

УДК 523.44; 52–332.4; 52.83; 520.874.3; 621.396.962.33

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ПО КОГЕРЕНТНОСТИ ЗОНДИРУЮЩИХ СИГНАЛОВ В ЗАДАЧЕ ДОСТИЖЕНИЯ МАКСИМАЛЬНЫХ РАЗРЕШЕНИЯ И ДАЛЬНОСТИ ПРИ СТРОБОСКОПИЧЕСКОЙ ЛОКАЦИИ АСТЕРОИДОВ

© 2018 г. В. Д. Захарченко^{1,*}, И. Г. Коваленко¹, О. В. Пак², В. Ю. Рыжков¹

¹Волгоградский государственный университет

²1-й Сервисный, г. Волгоград

*zvd@volsu.ru

Поступила в редакцию 19.07.2016 г.

Рассматривается задача нарушения когерентности в стробоскопической локации с высоким разрешением по дальности за счет взаимной фазовой нестабильности зондирующего и опорного радиосигналов. Показано, что нарушение когерентности в стробоскопических системах локации эквивалентно действию модулирующих помех и приводит к снижению чувствительности системы. Формулируются требования к когерентности опорных генераторов в стробоскопической системе обработки. Приводятся результаты статистического моделирования. Показано, что на современном уровне техники при реализуемой стабильности частот опорных генераторов достигнутой когерентности достаточно для зондирования астероидов свехразрешающими сигналами на дальности до 70 млн км, при этом дисперсия сигнала в космической плазме ограничивает величину линейного разрешения деталей астероида на такой дальности значением ~ 2.7 м. Приведено сравнение с текущими показателями радиолокационного разрешения астероидов, которые на конец 2015 года составляли ~ 7.5 м на дальности ~ 7 млн км.

DOI: 10.7868/S0023420618030032

ВВЕДЕНИЕ

Радарная астрономия обладает рядом специфических черт, что делает ее применение в задачах исследования малых тел Солнечной системы (астероидов, ядер комет и в отдаленной перспективе ближайших к Земле карликовых планет) зачастую более предпочтительным по сравнению с применением традиционной астрономии (условно назовем ее астрономией, использующей пассивные методы измерения).

Недостатком пассивных способов определения линейных размеров небесных тел и деталей их поверхности является то, что погрешность измерения растет пропорционально расстоянию до измеряемого объекта. Дело в том, что пассивные системы измерения, выполненные на базе телескопов, являются угломерными, вследствие чего погрешность в определении угла приводит к погрешности оценки поперечных линейных размеров пропорционально расстоянию до исследуемого объекта. Кроме того, пассивные способы при наземном базировании оптических телескопов подвержены зависимости от состояния оптической прозрачности и турбулентности в атмосфере. Этих недостатков

лишены активные методы измерений, к числу которых относятся методы радиолокационного зондирования космического пространства, разрешение которых вдоль линии визирования определяется свойствами используемых сигналов и не зависит от расстояния до объекта.

Кроме того, использование радиолокационных методов при исследовании небесных тел путем зондирования их широкополосными сигналами в режиме “сверхразрешения” позволяет получить дополнительную информацию об отражающих свойствах объектов в третьем измерении (по лучу зрения – в глубину) в виде радиолокационного портрета, в то время как традиционная астрономия позволяет строить всего лишь двумерные портреты тел в картинной плоскости.

Повышение пространственного разрешения трехмерных изображений удаленных космических объектов при их радиолокационном зондировании с Земли является важной задачей астрономии. На данный момент (конец 2015 г. – начало 2016 г.) рекордные показатели радиолокационного разрешения астероидов составляли ~ 7.5 м на дальности ~ 7 млн км [1,5].

Факторами, препятствующими достижению максимального разрешения, являются фундаментальные ограничения, диктуемые как физикой процессов излучения и распространения радиосигналов, так и современным уровнем развития технологий. К их числу относятся: 1 – ограничения по энергетике радиосигнала; 2 – потеря когерентности сигнала вследствие неидеальности аппаратуры (нестабильность генераторов опорных частот); 3 – расфазировка сигнала по мере его распространения в космической плазме вследствие дисперсии. В настоящей работе мы ограничиваемся обсуждением второго и третьего пунктов, вопрос о требованиях к энергетике радиосигналов, важен и достоин детального рассмотрения в отдельной публикации.

Отметим сразу, что используемая нами трактовка понятия “фундаментальное ограничение” как определяемого одновременно физическими законами, так и текущими инженерно-техническими возможностями, характерна в целом для прикладной науки. Например, дифракционный предел является фундаментальным физическим ограничением и устанавливается законами волновой природы света, однако, конкретное максимально достижимое угловое разрешение, обусловленное дифракционным пределом, определяется апертурой, выбор которой отражает имеющиеся на данный момент технологические возможности человечества.

Разработка способов, позволяющих повысить точность определения размеров астероидов, важна для корректной оценки степени ущерба, который астероиды могут нанести планете. Известно, что космические тела размером менее 10 м обычно до поверхности Земли не долетают, сгорая в атмосфере, и опасности для планеты и населения не представляют [3]. Тела размером в несколько десятков метров, сгорая, способны взрываться и создавать серьезные разрушения, а объекты размером в сотни и более

метров приводят к региональным, либо к глобальным катастрофам. При этом именно тела размером в несколько десятков метров представляют наибольшую опасность для человечества на характерном времени его существования, поскольку вероятность их столкновения с Землей выше, чем у более крупных тел и их среднее разрушительное воздействие максимально [4, 2]. Таким образом, вопросы оценки размеров космических тел, пересекающих орбиту Земли, актуальны уже в настоящее время и интерес к ним по мере развития техники и более четкого понимания степени угроз будет только возрастать. Так, например, в работе 2013 года [20] предложено понизить нижнюю границу размеров потенциально опасных астероидов со 140 до 50 м. Вместе с тем, перечисленные наработки могут представлять интерес для специалистов, изучающих малые тела Солнечной системы, с точки зрения определения их формы и деталей рельефа.

