H^{(1)} - \tau_H^{(2)}) \geq \frac{1}{2\Delta f} \quad (3.8)$$

Отсюда следует, что для того, чтобы анализировать каждый всплеск отдельно, необходимо, чтобы всплесочные компоненты были разнесены между собой на угловое расстояние $\Delta\Theta_0^{\min}=53''$.

3.2. Скорость перемещения спайка по Солнцу

Скорость "прохождения" источника через лепестки диаграммы направленности определяется из частоты Ω_{\max} , при которой спектральная функция интерференции S (1.18) имеет максимум. При этом частота максимума спектра равна частоте интерференции $\Omega_{\max}=\omega_0\beta_i$.

Преобразуем соотношение (1.4) с учетом (1.22) и запишем выражение, описывающее скорость изменения временной задержки:

$$\beta_i = \frac{1}{c} \left. \frac{\partial(\mathbf{B}_i, \mathbf{s})}{\partial t} \right|_{t_0} \quad (3.9)$$

Распишем скалярные произведения через проекции и проведем дифференцирование по времени. В результате получим:

$$\beta_i = \frac{1}{c} \left\{ (-W_\delta \sin \delta_H \cos h_H - W_h \sin h_H \cos \delta_H) B_{X_i} + \right. \\ \left. + (W_h \cos h_H \cos \delta_H - W_\delta \sin \delta_H \sin h_H) B_{Y_i} + W_\delta B_{Z_i} \cos \delta_H \right\}, \quad (3.10)$$

где i – номер базы интерферометрического комплекса, h_H и δ_H , – часовой угол и склонение фазового центра источника в средний момент времени t_0 , которые предварительно вычисляются так, как показано в п. 3.1.

$$W_h = \frac{\partial h(t)}{\partial t}, \quad W_\delta = \frac{\partial \delta(t)}{\partial t} \quad (3.11)$$

– угловые скорости движения спайка. В W_h и W_δ необходимо учитывать скорости суточного W^{cs} и годовичного W^{z3} движения Земли, а также скорость вращения Солнца W^C , которые равны [12]:

$$\left| W^{cs} \right| = 7.3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{рад}}{\text{с}}, \quad \left| W^{z3} \right| = 2.0 \cdot 10^{-7} \frac{\text{рад}}{\text{с}}, \quad \left| W^C \right| = 4.2 \cdot 10^{-5} \frac{\text{рад}}{\text{с}} \quad (3.12)$$

Данные скорости сравнимы со угловыми скоростями движения компактного источника по диску Солнца $W_{h,\delta}^K$, которые могут достигать значений десятков тысяч километров в секунду, что дает в пересчете на угловую скорость, например:

$$\left| W^K \right| = 10000 \text{ км/с} = 6.7 \cdot 10^{-5} \text{ рад/с}. \quad (3.13)$$

Таким образом:

$$W_h = W_h^K + W_h^{z3} + W_h^{cs} + W_h^C \\ W_\delta = W_\delta^K + W_\delta^{z3} \quad (3.14)$$

Параметры ω_{u_i} измеряются с погрешностью:

$$\varepsilon_{\omega_{u_i}} = \left(\frac{c}{u} \right)_i^{-1} \frac{1}{T}, \quad (3.15)$$

где T – время интегрирования.

Запишем оценочные соотношения для погрешности расчетов собственной угловой скорости компактного источника, используя соотношения (3.10) и (3.15):

$$\varepsilon_{W_{h,\delta}} \leq M_1 \frac{c \varepsilon_{\omega_{u_i}}}{B \omega_0} \approx M_1 \frac{c}{B \omega_0 T} \left(\frac{c}{u} \right)_i^{-1} \quad (\text{рад/с}) \quad (3.16)$$

При $T=10$ мс и $c/u=8$ погрешность измерения частоты интерференции составит $\varepsilon_{\omega_{u_1}} = \varepsilon_{\omega_{u_2}} = \varepsilon_{\omega_{u_3}} = 12$ Гц. Тогда погрешность измерения угловых скоростей движения будет приблизительно равна:

$\varepsilon_{W_{h,\delta}} \approx 2.4 \cdot 10^{-6}$ рад/с, что соответствует погрешности расчета скорости собственного линейного перемещения спайка по Солнцу около 360 км/с. Поскольку для спайков время T мало, то точность измерения частоты интерференции не высока; для более длительных событий параметры ω_u , а следовательно W_h и W_δ , измеряются точнее. Так, при времени интегрирования $T=100$ мс погрешность будет существенно меньше: 1.16 км/с. Точность определения W_h и W_δ растет и при увеличении частоты приема.

