

УДК 537.591.5

## АНАЛИЗ БЫСТРЫХ ВАРИАЦИЙ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЗАЗОРА МЕТОДОМ НОРМИРОВАННОГО РАЗМАХА ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ НА СПУТНИКЕ *CiriusSat-1*

© 2022 г. М. И. Прохоров<sup>1, 2, \*</sup>, В. В. Богомолов<sup>1, 2</sup>, А. В. Богомолов<sup>1</sup>, А. Ф. Июдин<sup>1</sup>, В. В. Калегаев<sup>1, 2</sup>, И. Н. Мягкова<sup>1</sup>, В. И. Оседло<sup>1</sup>, С. И. Свертилов<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

\*mishappro034@gmail.com

Поступила в редакцию 20.12.2021 г.

После доработки 16.02.2022 г.

Принята к публикации 11.03.2022 г.

Предложено применение метода нормированного размаха для анализа быстрой переменности потоков электронов в околоземном пространстве. Этот метод позволяет делать вывод о том, соответствует ли равномерный временной ряд случайному процессу, либо имеются эффекты памяти или избыточной переменности. В работе проведен анализ данных эксперимента *CiriusSat*. Были использованы данные о времени каждого взаимодействия частицы в детекторе с точностью ~20 мкс, позволяющие проводить изучение вариаций потоков электронов суб-релятивистских энергий на суб-секундных временных масштабах. В ряде случаев значение показателя Херста указывает на избыточную переменность потоков в области зазора ( $L \sim 2.3$ ) к востоку от южно-атлантической аномалии на характерных временах 0.6–0.9 с.

DOI: 10.31857/S0023420622040069

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Нестационарность потоков частиц в радиационных поясах Земли (РПЗ) известна давно и наблюдается в широком временном диапазоне – от субсекундных колебаний [1, 2] до долговременных вариаций с характерными временами порядка нескольких суток и более [3–6]. В случае электронов релятивистских и суб-релятивистских энергий подобная динамика потоков наблюдается в различных областях магнитосферы, от приэкваториальных областей, расположенных ниже внутреннего радиационного пояса Земли ( $L < 1.2$ ) до границ внешнего пояса ( $L \sim 6$  и выше).

Исследованию вариаций интенсивности потоков электронов суб-релятивистских энергий на больших временных масштабах посвящены эксперименты на больших и малых КА, в том числе осуществленных НИИЯФ МГУ [5, 7–13]. Такие вариации были обнаружены под радиационными поясами [8, 10], в области зазора [11, 12], непосредственно во внешнем поясе на малых высотах [5, 13], а также на полярной границе внешнего пояса [1, 5, 9]. В этих работах проводились измерения скоростей счета суб-релятивистских электронов с временным разрешением от долей секунды до минут и долей часов, при этом обнаруженные

вариации могли быть обусловлены, как временными эффектами, так и пространственными неоднородностями в распределении потоков электронов в околоземном космическом пространстве (ОКП).

Долговременные вариации потоков релятивистских и суб-релятивистских электронов, как правило, вызваны геомагнитными возмущениями, источником которых, в свою очередь являются вариации параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля [3, 7].

Исследование более быстрых вариаций потоков энергичных электронов проводилось, в том числе, с помощью нано-спутников. В частности, такие вариации наблюдались в экспериментах *Firebird* [14] и *AeroCube-6* [15].

В эксперименте *FireBird II* были обнаружены так называемые микро-всплески потоков электронов в полярной области на границе внешнего РПЗ ( $L \sim 4–6$ ). Длительность этих микро-всплесков и частота их повторений были сопоставлены с временными характеристиками свистовых электромагнитных волн очень низкой частоты (ОНЧ), зарегистрированных в эти же моменты времени спутником *Van Allen* [1]. В результате было показано, что возможной причиной микро-всплесков

могли быть высыпания магнитосферных электронов вследствие их рассеяния на ОНЧ-волнах.

Тем не менее, проблема полного теоретического описания быстрых вариаций электронов остается открытой. Существующие модели рассеяния и высыпания электронов не дают возможности предсказания этих явлений. Современные теории связывают высыпания электронов с рассеянием и ускорением частиц на различных электромагнитных волнах (ионно-циклотронных (ЭМИЦ) и свистовых), радиальной диффузией и взаимодействиями в магнитных ловушках.

Одной из сложностей при изучении быстрых вариаций потоков, является задача разделения статистических флуктуаций и вариаций, обусловленных внешними факторами. Очевидно, что при постоянной площади детектора и постоянной величине изучаемых потоков относительная величина статистических флуктуаций количества зарегистрированных детектором частиц обратно пропорциональна квадратному корню времени экспозиции. При регистрации большого числа частиц за данный интервал измерений ожидаемые статистические флуктуации остаются небольшими относительно наблюдаемых. В этих случаях наблюдаемые возрастания скорости счета могут быть однозначно идентифицированы как следствие временных или пространственных неоднородностей потоков [11–14].

При регистрации небольшого числа частиц за данный интервал измерений статистические флуктуации скоростей счета становятся сравнимыми с самой скоростью счета. В этом случае для определения, соответствуют ли получаемые данные стационарному потоку частиц или наблюдается отклонение от ожидаемых потоков, необходимо применение специальных математических методов.

В работах, посвященных исследованию микро-всплесков, первичной задачей математической обработки полученных временных рядов скорости счета электронов становится поиск кратковременных вариаций в таких рядах данных. Для этого могут вводиться специальные параметры, позволяющие отличать скорости счета, измеряемые за небольшой временной отрезок, от скорости счета, определяемой на большем временном отрезке методом “скользящего среднего”. При превышении этим параметром установленного порога считается, что в соответствующий момент был зафиксирован микро-всплеск. Такой подход применен в исследовании пространственных размеров микро-всплесков по данным *AeroCube-6* [15].

Недостаток такого метода состоит в том, что он не дает информации о стохастических характеристиках изучаемых потоков. Временной ряд значений скорости счета может оказаться отлич-

ным от ожидаемого для стационарного случайного ряда, но при этом не содержать явных возрастаний темпа счета, которые бы выделялись на фоне статистических флуктуаций, достаточных для определения их как микро-всплесков.

В данной работе мы предлагаем метод исследования быстрых вариаций потоков частиц, основанный на применении метода нормированного размаха [16]. Этот метод позволяет получить информацию о том, соответствует ли временной ряд чисто случайному процессу или нет, имеет ли он тенденцию к сохранению тренда или к его изменению.