Радиолокационные системы, использующие традиционные узкополосные сигналы большой длительности (0.5–1 мкс и более) не позволяют произвести оценку линейных размеров космических объектов с необходимой точностью, ввиду недостаточного разрешения. Указанная задача может быть решена при использовании сигналов с высокой разрешающей способностью по дальности $\delta r \sim c/\Delta f \ll L$, где c – скорость света, Δf – полоса частот сигнала, L – характерные размеры объекта, отражающего сигнал [16]. Эти сигналы позволяют получить радиолокационный портрет объекта – отраженный сигнал $x(t)$ при условии, когда элемент разрешения по дальности δr значительно меньше линейных размеров цели L . Соответствующие размеры астероида могут быть определены по длительности радиолокационного портрета [13], определяемой радиальным размером ΔR освещенной части объекта (рис. 1).

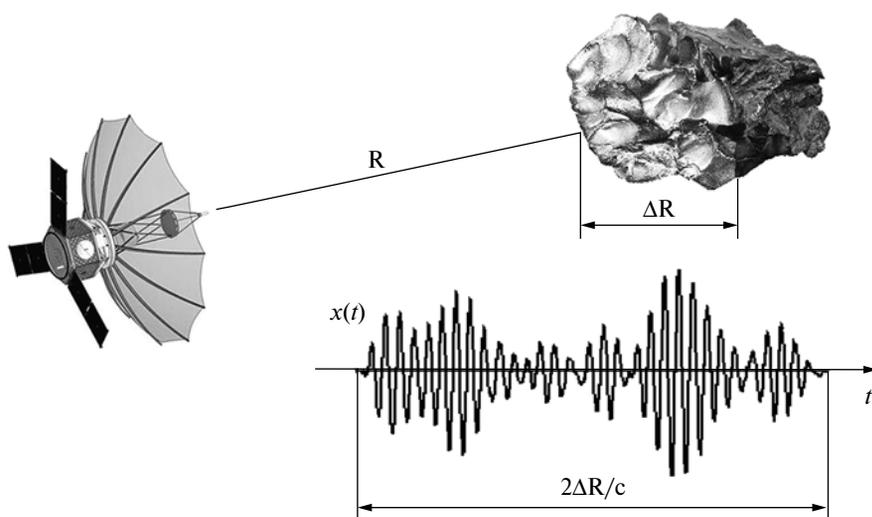


Рис. 1. Формирование радиолокационного портрета космического объекта.

Разрешение отдельных элементов поверхности астероидов дает возможность осуществить изучение тонкой структуры поверхностей малых небесных тел, а также построение трехмерных моделей изучаемых объектов.

Разрешение по дальности, необходимое для получения радиолокационных портретов определяется плотностью расположения локальных участков отражения (“блестящих точек”) на поверхности объекта. Поскольку реальные космические объекты имеют сложную (фрактальную) структуру поверхности, то задача повышения разрешения важна и актуальна. Так, например, для радиально-го размера астероида ~ 10–50 м необходимо обеспечить разрешающую способность по дальности $\delta r \sim 0.5$ м, что соответствует длительности зондирующего импульса радара ~ 3.5 нс.

Регистрация и обработка таких сигналов представляет значительные трудности ввиду широкой полосы занимаемых частот. Однако периодический характер зондирующего сигнала позволяет использовать стробоскопический эффект в радиотехнике, возникающий при стробировании исследуемых сигналов последовательностью оконных функций с близкой частотой повторения. Указанная процедура для сигналов СВЧ диапазона может быть реализована в балансном смесителе при подаче в опорный канал импульсного сигнала гетеродина, повторяющего зондирующий сигнал.

СТРОБОСКОПИЧЕСКАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ОТРАЖЕННЫХ СИГНАЛОВ. СХЕМА РАДИОИМПУЛЬСНОГО СТРОБИРОВАНИЯ

Стробоскопические методы преобразования временного масштаба, широко используемые в измерительной технике, позволяют регистрировать широкополосные сигналы с помощью низкочастотной аппаратуры [17, 18]. Модель стробоскопического преобразователя, состоящая из смесителя, осуществляющего перемножение исследуемого $x(t)$ и стробирующего $a(t)$ сигналов, и низкочастотного фильтра (ФНЧ), представлена на рис. 2а. Рис. 2б иллюстрирует принцип стробоскопической трансформации, где

$$x(t) = \sum_{k=0}^N x_0(t - kT); \quad a(t) = \sum_{k=0}^N a_0(t - kT_1) \quad (1)$$

– входной и стробирующий сигналы с периодом повторения T и T_1 одиночных сигналов $x_0(t)$ и $a_0(t)$ соответственно; $\tau_k = k\Delta T$ – сдвиг стробирующего импульса $a_0(t)$ относительно $x_0(t)$ в k -м периоде входного сигнала. При этом величина коэффициента спектральной трансформации (растяжения сигнала) определяется отношением $N = T/\Delta T$, где $\Delta T = T_1 - T$ – т.н. “шаг считывания”, причем