Исследование огибающей спектрального отклика позволяет разделить несколько спайков, двигающихся с различными скоростями, если частотный интервал $\Delta\Omega$ между максимумами функции S превышает полуширину огибающей спектра: $\Delta\Omega \geq 2\pi/2T$. При времени интегрирования $T=10$ мс и эффективном поперечном размере апертуры $B_0=290$ км разность скоростей спайков должна быть более величины $\Delta W=1.5 \cdot 10^3$ км/с.

3.3. Определение размеров и формы спайка

Информацию о пространственной конфигурации исследуемого источника можно извлечь из взаимнокоррелированной мощности сигнала. При соответствующих калибровочных измерениях, зная эту величину, можно определить функцию видности, которая связана с распределением радиояркости по источнику преобразованием Фурье (см. (1.21)). Отклик интерферометра (1.33) не дает достаточное количество информации для определения точной конфигурации спайка. По этой причине предлагается работать в рамках простых моделей с небольшим числом неизвестных параметров.

В трехэлементном интерферометрическом комплексе можно измерить три значения модуля функции видности:

$$V_i = |V_i| e^{j\Phi_i} \quad (3.17)$$

$$|V_i| = \left| \int dx \int I(x, y) e^{j2\pi(u_i x + v_i y)} dy \right| \quad (3.18)$$

Фазы функции видности измерить невозможно из-за свойственно-го РСДБ дрейфа фаз $\Delta\phi_i$, но возможно измерить "замкнутую фазу" для треугольника баз интерферометра [9]:

$$\Phi = \Phi_{12} + \Phi_{23} + \Phi_{31}, \quad (3.19)$$

где 1, 2, 3 – номера приемных пунктов (см. рис. 4).

В любой момент времени эта комбинация не зависит от аппаратных фазовых изменений и соответствует определенной комбина-

ции фаз функции видности. Например, исключается частотная расстройка независимых гетеродинов, расположенных в приемных РСДБ-пунктах ($F\tau_0$) (см. (1.17)). Аналогично исключается дрейф фаз в сигналах гетеродинов:

$$\phi_{\Gamma_1} - \phi_{\Gamma_2} + \phi_{\Gamma_2} - \phi_{\Gamma_3} + \phi_{\Gamma_3} - \phi_{\Gamma_1} \equiv 0 \quad (3.20)$$

Легко получить, что для точечного источника "замкнутая фаза" тождественно равна нулю, а отличие ее от нуля свидетельствует о несимметрии источника. Таким образом, имея 4 измеряемых величины V_1, V_2, V_3, Φ , однозначно можно определить модель, задаваемую не более, чем 4-я параметрами. Примеры таких моделей приведены ниже.

1) Рассмотрим модель однокомпонентной вспышки. Предположим, что распределение радиояркости по источнику с круговой симметрией задано функцией Гаусса с максимумом I_0 в центре источника [9]:

$$I(x, y) = \frac{I_0}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{\ln 2(x^2+y^2)}{\sigma^2}} \quad (3.21)$$

где: I_0 – амплитуда, x, y – координаты в астрономической прямоугольной системе координат, отсчитываемые от точки фазового центра источника, σ – диаметр источника, на котором интенсивность спадает в два раза.