С помощью предложенного метода мы исследовали вариации потоков электронов в области зазора между внешним и внутренним РПЗ ( $L \sim 2.2\text{--}2.5$ ) вблизи восточного края Южно-атлантической аномалии (ЮАА). Эти исследования проводились с помощью сцинтиляционных детекторов, на борту космических аппаратов *СириусСат* [17].

## 2. МИССИЯ *СириусСат*

В рамках программы *СириусСат* были созданы и успешно работали два спутника формата “CubeSat 1U+”, работа над которыми была начата в июле 2017 г. в ходе проектной смены образовательного центра “Сириус” (г. Сочи) с участием школьников [18]. Оба аппарата были запущены с МКС 15.VIII.2018. Спутники успешно проработали до декабря 2020 г., когда снизились до 180–200 км и быстро попали в плотные слои атмосферы.

В качестве полезной нагрузки (ПН) на спутниках *СириусСат* служил прибор ДеКоР (Детектор Космической Радиации), осуществлявший регистрацию заряженных частиц и гамма-квантов в диапазоне энергвыделений 0.3–3.0 МэВ. С помощью прибора проводились измерения, как медленно, так и быстро меняющихся потоков электронов и гамма-квантов на орбите с наклоном в  $51^\circ$  и с высотой, менявшейся от ~430 км в начале эксперимента (август 2018 г.) до ~180 км в декабре 2020 г. [17].

В приборе ДеКоР использовался трехслойный детектор (1.0 см CsI(Tl), 0.23 см CsI(Na), 0.2 см пластмассовый сцинтиллятор). Все три сцинтиллятора просматривались двумя фотоэлектронными умножителями (ФЭУ) – см. рис. 1. При этом разделение событий, зарегистрированных в разных сцинтилляторах, осуществлялось по их характерным временам высвечивания. Такое устройство детектора позволило осуществлять идентификацию типа регистрируемых частиц методом временного анализа. Временное разрешение детектора составляло ~20 мкс. Важной особенностью этого эксперимента было то, что кроме мониторингового режима, в котором фиксировалось число ре-

гистрируемых электронов (в основном пластмассовым сцинтиллятором) и гамма квантов (в основном неорганическими сцинтилляторами) за заданный интервал экспозиции (как правило, 1 с), был также режим записи массивов событий (так называемый “по-событийный”). Под событием подразумевается факт регистрации гамма-кванта или заряженной частицы. В этом режиме записывалось точное время регистрации и информация о количестве света, высвеченного в сцинтилляторах за 600 нс (“быстрый компонент”) и за 2 мкс (“медленный компонент”). Эта информация позволила в дальнейшем определить тип зарегистрированной частицы и ее энергию. Именно запись массивов позволила проводить анализ быстрых (суб-секундных) вариаций. Однако, низкая пропускная способность канала связи не позволила проводить частые измерения в этом режиме. За время эксперимента было получено три участка данных, относящихся к интересующей нас области зазора.

### 3. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

#### 3.1. Первичная обработка данных нано-спутников

Данные с прибора ДеКоР, установленного на нано-спутнике *СириусСат-1*, имели некоторые особенности.

Чтобы избежать переполнения памяти, в системе регистрации было установлено ограничение: в “по-событийном” режиме записывалось не более 400 событий за текущую секунду. Это ограничение приводило к потере части данных в зоне радиационных поясов.

В данной работе мы использовали только участки, имеющие долю пропущенных данных менее 20%. Интервалы данных для анализа выбирались визуально на графиках, изображающих временные зависимости скорости счета, усредненной методом “скользящего среднего”. При этом отбирались интервалы, соответствующие измерениям в интересующей нас области зазора, где основную долю регистрируемых частиц составляли электроны, и темп счета был на уровне 200–300 регистраций частиц в секунду, таким образом, на участке было минимальное число пропусков данных.

После дешифровки, сортировки по времени и удаления повторяющихся строк, для каждой записи определялся тип зарегистрированной частицы методом сравнения величин энерговыделений в разных сцинтилляторах. Это разделение аналогично тому, которое было реализовано в детекторе аппаратными средствами при работе в режиме мониторинга.

Далее на основе этих данных строился равномерный временной ряд  $S$  числа электронов, заре-

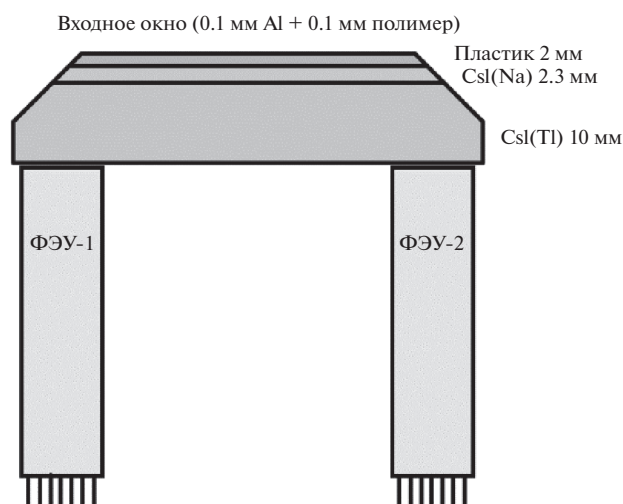


Рис. 1. Схема сцинтилляционного детектора аппаратов *СириусСат*.

гистрированных за 50 мс. Этот ряд и использовался в дальнейшем для изучения быстрых вариаций.

Так как передать на Землю длинный ряд по-событийной записи (более 10 с) вообще без пропусков данных удавалось очень редко, то мы были вынуждены проводить анализ данных с редкими пропусками. Для того, чтобы минимизировать влияние таких пропусков на результаты анализа, мы заполняли их сгенерированным случайным временным рядом. Это происходило после формирования равномерного временного ряда числа зарегистрированных за 50 мс электронов. Для этого генерировался случайный ряд  $S_r$ , характеризующийся распределением Пуассона с ожидаемыми средним и длительностью такими же, как для ряда  $S$ . Далее все пропущенные значения ряда  $S$  заменялись на соответствующие им по номеру элементы ряда  $S_r$ . Такая замена должна приближать результаты анализа к результатам для чисто случайного ряда.

Так как в эксперименте *СириусСат* спутники не были стабилизированы, а потоки электронов в рассматриваемой зоне зазора, вообще говоря, анизотропны, то вращение аппаратов могло оказывать влияние на темп счета электронов. Для учета этого влияния мы проводили отбеливание рядов  $S$  путем вычитания из исходного ряда значений скользящего среднего, определённых на интервале  $l$  с. Однако, в ходе анализа данных космического эксперимента, оказалось, что такая процедура практически не оказывает влияния на конечный результат, заключающийся в определении характера переменности исходного ряда данных на разных временных масштабах. Поскольку отбеливание не позволило расширить временной диапазон исследуемых вариаций и при этом усложнило интерпретацию результатов, в даль-

нейшем мы анализировали только первичные ряды данных космического эксперимента.