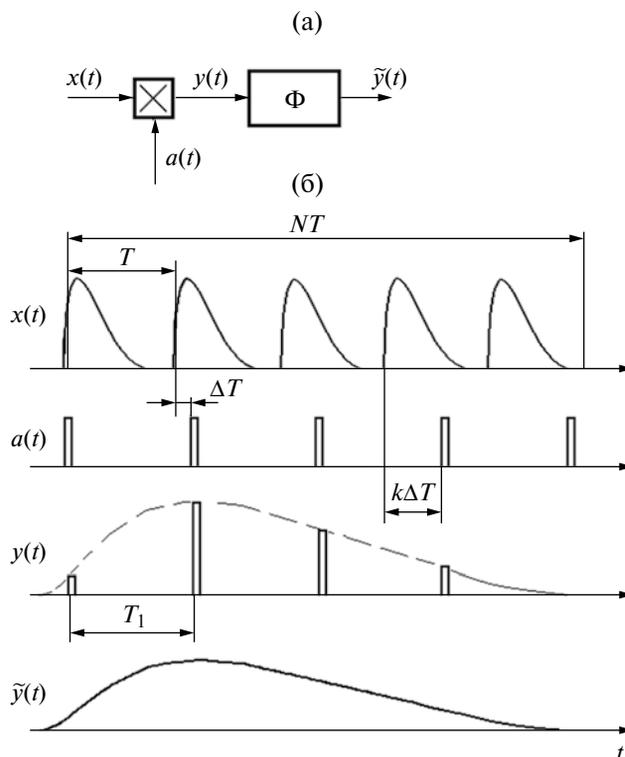


Рис. 2. Стробоскопическая трансформация наносекундных импульсов: математическая модель стробоскопического преобразователя (а) и принцип стробоскопической обработки (б).

$\Delta T \ll T, T_1$. Последнее обстоятельство определяет высокий коэффициент спектральной трансформации N , который обычно составляет $10^4 - 10^6$. При достаточно коротком стробирующем импульсе $a_0(t)$ выходной сигнал стробоскопического преобразователя с точностью до постоянного множителя α и возможной задержки в фильтре τ повторяет входной $x_0(t)$, растянутый во времени в N раз:

$$\tilde{y}(t) = \alpha \cdot x_0\left(\frac{t}{N} - \tau\right).$$

Потенциальные возможности стробоскопической трансформации наиболее полно реализуются в осциллографической технике. На рис. 3 приведены параметры аналоговых и стробоскопических осциллографов некоторых отечественных и зарубежных фирм (Tektronix, Hewlett-Packard, Iwatsu) [14]. По осям отложены: Δf (МГц) – полоса пропускания; S (мм/В) – чувствительность по экрану.

Как видно из рисунка, соответствующее произведение $S\Delta f$ у стробоскопических приборов в $10^2 - 10^4$ раза выше, чем у аналоговых.

Стробоскопическая трансформация временно-го масштаба огибающей периодических сигналов, полученных модуляцией высокочастотных колебаний СВЧ генератора, производится в т.н. **схеме**

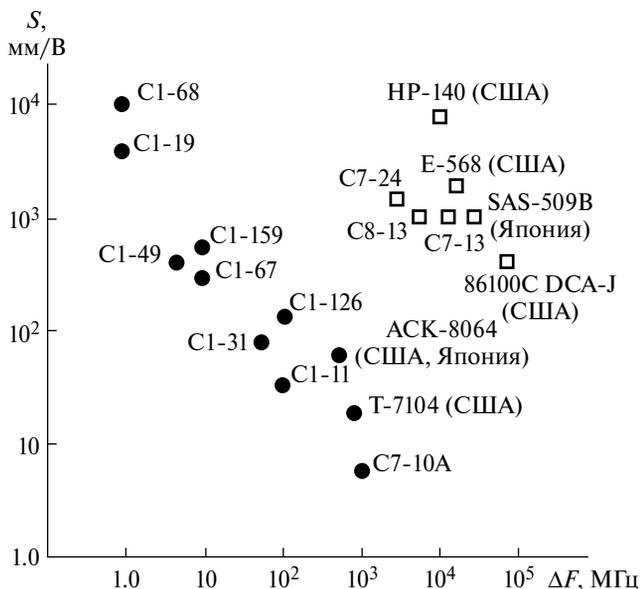


Рис. 3. Чувствительность и полоса рабочих частот некоторых осциллографических приборов. Кружками показаны характеристики аналоговых приборов, полыми квадратами – стробоскопических.

радиоимпульсного стробирования, где стробирующий сигнал представляет такую же последовательность коротких радиоимпульсов с близкими частотами повторения и несущих (рис. 4). Эта схема позволяет повысить чувствительность системы, осуществляя когерентное накопление в узкополосном фильтре.

При радиолокационном зондировании объекта в качестве перемножителя используется смеситель СВЧ диапазона, а входные сигналы представляются комплексными моделями

$$\dot{x}(t) = \sum_{k=0}^N \dot{A}_0(t - kT) e^{j\omega_0 t}; \quad \dot{a}(t) = \sum_{k=0}^N \dot{A}_1(t - kT_1) e^{j\omega_1 t}, \quad (2)$$

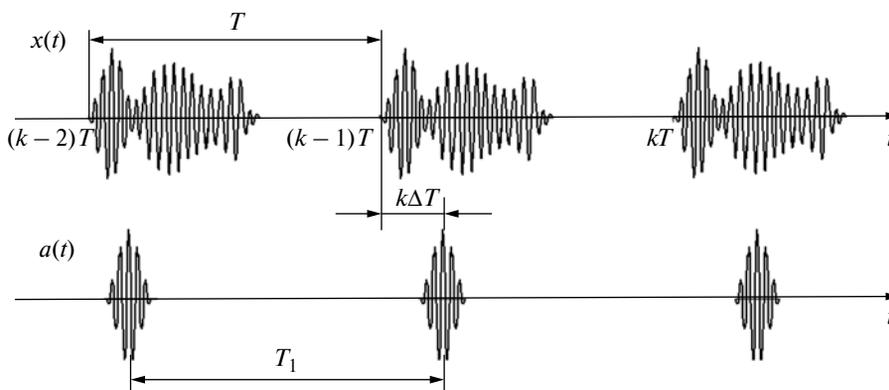


Рис. 4. Входной $x(t)$ и стробирующий $a(t)$ сигналы в схеме радиоимпульсного стробирования.