Такая модель определяется одним параметром – диаметром источника. Функцию видности для 3-х баз получим с помощью преобразования Фурье согласно (1.31). Нормировав видность на полную мощность принимаемого излучения (что выполняется при калибровочных измерениях), получаем:

$$V_i(u_i, v_i) = e^{-\frac{\pi^2}{\ln 2} \sigma^2 (u_i^2 + v_i^2)} \quad (3.22)$$

Зависимость функции видности от размера исследуемого источника для трех базовых линий РСДБ-комплекса представлена на рис. 5. Очевидно, что кривая, имеющая наибольшую ширину, измеряется на самой короткой базе комплекса. Из (3.22) следует, что V_i – чисто действительные величины и "замкнутая фаза" в данной случае равна нулю. По измерениям V_i находим размер σ компактного источника путем решения системы уравнений (3.22) методом наименьших квадратов, полагая известными u_i и v_i (1.29).

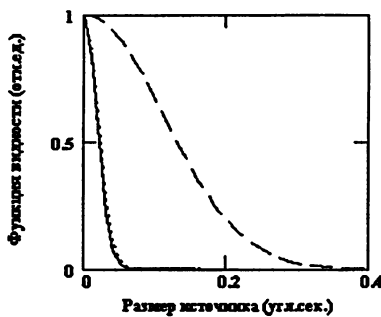


Рис. 5

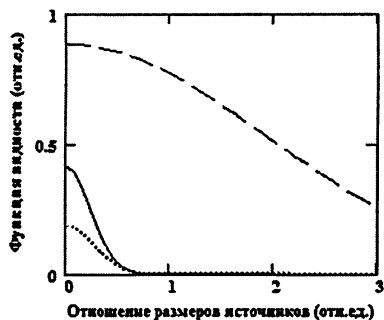


Рис. 6

2) Предположим, что источник имеет вытянутую форму, и распределение его радиояркости описывается гауссовой функцией:

$$I(x, y) = \frac{I_0}{2\pi\sigma_x\sigma_y} e^{-\ln 2 \left(\frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} \right)} \quad (3.23)$$

Это двухпараметрическая модель, неизвестными параметрами которой являются размеры источника σ_x , σ_y , по осям x и y .

Запишем выражение для нормированной функции видности:

$$V_i(u_i, v_i) = e^{-\frac{\pi^2}{\ln 2} (\sigma_x^2 u_i^2 + \sigma_y^2 v_i^2)} \quad (3.24)$$

"Замкнутая фаза", как и в предыдущем случае, равна 0. На рис.6 приведена зависимость функции видности, измеренной на трех базах, от отношения размеров источника σ_x/σ_y . Решая систему уравнений (3.24) относительно неизвестных σ_x , σ_y , находим размеры источника.

3) Рассмотрим модель двухкомпонентной вспышки, когда составляющие вспышки возникают в один момент времени и имеют приблизительно равные скорости. В этом случае спайки не удастся разделить ни по корреляционной огибающей R , ни по спектральной S .

Предположим, что оба всплеска (обозначим их "a" и "b") имеют одинаковую интенсивность I_0 , различные диаметры σ_a , σ_b , и удалены друг от друга на некоторое расстояние d . Считаем, что фазовый центр спайка "a" расположен в точке с координатами $x=0$, $y=0$, фазовый центр спайка "b" – в точке $x=x_0$, $y=y_0$. Запишем распределение радиояркости по двухкомпонентной вспышке с помощью функции Гаусса:

$$I(x, y) = \frac{I_0}{2\pi} \left[\frac{1}{\sigma_a^2} e^{-\ln 2 \frac{(x^2+y^2)}{\sigma_a^2}} + \frac{1}{\sigma_b^2} e^{-\ln 2 \left(\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{\sigma_b^2} \right)} \right] \quad (3.25)$$

Выполним преобразование Фурье (3.25) для каждой базы \mathbf{B}_1 , \mathbf{B}_2 , \mathbf{B}_3 и получим функцию видности:

$$V_i(u_i, v_i) = e^{-\frac{\pi^2}{\ln 2} \sigma_a^2 (u_i^2 + v_i^2)} + e^{-\frac{\pi^2}{\ln 2} \sigma_b^2 (u_i^2 + v_i^2)} e^{j \cdot 2\pi (u_i x_0 + v_i y_0)} \quad (3.26)$$