### 3.2. Метод нормированного размаха

Алгоритм метода нормированного размаха рассмотрен в различных источниках ([16, 18] и др.). Суть метода состоит в следующем. Пусть задан временной ряд  $x(i)$ , где  $i$  — номер дискретных временных интервалов, на которых определяется физическая величина  $x$  — в данном случае количество отсчетов в выходном канале прибора. Для этого ряда определяется среднее значение на  $n$ -м участке (фрагменте исходного ряда), содержащем  $k$  дискретных временных интервалов (т.е.  $k$  по сути является мерой длительности участка), соответствующем интервалу  $i$  — от  $k(n-1)+1$  до  $nk$

$$\bar{x}(n, k) = \frac{1}{k} \sum_{i=k(n-1)+1}^{nk} x(i)$$

и, так называемый, “размах накопленного отклонения от среднего”  $R(n, k)$ , определяемый, как:

$$R(n, k) = \max_{k(n-1)+3 \leq j \leq nk} \sum_{i=k(n-1)+1}^j [x(i) - \bar{x}(n, k)] - \min_{k(n-1)+3 \leq j \leq nk} \sum_{i=k(n-1)+1}^j [x(i) - \bar{x}(n, k)].$$

Метод нормированного размаха может быть реализован разными способами. Рассмотрим, вариант реализации, использованный в данной работе. Для заданного временного ряда  $x(i)$  на первом этапе определяется сетка длин выборок накопления, то есть задается набор значений  $k$ , каждое из которых — число элементов временного ряда, которые должны быть объединены в один суб-ряд (участок), для которого будут определяться размах накопленного отклонения и стандартное отклонение. Эти значения  $k$  в дальнейшем будем называть субпериодами. В данной работе, величины субпериодов лежат в диапазоне от  $k = 3$  до длины всего ряда.

Для заданной величины субпериода  $k$  исходный временной ряд  $x(i)$  делится на  $N + 1$  участок, первые  $N$  из которых имеют длину  $k$ , а последний является остатком и в дальнейшей обработке не участвует. Введенные выше индекс для каждого участка имеет значения  $n = 1: N$  и представляет собой номер участка, на котором определяются размах накопленного отклонения и стандартное отклонение.

Для данного участка рассчитывается дисперсия

$$\sigma_x^2(n, k) = \frac{1}{k} \sum_{i=k(n-1)+1}^{nk} [x(i) - \bar{x}(n, k)]^2,$$

вычисляется отношение размаха к стандартному отклонению

$$Rs(n, k) = \frac{R(n, k)}{\sigma_x(n, k)}.$$

Определив отношение размаха накопленного отклонения к стандартному отклонению для каждого участка  $n$  при определенном значении длины выборки  $k$ , находим среднее значение

$$\overline{Rs}(k) = \frac{1}{k} \sum_{n=1}^N Rs(n, k).$$

Вычислив эти значения для каждой длины выборки  $k$ , получаем набор значений  $Rs(k)$ .

Коэффициент линейной регрессии логарифма этой величины от логарифма длины выборки  $k$  является искомым показателем Херста. Во многих случаях зависимость  $Rs(k)$  оказывается степенной, в этом случае показателем Херста будет равен показателю степенной функции, описывающей эту зависимость. Для случайного ряда (случайных блужданий) ожидается значение показателя Херста  $\sim 0.5$ . Отклонение показателя в ту или иную сторону свидетельствует о присутствии некоторых закономерностей в поведении системы.

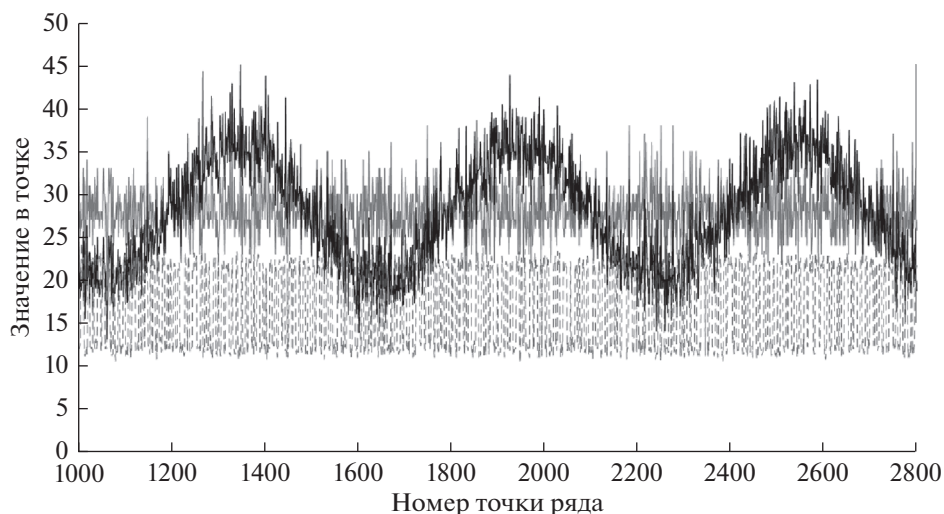
Если эта зависимость не линейна, то показатель Херста может определяться по нескольким близким точкам. В этом случае он соответствует определенной длине выборки  $k$ , то есть определяет свойства системы на соответствующих временах.

### 3.3. Определение показателя Херста и оценка точности

В результате применения метода нормированного размаха к временному ряду количества регистраций электронов мы получаем зависимость нормированного размаха от длины выборки. Как было сказано, коэффициент линейной регрессии логарифмов этих величин является показателем Херста. Однако, такая зависимость может быть не линейной, что может свидетельствовать об отклонении временного ряда от чисто случайного на соответствующих длинах выборки. Мы определяли показатель Херста не по всему диапазону длин выборки, а только по участку вблизи соответствующей длины выборки. Мы аппроксимировали зависимость нормированного размаха  $Rs(k)$  от длины выборки  $k$  для каждых 15 подряд идущих длин выборки линейной зависимостью

$$\lg Rs(i) = H(k) * \lg i + \alpha, \quad i = \overline{(k-7 : k+7)}.$$

Таким образом, мы получаем зависимость показателя Херста  $H(k)$  от длины выборки  $k$  и стандартное отклонение  $\sigma_H(k)$ . Так как длина выборки равномерного временного ряда  $k$  соответствующим



**Рис. 2.** Временные ряды тестовых выборок: псевдослучайный ряд (серая кривая), синусоидальная зависимость с периодом 30 с, зашумленная по Пуассону (черная кривая), меандр случайной длины, зашумленный по Пуассону (серая штриховая кривая).