где $\dot{A}_0(t), \dot{A}_1(t)$ – комплексные огибающие входного и стробирующего радиосигнала; ω_0, ω_1 – соответственно несущие частоты; T и T_1 – как и в соотношении (1), периоды повторения радиоимпульсов.

Вид спектра сигнала на выходе стробоскопического смесителя представлен на рис. 5. Фильтрация выходного сигнала в схеме радиоимпульсного стробирования осуществляется узкополосным фильтром, настроенным на разностную частоту несущих $\Omega = \omega_0 - \omega_1$, где $\Omega \ll \omega_0, \omega_1$ [6].

При достаточно короткой огибающей стробирующего радиоимпульса $a(t) = A_1(t) \cos(\omega_1 t)$ выходной сигнал схемы радиоимпульсного стробирования адекватен входному $x(t) = A_0(t) \cos[\omega_0 t + \varphi(t)]$ с растянутой во времени в N раз огибающей на разностной частоте несущих Ω [8, 12]:

$$\tilde{y}(t) \sim A_0(t/N) \cos[\Omega t + \varphi(t/N)]. \quad (3)$$

Схема сочетает принцип работы супергетеродинного приемника (преобразование на разностную частоту несущих) и стробоскопического преобразователя, причем трансформации временного масштаба подвергается только огибающая наносекундных радиоимпульсов.

Таким образом, при условии разрешения отдельных блестящих точек на поверхности астероида, огибающая выходного сигнала схемы радиоимпульсного стробирования будет описывать радиолокационный портрет объекта в трансформированном масштабе времени.

НАРУШЕНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ ПРИ СТРОБОСКОПИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ

При анализе преобразования временного масштаба широкополосных радиосигналов [8, 13] предполагается полная когерентность несущих частот исследуемого и опорного колебаний. Такое представление соответствует отсут-

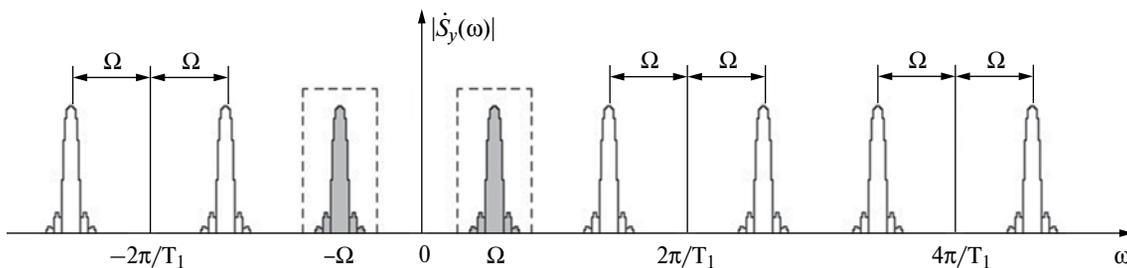


Рис. 5. Спектр сигнала $y(t)$ на выходе стробоскопического смесителя при $\Omega < \pi/T$. Фильтруемые спектральные компоненты выделены тоном.

ствию фазовых нестабильностей в системе обработки. В реальных устройствах это условие может быть нарушено из-за ухода частоты и фазы опорного генератора, нестабильности задержек в тракте распространения сигнала и других факторов. Эти факторы ограничивают возможности методов когерентной обработки и приводят к ухудшению отношения сигнал/шум на выходе стробоскопической системы.

Поскольку возникающие при этом помехи носят мультипликативный характер, их уровень изменяется вместе с уровнем сигнала и не зависит от мощности последнего. В этой связи следует отметить, что повышение мощности зондирующих сигналов (в том числе использованием “сложных” сигналов) не увеличит отношение сигнал/помеха и, таким образом, дальность работы радиолокационной системы будет ограничена нестабильностью опорных частот независимо от ее энергетического потенциала. В этой связи оценка требований к стабильности опорных генераторов систем когерентной стробоскопической обработки представляется весьма важной.

Рассмотрим влияние взаимной фазовой нестабильности несущих частот исследуемого и опорного сигналов на статистические характеристики преобразованного сигнала при стробоскопической обработке. Нарушение когерентности будем характеризовать случайным процессом $\theta(t)$ – флуктуационной составляющей разности фаз принимаемого и стробирующего радиосигналов, статистические характеристики которой будем считать известными. При анализе будем предполагать коэффициент спектральной трансформации N достаточно большим для использования асимптотических оценок. В модели стробоскопической обработки (рис. 2а) при использовании зондирующих радиосигналов фильтр нижних частот должен быть заменен следящим полосовым фильтром, адаптивно настраиваемым на разностную частоту несущих с учетом доплеровского сдвига. Для точного определения разностной частоты Ω радиальная

скорость V_r астероида должна быть измерена независимо узкополосными методами по центру тяжести Ω_0 спектра доплеровского сигнала. Одним из эффективных методов является метод оценки радиальной скорости в реальном масштабе времени¹ с использованием дробного дифференцирования доплеровского сигнала [7].