Запишем выражения для модуля функции видности и ее фазы:

$$|V_i(u_i, v_i)| = \left[e^{-\frac{2\pi^2}{\ln 2} (u_i^2 + v_i^2) \sigma_a^2} + e^{-\frac{2\pi^2}{\ln 2} (u_i^2 + v_i^2) \sigma_b^2} + 2e^{-\frac{\pi^2}{\ln 2} (u_i^2 + v_i^2) (\sigma_a^2 + \sigma_b^2)} \cos(2\pi (u_i x_0 + v_i y_0)) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.27)$$

$$\Phi_i = \arctg \left[\frac{e^{-\frac{\pi^2}{\ln 2} (u_i^2 + v_i^2) \sigma_b^2} \sin(2\pi (u_i x_0 + v_i y_0))}{e^{-\frac{\pi^2}{\ln 2} (u_i^2 + v_i^2) \sigma_a^2} + e^{-\frac{\pi^2}{\ln 2} (u_i^2 + v_i^2) \sigma_b^2} \cos(2\pi (u_i x_0 + v_i y_0))} \right] \quad (3.28)$$

Составим уравнение для "замкнутой фазы" и решим систему из 4-х уравнений (3.27) + (3.19). В результате определим 4 неизвестных параметра: размеры источников σ_a , σ_b и положение фазового центра второго источника (x_0, y_0) , а значит и расстояние между спайками:

$$d = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}.$$

На рис. 7 приведены зависимости модуля функции видности, измеренной на трех базах, от расстояния между источниками двухкомпонентной вспышки. График зависимости "замкнутой фазы" от d показан на рис. 8.

4) Предположим, что вспышка состоит из 2-х всплесков одинаковых размеров σ , разной интенсивности I_a , I_b и расположенных на некотором расстоянии d . Считаем, что фазовый центр спайка "а" находится в точке с координатами $x=0$, $y=0$, фазовый центр спайка "b" – в точке $x=x_0$, $y=y_0$.

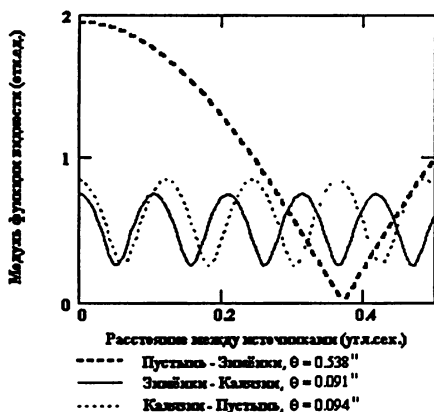


Рис. 7

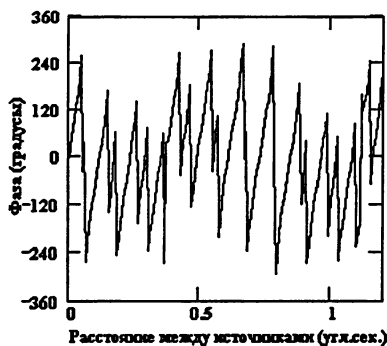


Рис. 8

Зададим распределение радиояркости функцией Гаусса:

$$I(x, y) = \frac{1}{\sigma^2} \left[\frac{I_a}{2\pi} e^{-\frac{\ln 2}{\sigma^2}(x^2 + y^2)} + \frac{I_b}{2\pi} e^{-\frac{\ln 2}{\sigma^2}[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]} \right] \quad (3.29)$$

Тогда выражение для нормированной функции видности примет вид:

$$V_i(u_i, v_i) = e^{-\frac{\pi^2}{\ln 2} \sigma^2 (u_i^2 + v_i^2)} \left(1 - \frac{I_b}{I_\Sigma} + \frac{I_b}{I_\Sigma} e^{j2\pi(u_i x_0 + v_i y_0)} \right), \quad (3.30)$$

где $I_\Sigma = I_a + I_b$ – величина, определяемая в процессе калибровки.