ет времени объединения участков данных  $t = k\tau$ , где  $\tau$  — интервал измерений (в нашем случае 50 мс), то мы получаем зависимость  $H(t)$ , которая позволяет сделать выводы о характере переменности ряда на различных временах.

### 3.4. Применение метода к модельным рядам

Для проверки метода и интерпретации результатов обработки экспериментальных данных были построены и исследованы методом нормированного размаха модельные ряды.

В первую очередь был сгенерирован псевдослучайный ряд длиной 20000 точек, разброс значений которого характеризуется распределением Пуассона с ожидаемым средним значением  $\bar{x} = 10$ , что соответствует типичному значению в нашей задаче (рис. 2). Длина этого ряда соответствует 1000 с, что больше времени пролета спутником интересующей нас области зазора.

Полученное в результате обработки значение нормированного размаха (рис. 3) для этого ряда совпадает с ожидаемым значением для чисто случайного процесса, рассчитанным по формуле Эниса и Ллойда [12], при величине субпериода меньше 1000 точек. При большей длине наблюдается расхождение, зависимость становится не монотонной, так как длина субпериода становится сравнима с длиной всего ряда. Полученная зависимость подтверждает корректность алгоритма.

В качестве модельного ряда с эффектом памяти построен ряд значений синуса, имеющего период в 600 точек, соответствующий 30 с. Для этого ряда (рис. 3), начиная с минимальной длины выборки, нормированный размах оказывается боль-

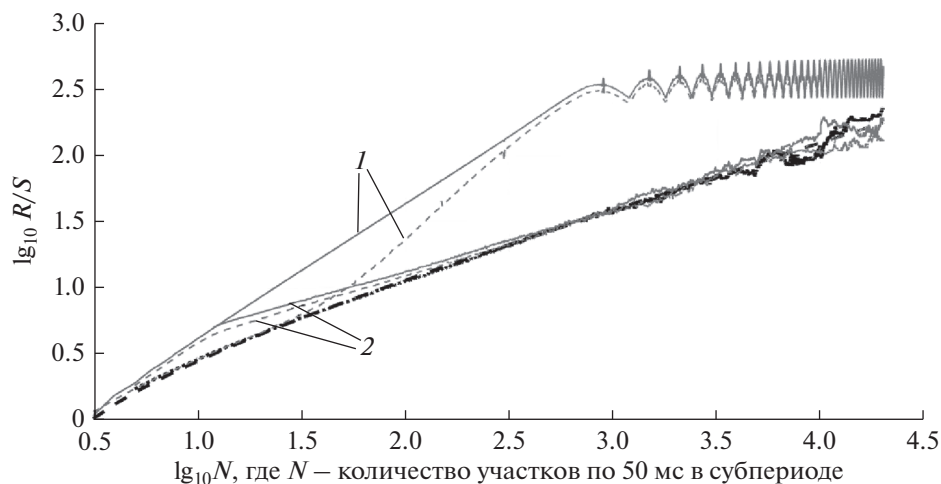
ше и растет быстрее, чем для случайного ряда вплоть до значений длины субпериода около 600. Далее зависимость становится квазипериодической.

Для сравнения был построен зашумленный ряд, являющийся суммой случайного (Пуассонового) ряда и ряда значений синуса одинаковой амплитуды (рис. 2), период  $T = 30$  с.

Для этого ряда зависимость нормированного размаха при малых значениях длины выборки совпадает с такой зависимостью для случайного ряда (рис. 3). При длине выборки более 25 точек (соответствующая длительность  $\tau \approx 1.25c \approx 1/25T$ ) характер зависимости меняется, она становится круче и приближается к зависимости для не зашумленного ряда значений синуса. Такая зависимость позволяет установить следующую связь между нормированным размахом и характером изучаемого ряда. При малой величине субпериода метод чувствителен к быстро переменному шуму и анализируемая зависимость совпадает с такой для случайного. При большей величине субпериода (более  $1/25$  характерной длины) метод становится чувствительным к сохранению тренда и определяет такую систему как систему с памятью, вплоть до величин субпериода, больших периода колебаний.

Такие тесты были проведены для подобных рядов с другими характерными временами. Их поведение оказалось аналогичным, точки изменения поведения зависимости нормированного размаха от длины субпериода, соответствуют периоду синуса.

Таким образом, мы продемонстрировали результаты применения метода к рядам с памятью.



**Рис. 3.** Диаграмма  $\lg_{10}(R/S) - \lg_{10}N$  для тестовых временных рядов: ожидаемое для чисто случайного ряда, определенное по формуле Эниса и Ллойда (черная штриховая кривая), псевдослучайный ряд (черная пунктирная кривая), синусоидальная зависимость с периодом 30 с (сплошная кривая 1) синусоидальная зависимость с периодом 30 с, зашумленная по Пуассону (штриховая кривая 2), меандр случайной длины (сплошная кривая 3), меандр случайной длины, зашумленный по Пуассону (пунктирная кривая 4).

Для моделирования ряда с избыточной переменностью был построен ряд меандра, в котором число точек на верхнем или нижнем уровне является случайной величиной, характеризуемой распределением Пуассона, для которого среднее  $\bar{n} = 4$ . Таким образом, был получен быстро переменный ряд, имеющий переменность на характерном числе точек 4, что соответствует характерному времени переменности 0.2 с.

Далее был построен зашумленный ряд путем суммирования описанного меандра случайной длины с рядом Пуассона, для которого  $\bar{x} = 10$  (рис. 2).

Анализ ряда меандра случайной длины (рис. 3) показал, что при малой длине субпериода (менее 10 точек, что соответствует временам менее 0.5 с) нормированный размах растет быстрее, чем ожидаемый для случайного ряда. В этом случае метод нормированного размаха позволяет сделать заключение о существовании памяти в системе. При больших длинах субпериода зависимость меняется, нормированный размах растет медленнее, чем ожидаемый для случайного ряда, то есть показатель Херста оказывается меньше, чем для Пуассоновского процесса. Это свидетельствует о том, что ряд является избыточно переменным. При больших длинах субпериода (более 400 точек, что соответствует 20 с) зависимость становится мало отличающейся от ожидаемой для чисто случайного ряда. Поведение зашумленного ряда аналогично поведению незашумленного, однако излом в графике выражен менее явно. Для рядов с большими и меньшими характерными длинами меандров точки излома сдвигались в со-

ответствующую сторону, при этом форма зависимости качественно не менялась.