С учетом фазовой нестабильности $\theta(t)$ комплексные модели принимаемого $\dot{x}(t)$ и опорного $\dot{a}(t)$ сигналов (2) примут вид:

$$\dot{x}(t) = \sum_{k=0}^N \dot{A}_1(t - kT) e^{j[\omega_0 t + \theta(t)]}, \quad \dot{a}(t) = \sum_{k=0}^N \dot{A}_1(t - kT_1) e^{j\omega_1 t}. \tag{4}$$

Значение стробоскопической выборки сигнала в k -м периоде зондирования может быть представлено в виде:

¹ Положение центра тяжести спектра сигнала может быть выражено через производную Римана-Лиувилля [19] полуцелого порядка $D_t^{1/2}$ от сигнала по формуле $\Omega_0 = \| D_t^{1/2} \dot{y}(t) \|^2 / \| \dot{y}(t) \|^2$. Дробную производную D_t^α произвольного порядка α от функции $\dot{y}(t)$ можно представить как линейный интегральный оператор $D_t^\alpha \dot{y}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{y}(t') h_\alpha(t - t') dt'$. Разностное ядро оператора $h_\alpha(t)$ в случае целого порядка α представимо в виде суперпозиции бесконечно близко расположенных друг к другу дельта-функций. Это означает, что интегрирование сигнала с такой импульсной характеристикой, эквивалентное вычислению целочисленной производной, является локальной процедурой. В случае дробного порядка α разностное ядро оператора нелокально, поскольку включает в себя степенные функции, отличные от нуля на положительной полуоси. Разностное ядро оператора $h_\alpha(t)$ позволяет реализовать процедуру расчета Ω_0 в виде фильтра, вычисляющего $D_t^{1/2} \dot{y}(t)$ без спектральной обработки по мере прихода отраженного целью сигнала [7], что позволяет значительно сократить время обработки $\dot{y}(t)$ после прихода сигнала, не теряя при этом точности.

$$\dot{y}_k = \frac{1}{2T} \int_{kT}^{(k+1)T} \dot{A}(t - kT) A_1^*(t - kT_1) e^{j[\Omega t + \theta(t)]} dt.$$

Будем считать $\theta(t)$ стационарным случайным процессом с нулевым средним и интервалом корреляции τ_θ , превышающим длительности стробирующих сигналов. Предположим также, что медленные уходы фазы отслеживаются системой стабилизации, в силу чего можно пренебречь корреляцией соседних отсчетов выборки $\{\theta_k\}$ и полагать $\langle \theta_i \theta_k \rangle = \sigma_\theta^2 \delta_{ik}$, где σ_θ^2 – дисперсия фазовых флуктуаций. Это позволяет представить отсчеты \dot{y}_k в виде

$$\dot{y}_k \approx \frac{e^{j[\Omega kT_1 + \theta_k]} T}{2T} \int_0^T \dot{A}(t') A_1^*(t' - k\Delta T) dt = \dot{y}_{k0} e^{j\theta_k}, \quad (5)$$

где $\theta_k = \theta(kT_1)$ – выборка случайного процесса $\theta(t)$, а через \dot{y}_{k0} обозначено значение стробоскопической выборки (5) при отсутствии фазовой нестабильности в системе обработки. Для обеспечения режима “сверхразрешения” радиолокационных портретов астероидов [13] необходимо использование сигналов наносекундной длительности со скважностью порядка $10^3 - 10^6$, поэтому сделанные приближения вполне допустимы.

Среднее значение (математическое ожидание) отсчетов (5) сигнала, получаемое усреднением по фазе θ_k , представим в виде

$$M y_k = \langle \dot{y}_k \rangle = \beta \dot{y}_{k0},$$

где $\beta = \langle \exp[j\theta_k] \rangle = \chi_\theta(1)$; $\chi_\theta(v)$ – характеристическая функция закона распределения флуктуаций фазы $W(\theta_k)$. Для нормального процесса с нулевым средним $W(\theta_k) = N(0, \sigma_\theta^2)$ эта величина составляет $\beta = \exp[-0.5\sigma_\theta^2] < 1$.

Дисперсия отсчетов \dot{y}_k при сделанных предположениях составит $D y_k = \langle |\dot{y}_k - M \dot{y}_k|^2 \rangle = |\dot{y}_{k0}|^2 (1 - \beta^2)$. Отношение дисперсии к квадрату модуля среднего значения отсчетов

$$\eta = \frac{D \dot{y}_k}{|M \dot{y}_k|^2} = \frac{1 - \beta^2}{\beta^2}. \quad (6)$$

имеет смысл относительного уровня (по мощности) помехи на выходе, обусловленной флуктуациями фазы. Это отношение можно значительно уменьшить, повышая коэффициент спектральной трансформации $N = T/\Delta T$ за счет уменьшения шага считывания ΔT и используя накопление в цифровом фильтре системы. При этом величина дисперсии $D y_k$ будет уменьшена в m раз, где m – коэффициент накопления [12]. Величина m при адаптивном согласовании фильтра с полосой частот сжатого по спектру сигнала асимптотически

соответствует числу шагов считывания ΔT , укладываемых на длительности зондирующего сигнала τ_x : $m \sim \tau_x/\Delta T$.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ

В работе производилось численное моделирование обработки в схеме радиопульсного стробирования сигнала вида $A(t) \cos[(\omega_0 + \Omega)t + \theta(t)]$, отраженного одиночной “блестящей точкой” поверхности движущегося астероида. Огибающие зондирующего и стробирующего $A(t) \cos(\omega_0 t)$ сигналов выбирались гауссовыми $A(t) = A_0 \exp[-\pi(t/\tau)^2]$ с эффективной длительностью τ , определяемой из условия:

$$\tau = \frac{1}{A_0} \int_{-\infty}^{\infty} A(t) dt. \quad (7)$$

Случайный процесс $\theta(t)$ задавался последовательностью некоррелированных отсчетов $\theta_k = \theta(kT)$ с нормальным распределением: $W(\theta_k) = N(0, \sigma_\theta^2)$. Частотная характеристика фильтра согласовывалась с амплитудным спектром стробоскопически преобразованного сигнала.