Запишем выражения для модуля и фазы функции видности:

$$|V_i| = e^{-\frac{\pi^2}{\ln 2} \sigma^2 (u_i^2 + v_i^2)} \times \sqrt{\left(1 - \frac{I_b}{I_\Sigma} \right)^2 + 2 \left(1 - \frac{I_b}{I_\Sigma} \right) \left(\frac{I_b}{I_\Sigma} \right) \cos(2\pi(u_i x_0 + v_i y_0)) + \left(\frac{I_b}{I_\Sigma} \right)^2} \quad (3.31)$$

$$\Phi_i = \arctg \left\{ \frac{\frac{I_b}{I_\Sigma} \sin(2\pi(u_i x_0 + v_i y_0))}{\left(1 - \frac{I_b}{I_\Sigma} + \frac{I_b}{I_\Sigma} \cos(2\pi(u_i x_0 + v_i y_0))\right)} \right\} \quad (3.32)$$

Составим выражение для "замкнутой фазы" и решим полученную систему уравнений, в результате получим следующие 4 параметра: размер источников σ , координаты фазового центра 2-го источника (x_0, y_0), а также отношение интенсивностей $I_b/(I_a+I_b)$.

На рис. 9 приведены зависимости модуля функции видности от углового расстояния между источниками для каждой базы интерферометрического комплекса. На рис. 10 представлен график зависимости "замкнутой фазы" от величины d .

Модели, описанные выше, являются пределом для 3-х элементарного комплекса. Более сложные модели уже нельзя разрешить однозначно, хотя возможно определить комбинации параметров, что тоже полезно и может дать дополнительную информацию о структуре источника.

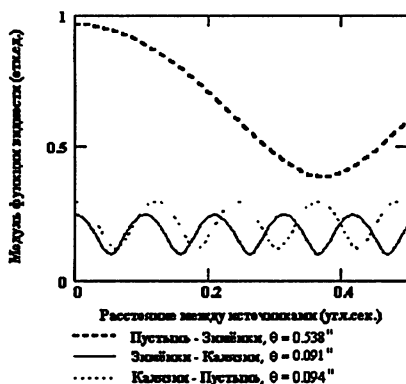


Рис. 9

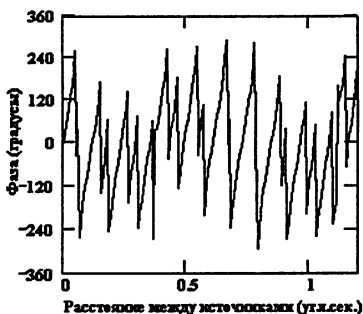


Рис. 10

Заключение

Выполненный теоретический анализ и тестовые эксперименты, проведенные на полигонах ФГНУ НИРФИ в 2006-2008 годах [1], показали возможность получения новой научной информации о быстрых вспышечных процессах на Солнце с помощью имеющихся радиоинтерферометров. Начиная с 2009 года начинаются регулярные наблюдения Солнца на РСДБ ФГНУ НИРФИ "Зименки – Старая Пустынь" одновременно на двух частотах (327 и 610 МГц). Для получения более полной информации о спайкоподобных событиях (размерах, количестве одновременно возникающих источников в ограниченной области, расстоянии между ними и скорости их движения) предполагается расширение имеющихся радиоинтерферометров до многоэлементного комплекса, состоящего из крупных радиотелескопов в Вентспилсе (РТ-32), Калязине (РТ-64), Евпатории (РТ-70) по взаимной договоренности.

Проведенный методический анализ отклика радиоинтерферометрического комплекса на импульсное вспышечное излучение Солнца является теоретической основой для интерпретации получаемых данных. В процессе накопления информации о характере сигнала интерферометра с разными параметрами при приеме излучения спайкоподобных событий возможна коррекция алгоритмов расчета и более точное математическое моделирование исследуемых явлений.

Автор благодарен безвременно ушедшим В.А.Алексееву и Б.Н. Липатову, инициаторам данного исследования.