#### 4. АНАЛИЗ ДАННЫХ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

##### 4.1. Данные спутника *CiriusSat-1* за 22.VI.2019

В данном разделе представлены данные аппарата *CiriusSat-1* за 22.VI.2019 (рис. 4). В области измерений  $L \approx 2.57$ . Таким образом, измерения проводились в зоне зазора между внутренним и внешним РПЗ.

Временной ход значений скорости счета субрелятивистских электронов, усредненных методом “скользящего среднего” для области измерений, отмеченной на рис. 4, представлен на рис. 5а и более подробно на рис. 5б.

Для анализа были выбраны три участка данных, в которых темп счета электронов значительно превышает темп счета гамма квантов, так, чтобы количество пропусков данных на них оказалось наименьшим при сохранении достаточной длины участков.

Наблюдаемые на этих графиках квази-периодические вариации скорости счета относительно большой амплитуды обусловлены вращением спутника и связаны с анизотропным характером потоков электронов. Как видно из рис. 5, эти вариации наблюдаются только на спаде интенсивностей потоков, то есть в зоне зазора. Именно в этой области общий темп счета по большей части определяется темпом счета электронов.

Зависимости нормированного размаха от длины ряда для трех временных интервалов, отме-

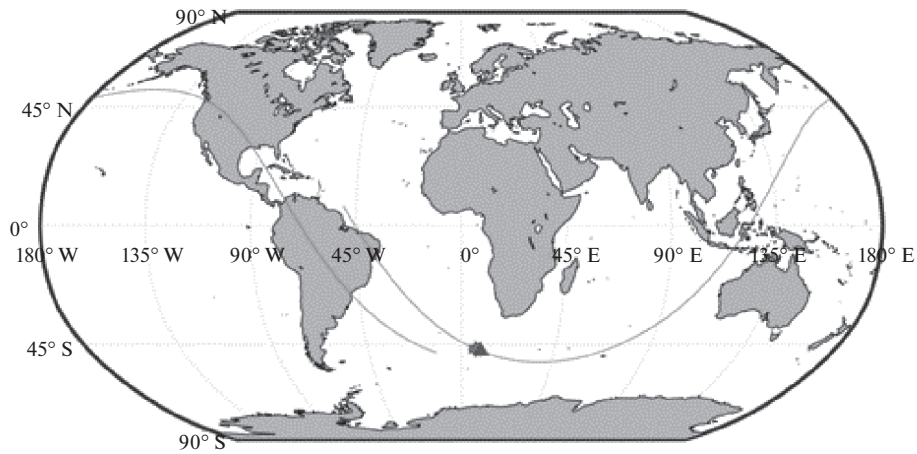


Рис. 4. Траектория *СириусСат-1* 22.VI.2019 и область измерений.

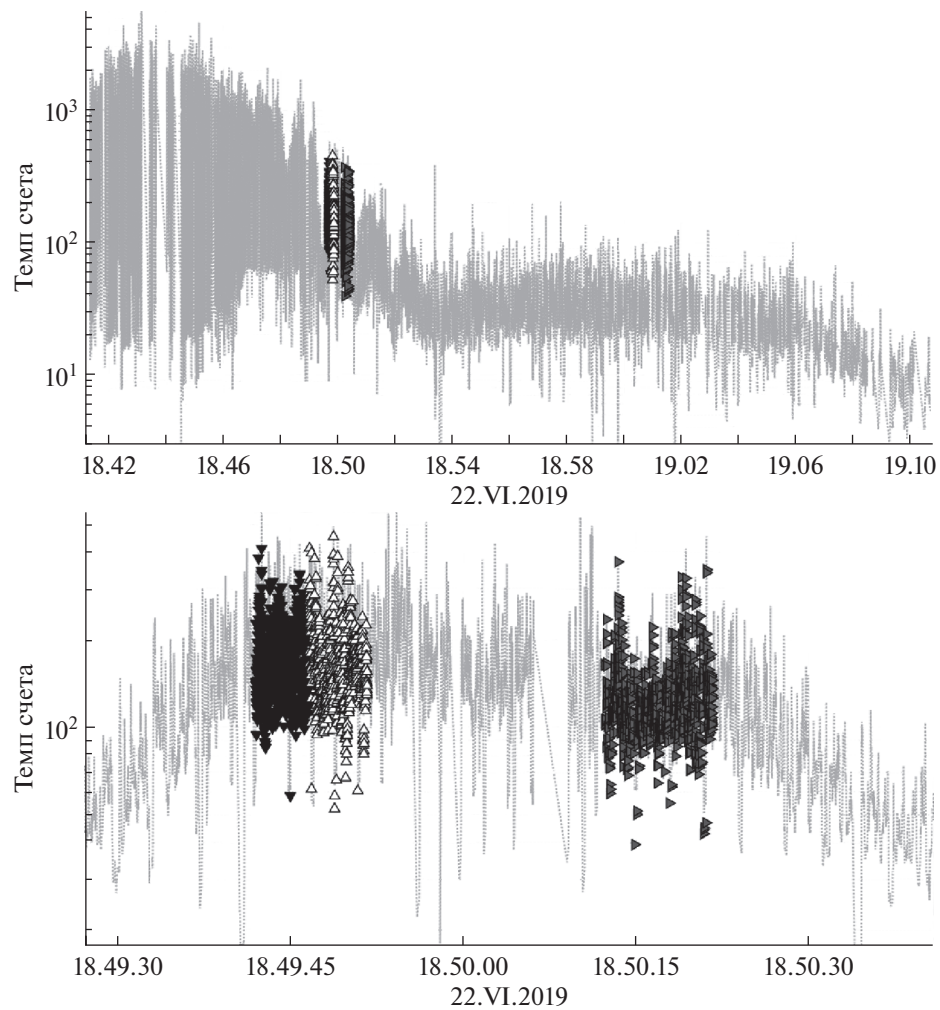
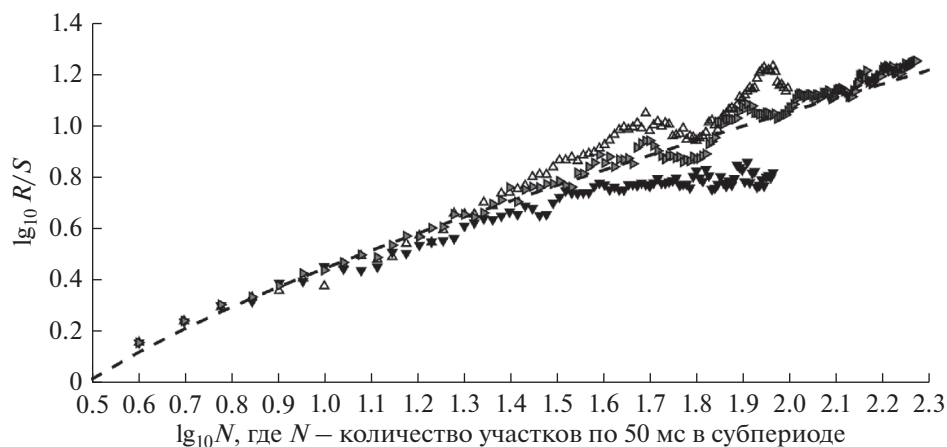