Поскольку для задач оптимального приема в условиях аддитивных помех важна энергия принятого сигнала [17], влияние фазовой нестабильности оценивалась снижением средней энергии сигнала $E_y = \|\dot{y}(t)\|^2$ на выходе фильтра системы обработки по отношению к энергии E_{y0} при полной когерентности ($\sigma_\theta = 0$).

На рис. 6 приведены статистические характеристики выходного сигнала стробоскопической системы обработки при коэффициентах накопления $m = 5$ и $m = 25$, полученные статистическим моделированием. Параметры модели следующие: $\Omega = 2\pi F$; $F = 512$; $\tau = 0.015$; число отсчетов сигнала $N = 2048$. По оси ординат отложена величина E_y/E_{y0} , соответствующая снижению энергии сигнала на выходе полосового фильтра стробоскопической системы при появлении фазовой нестабильности. На рисунке также приведены значения относительной погрешности σ_E/E_{y0} , обусловленной фазовой нестабильностью. Представленные на рис. 6 результаты статистического моделирования получены усреднением по 100 значениям.

Ранее отмечалось [8], что для космического объекта размером ~ 50 м разрешающая способность по дальности $\delta r \sim 0.5$ м может быть обеспечена когерентной стробоскопической обработкой сигналов длительностью ~ 3 нс в X диапазоне ($f_0 \sim 10$ ГГц) с полосой частот $\Delta f \sim 300$ МГц.

Как видно из рис. 6, при фазовой нестабильности $\sigma_\theta \sim 1$ рад наблюдается снижение средней

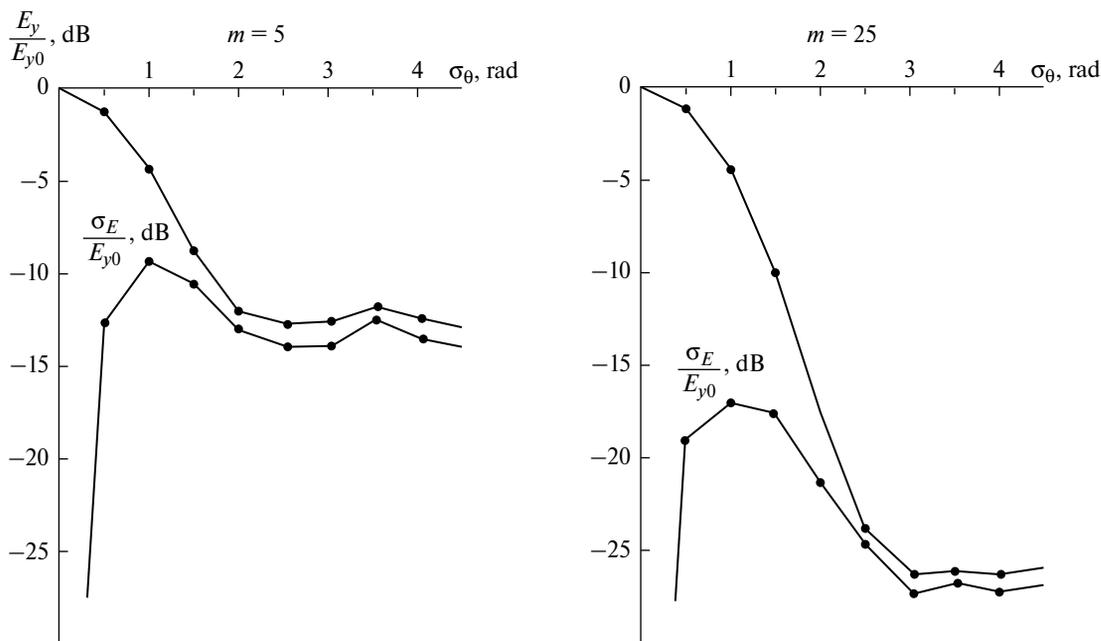


Рис. 6. Результаты статистического моделирования выходного сигнала стробоскопической системы обработки при нарушении когерентности: σ_θ – среднееквадратическое значение фазового шума; E_y – среднее значение энергии сигнала на выходе фильтра стробоскопической системы; σ_E – среднееквадратическое значение разброса энергии сигнала на выходе фильтра; E_{y0} – значение энергии сигнала E_y при полной когерентности ($\sigma_\theta = 0$); m – число шагов считывания ΔT , укладываемых на длительности сигнала τ .

мощности принимаемого сигнала на 4 dB. При этом относительный уровень помехи на выходе стробоскопической системы не превышает значения -12 dB при коэффициенте накопления $m > 25$. Для обеспечения такого режима накопления при скорости объекта ~ 20 км/с частота повторения стробоскопической РЛС должна составлять ~ 1 МГц.

Величина набега фазы θ , обусловленная кратковременной нестабильностью частоты $\Delta\omega$ и конечным временем распространения сигнала $t_0 = 2R/c$

$$\theta(t) \leq \int_t^{t+t_0} \Delta\omega(\xi) d\xi \quad (8)$$

представляет собой винеровский процесс [15] с нормальным распределением и дисперсией

$$D_\theta(t_0) = \sigma_\theta^2 = \int_0^{t_0} \int_0^{t_0} K_{\Delta\omega}(\xi - \mu) d\xi d\mu \approx \sigma_{\Delta\omega}^2 t_0 \tau_\omega, \quad (9)$$

где $K_{\Delta\omega}(\tau)$ – корреляционная функция уходов частоты $\Delta\omega(t)$; τ_ω – интервал корреляции; $\sigma_{\Delta\omega}^2$ – дисперсия флуктуаций циклической частоты.