Работа поддержана грантом РФФИ № 09–02–01078.

Литература

1. Абрамов В.И., Антипенко А.А., Дементьев А.Ф., Дугин Н.А., Нечаева М.Б., Снегирев С.Д., Тихомиров Ю.В., Формозов Б.С. Радиointерферометр с независимым приёмом для солнечных исследований. Приёмный комплекс. Препринт №523 – Нижний Новгород: ФГНУ НИРФИ, 2008. 28 с.
2. Benz A.O. Radio Spikes And The Fragmentation Of Flare Energy Release // Solar Physics-96. 1985. P. 357-370. 0038-0938/85.15
3. Флейшман Г.Д., Мельников В.Ф. Солнечные миллисекундные радиоспайки. // Успехи физических наук. 1998. Т.168, N12. С.1265-1301.
4. Melnikov, V. F.; Shibasaki, K.; Reznikova, V. E. Loop-Top Nonthermal Microwave Source in Extended Solar Flaring Loops. //The Astrophysical Journal. 2002. V. 580, Issue 2. P.L185-L188.
5. Wang M., Xie R. X., Sych R. A., Yan Y. H., Liu Y. Y. A Rare Centimetric Spike Event On 10 March 2002 // Solar Physics. 2004. V. 223. P. 201.
6. Алексеев В.А., Левин Б.Н., Липатов Б.Н., Мельников В.Ф., Сизов А.С., Снегирев С.Д., Тихомиров Ю.В. // Возможности РСДБ наблюдений солнечных спайкоподобных событий. Известия ВУЗов. Радиофизика. 1995. Т.38, No.10, С.1046.
7. Алексеев В.А., Н.А. Дугин, Липатов Б.Н., Мельников В.Ф., Снегирев С.Д., Тихомиров Ю.В. // Радиointерферометрические наблюдения солнечных всплесков в дециметровом диапазоне с миллисекундным временным разрешением. // Изв. ВУЗов Радиофизика. 1997. Т.40, No. 9, С. 1063.
8. Нечаева М.Б., Антипенко А.А., Дементьев А.Ф., Дугин Н.А., Снегирев С.Д., Тихомиров Ю.В. РСДБ-исследования в Научно-исследовательском радиофизическом институте. // Изв.ВУЗов «Радиофизика». 2007. Т.50, №7. С.577.
9. Томпсон А.Р., Моран Дж.М., Свенсон Дж.У. Интерферометрия и синтез в радиоастрономии./Пер. с англ. под ред. Л.И.Матвеевко. 2-е изд. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 624 с. ISBN 5-9221-0015-7.
10. Краус Дж.Д. Радиоастрономия./ Пер. с англ. под ред. Железнякова В.В. М.:Мир, 1984. 469 с.
11. Галактическая и внегалактическая радиоастрономия. /Под ред. Верскера Г.Л., Келлермана К.И. М.: Мир, 1976. 620 с.
12. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. /Абалкин В.К., Аксенов Е.П. и др. 2-е изд. М.:Наука, 1976. 864 с.
13. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. – М.: Наука.1964. 560 с.
14. Христиансен У., Хегбом И. Радиотелескопы./ Пер. с англ., 2-е изд.- М.Мир, 1988. 304 с.

Содержание

Введение.....	3
1. Методические основы радиоинтерферометрического метода исследования компактных солнечных вспышек.....	4
1.1. Отклик двухэлементного интерферометра на излучение точечного импульсного радиоисточника.....	4
1.2. Сигнал интерферометра при приеме излучения протяженного источника с заданным распределением радиояркости...	10
2. Чувствительность радиоинтерферометрических наблюдений спайков Солнца.....	13
3. Трехэлементный комплекс РСДБ в задаче изучения коротких всплесков радиоизлучения Солнца.....	19
3.1. Определение угловых координат фазового центра спайка	22
3.2. Скорость перемещения спайка по Солнцу.....	23
3.3. Определение размеров и формы спайка.....	25
Заключение.....	31
Литература.....	32