Рис. 5. Временной ход значений скорости счета суб-релятивистских электронов, построенный по данным “по-событийной” записи за 22.VI.2019. Сверху на рис. 5а изображена кривая для интервала, соответствующего пролету Южно-Атлантической аномалии (ЮАА) и области зазора, внизу на рис. 5б — более подробная запись для интервала, соответствующего области зазора. Черными, белыми и серыми треугольниками выделены интервалы, для которых были определены значения нормированного размаха и параметра Херста.



**Рис. 6.** Зависимости нормированного размаха ( $R/S$ ), от длины ряда, выраженной в количестве участков по 50 мс в субпериоде, для трех временных интервалов, отмеченных на рис. 5б. Обозначение точек соответствует рис. 5б. Пунктирная линия показывает ожидаемую зависимость для чисто случайного ряда.

ченных на рис. 5б, приведены на рис. 6. Также на рисунке изображена ожидаемая зависимость для чисто случайного ряда, рассчитанная по формуле Эниса и Ллойда.

На рис. 7 приведены значения показателя Херста и границы доверительного интервала с уровнем значимости 0.95 для трех рассматриваемых временных интервалов. Как видно на графиках, на первом (рис. 7а) и втором (рис. 7б) интервале наблюдается отклонение показателя Херста от ожидаемого для чисто случайного ряда, выходящее за границы доверительного интервала.

#### 4.2. Данные *СириусСат-1* за 30.X.2019

В данном разделе рассматриваются данные прибора ДеКоР на спутнике *СириусСат-1* за 30.X.2019. Для анализа были выбраны три интервала данных в области измерений, где  $L \approx 2.23$  (рис. 8, 9).

Изображенные ниже на рис. 10, 11 зависимости нормированного размаха и показателя Херста аналогичны графикам, приведенным для 22.VI.2019.

Как видно на графиках зависимости показателя Херста от длительности субпериода, только на первом (рис. 11а) из трех участков наблюдается отклонение ряда от чисто случайного для субпериодов 0.6–0.8 с. В остальных двух случаях все отклонения лежат в пределах погрешности.

#### 4.3. Данные *СириусСат-1* за 9.VII.2020

В данном разделе рассматриваются данные прибора ДеКоР на спутнике *СириусСат-1* за 9.VII.2020. Для анализа были выбраны четыре временных интервала в области измерений  $L \approx 2.3$  (см. рис. 12, 13).

Приведенные ниже графики (рис. 14, 15) аналогичны рассмотренным ранее. Как видно на графиках зависимости показателя Херста от длины субпериода (см. рис. 15), на третьем интервале имеется указание на отклонение ряда от чисто случайного на грани погрешности. Для четвертого интервала также имеется явное указание на такое отклонение.

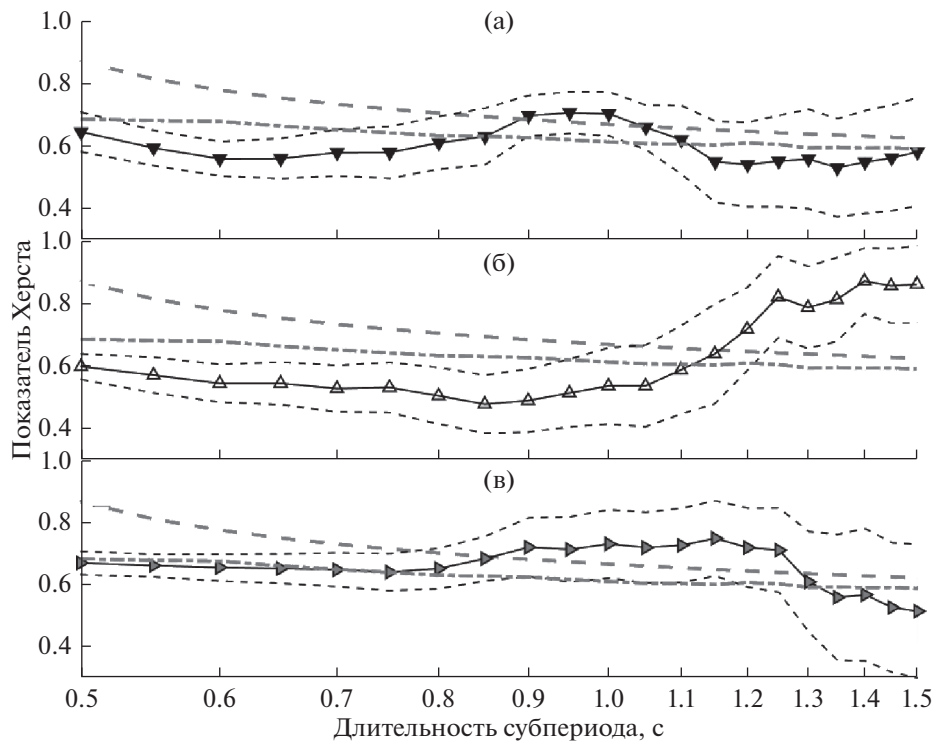
## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Нами были рассмотрены три интервала наблюдений аппарата *СириусСат-1* в области зазора к юго-востоку от ЮАА, для которой значения  $L$  лежат в диапазоне от 2.23 до 2.57.