Для работы стробоскопической РЛС на дальности R с допустимой фазовой нестабильностью $\sigma_\theta < 1$ рад необходимо обеспечить

$$\sigma_{\Delta\omega} < \sigma_\theta \sqrt{\frac{c}{2R\tau_\omega}}. \quad (10)$$

На современном уровне развития техники реализуема стабильность частоты опорных генераторов с относительной погрешностью не хуже $\delta \sim 10^{-12}$ [9], что в X -диапазоне составляет величину дисперсии частотных флуктуаций $\sigma_{\Delta f} \sim 0.01$ Гц ($\sigma_{\Delta\omega} = 2\pi\sigma_{\Delta f}$). Полагая, что система стабилизации частоты имеет постоянную времени $\tau_\omega \sim 0.5$ с, оценка максимальной дальности работы системы при сделанных допущениях составит ~ 70 млн.км.

НАРУШЕНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ СИГНАЛА ВСЛЕДСТВИЕ ДИСПЕРСИИ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Другим важным фактором, способствующим снижению когерентности сигнала, является дисперсия электромагнитных волн в межпланетной плазме.

Для плазмы с концентрацией электронов n_e показатель преломления равен $n(\omega) = \sqrt{1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2}$, где $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ – электронная плазменная частота, а e и m_e – заряд и масса электрона соответственно. Для типичных значений концентрации электронов в солнечном ветре на орбите Земли $\langle n_e \rangle \approx 8$ см $^{-3}$ [10] электронная плазменная

частота составляет $\langle \omega_{pe}^2 \rangle^{1/2} \approx 1.6 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, что существенно меньше несущей частоты зондирующего сигнала в X -диапазоне $\omega_0 \approx 6.3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

Вследствие дисперсии спектральные компоненты импульса приобретают различные индивидуальные фазовые смещения, а если среда неоднородна, т.е. $n_e = n_e(z)$, где z – координата вдоль трассы “радар-астероид”, то и различные изменения амплитуды. Все это в совокупности приводит к искажению импульса при его распространении.

Фазовое запаздывание $\Delta\varphi$ для гармоники с частотой ω в детектируемом отраженном сигнале определяется соотношением

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(\omega) &= \frac{2\omega}{c} \int_0^R (n^{-1}(\omega; z) - 1) dz \approx \\ &\approx \frac{2\omega}{c} \int_0^R \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2} dz = \frac{4\pi e^2}{m_e c \omega} DM, \end{aligned} \quad (11)$$

где $DM = \int_0^R n_e(z) dz$ – мера дисперсии.

Разность фазовых запаздываний (расфазировка сигнала) для гармоник с граничными частотами спектра ω и $\omega + \delta\omega$, где $\delta\omega$ – ширина спектра, составляет $\delta\varphi = |\Delta\varphi(\omega + \delta\omega) - \Delta\varphi(\omega)|$. Поскольку для радиолокационных сигналов, как правило, выполняется условие $\delta\omega \ll \omega_0$, величину расфазировки сигнала в силу соотношения (11) можно приближенно оценить как

$$\delta\varphi \approx \frac{4\pi e^2 DM \delta\omega}{m_e c \omega^2}. \quad (12)$$

Будем считать, что эффект потери когерентности становится существенным, если расфазировка превышает угол 30° . Таким образом, условием сохранения когерентности является выполнение неравенства

$$\delta\varphi \leq \frac{\pi}{6}. \quad (13)$$

Подставляя (12) в неравенство (13), заменяя приближенно электронную концентрацию $n_e(z)$ на ее среднее значение $\langle n_e \rangle$ и учитывая тот факт, что ширина спектра $\delta\omega$ связана с линейным разрешением δr элемента поверхности астероида соотношением $\delta r \approx (2\delta f)^{-1} c = \pi c / \delta\omega$, находим связь между допустимыми дальностью и разрешением

$$R \leq \frac{1}{6} \frac{\omega^2}{\langle \omega_{pe}^2 \rangle} \delta r. \quad (14)$$

Для указанных выше характерных значений плазменной частоты и частоты зондирующего сигнала находим

$$R \leq 25.8(\delta r / 1 \text{ м}) \text{ млн км.} \quad (15)$$

Таким образом, для полученной выше оценки максимальной дальности работы радиолокационной системы в ~ 70 млн км дисперсия в космической плазме ограничивает линейное разрешение деталей астероида значением ~ 2.7 м. Эти показатели превышают достигнутые значения радиолокационного разрешения астероидов, составляющие ~ 7.5 м на дальности ~ 7 млн км [1, 5].

Разрешение может быть повышено, если зондирование производится в антисолнечном направлении. Согласно [10] концентрация электронов убывает с удалением от Солнца как $n_e(r) = \langle n_e \rangle (1 \text{ а.е.} / r)^2$, соответственно, на расстоянии 70 млн км концентрация становится меньше величины $\langle n_e \rangle$ в ~ 2.1 раза, мера дисперсии уменьшается в ~ 1.5 раза, а разрешение δr возрастает до ~ 1.8 м.

При расчете влияния дисперсии нами не учитывался вклад ионосферы, который является значительным. Оцениваемые в настоящей работе возможности повышения информационной вооруженности астрономических радиолокационных систем путем существенного (на порядок по сравнению с имеющейся на данный момент) увеличения максимальной дальности их работы, очевидно, диктуют высокие требования к мощности зондирующего радиосигнала. Такие мощности могут быть реализованы при использовании радиолокационных станций космического базирования далеко за пределами ионосферы, например, на геостационарной орбите, с использованием фазированных антенных решеток.

Приведенные выше оценки позволяют надеяться, что современный потенциал радиолокационной техники еще не до конца исчерпан в радарной астрономии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наряду с ограничением дальности работы радиолокационных систем мощностью излучения, использование когерентных методов приема широкополосных радиосигналов наталкивается на фундаментальные ограничения по фазовой стабильности используемых сигналов при достижении максимальных разрешения и дальности.

Нарушение когерентности в стробоскопических системах локации, вызванное фазовыми неустойчивостями источников опорных колебаний, приводит к снижению чувствительности системы и эквивалентно действию модулирующих помех. Снижения шума на выходе стробоскопического преобразователя, обусловленного нарушением когерентности, можно достичь уменьшением шага

считывания $\Delta T = T/N$ при соответствующем увеличении времени анализа.

Авторы выражают признательность профессору Ю.Н. Паршину (Рязанский государственный радиотехнический университет) за внимание к работе и ряд полезных советов.

Работа выполнена в рамках проекта, поддержанного грантом РФФИ 15-47-02438-р-поволжье_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Marshall S.E., Howell E.S., Brozović M., et al.* Potentially Hazardous Asteroid (85989) 1999 JD6: Radar, Infrared, and Lightcurve Observations and a Preliminary Shape Model // American Astron. Soc., DPS Meeting 2015. #47. id.204.09.
2. *Morrison D.* Defending the earth against asteroids: the case for a global response // Sci. Global Secur. 2005. V. 13. P. 87–103.
3. *Morrison D., Chapman C.R., Steel D., Binzel R.P.* Impacts and the public: communicating the nature of the impact hazard // Mitigation of Hazardous Comets and Asteroids / Eds. Belton M.J.S. et al. Cambridge, United Kingdom: Cambridge Univ. Press, 2011. P. 353–390.
4. Study to Determine the Feasibility of Extending the Search for Near-Earth Objects to Smaller Limiting Diameters / Ed.G. Stokes. Report of the NEO SDT, NASA. 2003. <http://neo.jpl.nasa.gov/neo/neoreport030825.pdf>.
5. *Taylor P.A., Richardson J.E., Rivera-Valentín E.G., et al.* Radar Observations of Near-Earth Asteroids from Arecibo and Goldstone // 47th Lunar and Planet. Sci. Conf., held March 21–25, 2016 at The Woodlands, Texas. LPI Contribution No. 1903. 2016. P. 2772–2772.
6. *Zakharchenko V.D.* Stroboscopic selection of broadband RF signals with coherent probing // CriMiCo 2011–2011 21st International Crimean Conf.: Microwave and Telecommunication Technology. Conf. Proc. Art. № 6068856. P. 1124–1125.
7. *Zakharchenko V.D., Kovalenko I.G.* On protecting the planet against cosmic attack: ultrafast real-time estimate of the asteroid's radial velocity // Acta Astronautica. 2014. V. 98. P. 158–62.
8. *Zakharchenko V.D., Kovalenko I.G., Pak O.V.* Estimate of sizes of small asteroids (cosmic bodies) by the method of stroboscopic radiolocation // Acta Astronautica. 2015. V. 108. P. 57–61.
9. *Белов Л.* Опорные генераторы // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. 2004. № 6. С. 38–44.
10. Ветер солнечный. Состав, концентрация частиц и скорость. ГОСТ 25645.136-86. М.: Изд-во стандартов, 1986.
11. *Гоноровский И.С.* Радиотехнические цепи и сигналы, М.: Дрофа, 2006.
12. *Захарченко В.Д.* Самообстреливание быстро движущихся целей в радиотехнических системах раннего предупреждения // Физика волн. процессов и радиотехн. системы. 1999. Т. 2. № 3–4. С. 34–39.
13. *Захарченко В.Д., Коваленко И.Г.* Способ предотвращения угрозы для планеты путем оценки размеров пассивных космических объектов. Патент на изобретение (РФ) № 2527252 от 07.06.2013. Оpubл. 27.08.2014 // Изобретения. Полезные модели. 2014. № 24.
14. *Захарченко В.Д., Рыжков В.Ю.* Фазочувствительный режим работы радиоимпульсного преобразователя стробоскопической РЛС // Радиотехн. и телеком. системы. 2015. № 3 (19). С. 20–25.
15. *Казаков В.А.* Введение в теорию марковских процессов и некоторые радиотехнические задачи. М.: Сов. Радио, 1973.
16. *Лазоренко О.В., Черногор Л.Ф.* Сверхширокополосные сигналы и физические процессы. 1. Основные понятия, модели и методы описания // Радиофизика и радиоастрон. 2008. Т. 13. № 2. С. 166–194.
17. *Найденов А.И.* Трансформация спектра наносекундных импульсов. М.: Сов. Радио, 1973.
18. *Рябинин Ю.А.* Стробоскопическое осциллографирование. М.: Сов. Радио, 1972.
19. *Самко С.Г., Килбас А.А., Маричев О.И.* Интегралы и производные дробного порядка и некоторые их приложения. Минск: Наука и техника, 1987.
20. *Шустов Б.М., Нароенков С.А., Емельяненко В.В., Шугаров А.С.* Астрономические аспекты построения системы обнаружения и мониторинга опасных космических объектов // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. № 4. С. 312–320.