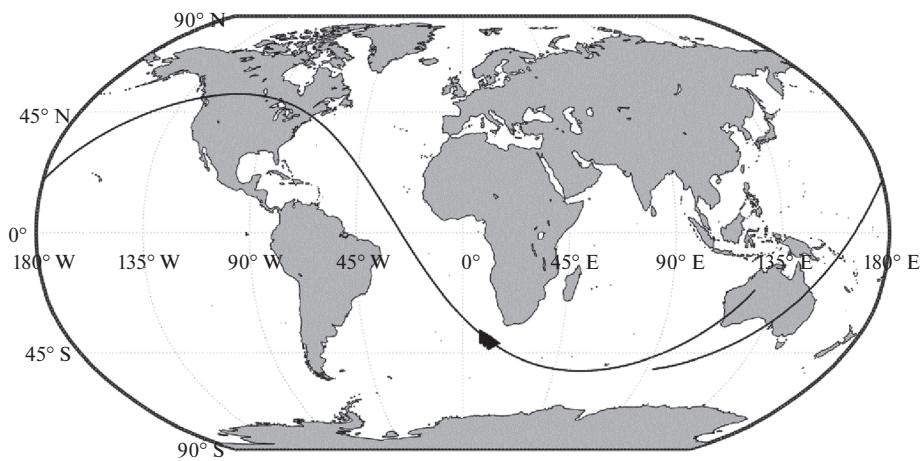
В этой области детектором регистрировалось около 200 частиц в секунду, что позволило выбрать интервал подсчета зарегистрированных электронов, равный 50 мс таким образом, чтобы за этот интервал регистрировалось около 10 частиц. Дальнейшее применение метода нормированного размаха и определение показателя Херста методом линейной регрессии по 15 точкам привело к тому, что минимально доступный временной масштаб составил 0.5 с.

Период вращения аппарата составлял около 30 с. Как было показано при анализе модельных данных, связанные с таким вращением изменения регистрируемых потоков оказывают влияние на определение показателя Херста на временах более 1.25 с. Кроме того, из-за ограничений длительности рассматриваемых рядов на временах более 1 с возрастают статистические ошибки определения параметра  $H$ , а само его значение становится нестабильным. По этой причине исследуемый временной масштаб вариаций был ограничен сверху одной секундой.





**Рис. 7.** Значение показателя Херста на различных временных масштабах для трех участков данных от 22.VI.2019. Серые пунктирные линии изображают ожидаемые значения показателя Херста, определенные по формуле Эниса и Ллойда. Серые штрихпунктирные линии показывают значения показателя Херста, определенные по сгенерированному псевдослучайному Пуассоновому ряду. Черные сплошные линии изображают определенное значение показателя Херста, пунктиром обозначены границы доверительного интервала. Вид точек соответствует рис. 5б.

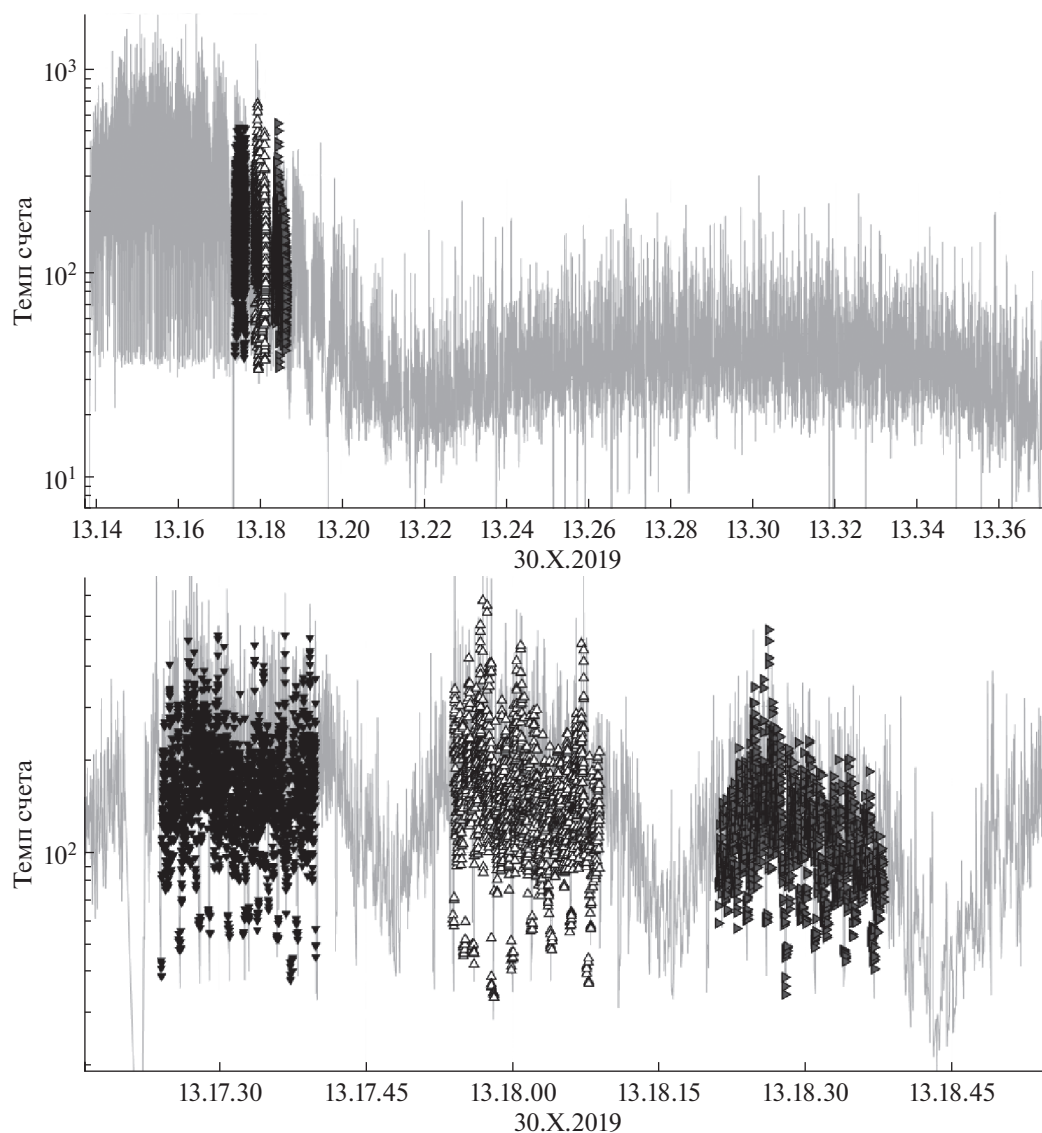


**Рис. 8.** Траектория *СириусСат-1* 30.X.2019 и область измерений.

Рассмотрим вид зависимости показателя Херста  $H(\tau)$  от длительности субпериода  $\tau$  (рис. 7, 11, 15). В начале зависимости, при  $\tau \approx 0.5$ , с показатель Херста во всех десяти случаях совпадает с ожидаемым или близок к нему для чисто случайного ряда. Это может быть объяснено тем, что при таком субпериоде число точек внутри него невелико и

статистические флуктуации вносят основной вклад.

При  $\tau \approx 0.6-0.9$  с для первых двух участков за 22.VI.2019 (рис. 7) и четвертого участка за 9.VII.2020 (рис. 15) наблюдается отклонение  $H$  в меньшую сторону на уровне значимости более 0.95. Для второго участка за 30.X.2019 (рис. 11) и



**Рис. 9.** Временной ход значений скорости счета суб-релятивистских электронов, усредненных методом “скользящего среднего”, построенный по данным “по-событийной” записи за 30.X.2019. Сверху на рис. 9а изображена кривая для интервала, соответствующего пролету Южно Атлантической аномалии (ЮАА) и области зазора, снизу на рис. 9б – более подробная запись для интервала, соответствующего области зазора. Черными, белыми и серыми треугольниками выделены интервалы, для которых были определены значения нормированного размаха и параметра Херста.

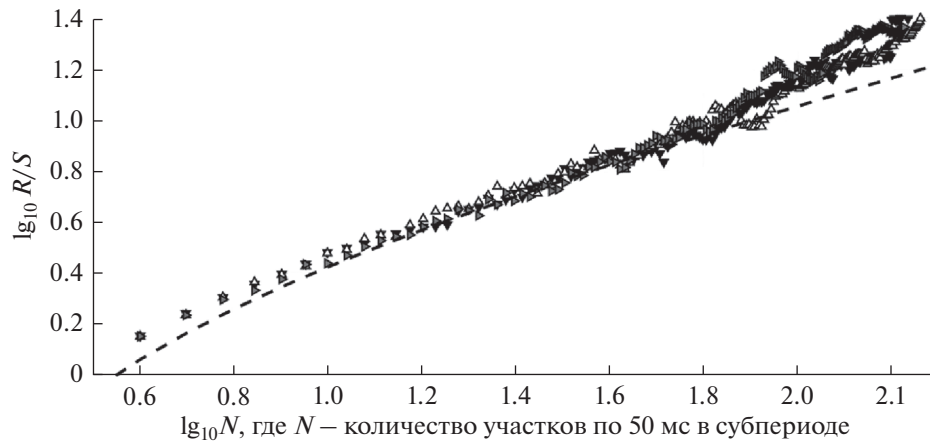
второго за 9.VII.2020 (рис. 15) имеется указание на такое отклонение в пределах погрешности.

При  $\tau \geq 1$  с зависимости  $H(\tau)$  различаются для разных участков. В этой области увеличивается погрешность определения показателя Херста, поэтому мы не можем сделать вывод о характере переменности потоков на больших масштабах.

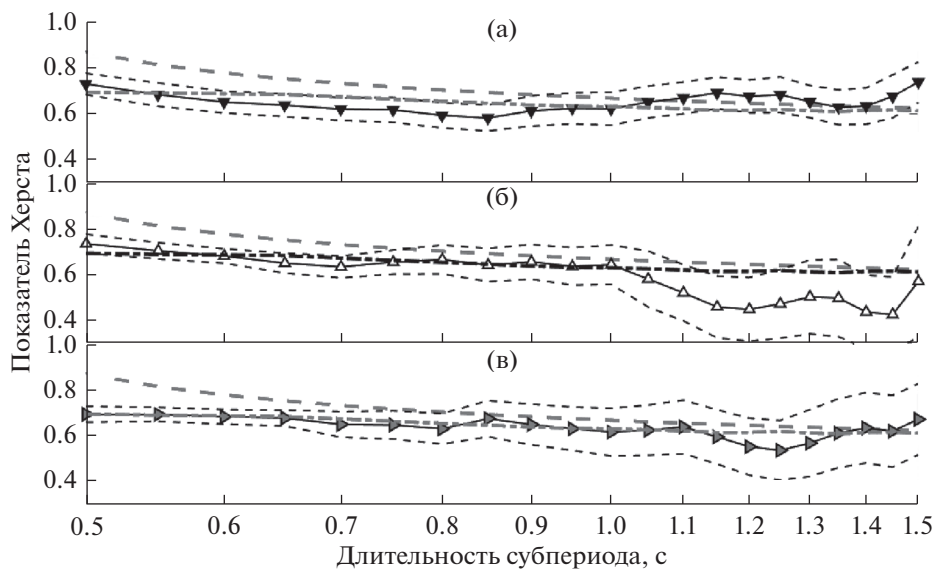
Таким образом, мы обнаружили избыточную переменность рядов регистраций электронов на временах 0.6–0.9 с в четырех случаях из десяти. Отклонений, указывающих на существование памяти, обнаружено не было ни на одном из участков.

Сравнивая полученный результат с результатами анализа модельных рядов, можно сказать, что подобный эффект может быть вызван быстрым изменением потока на временах 0.6–0.9 с.

Для того, чтобы делать вывод о возможной причине быстрых вариаций потоков суб-релятивистских электронов в области зазора следует рассмотреть геомагнитную обстановку для тех интервалов наблюдений, для которых проводился анализ. Во время измерений 22.VI.2019 в интервале 18:42–19:04 UTC геомагнитная активность отсутствовала:  $K_p = 0+$ ,  $D_{st} = 9$  нТ, скорость



**Рис. 10.** Зависимости нормированного размаха ( $R/S$ ), от длины ряда, выраженной в количестве участков по 50 мс в субпериоде, для трех временных интервалов, отмеченных на рис. 9. Обозначение точек соответствует рис. 9. Пунктирная линия показывает ожидаемую зависимость для чисто случайного ряда, рассчитанную по формуле Энниса и Ллойда.



**Рис. 11.** Значение показателя Херста на различных временных масштабах для трех участков данных от 30.X.2019. Серые пунктирные линии изображают ожидаемые значения показателя Херста, определенные по формуле Энниса и Ллойда. Серые штрихпунктирные линии показывают значения показателя Херста, определенные по сгенерированному псевдослучайному Пуассоновому ряду. Черные сплошные линии изображают определенное значение показателя Херста, пунктиром обозначены границы доверительного интервала. Вид точек соответствует рис. 9.

солнечного ветра 300 км/с. Во время измерений 30.X.2019 в интервале 13:14–13:38 UTC наблюдалась минимальная геомагнитная активность:  $K_p = 1$ ,  $D_{st} = -18$  нТ, что соответствовало окончанию фазы восстановления после слабого геомагнитного возмущения, вызванного приходом высокоскоростного солнечного ветра ( $v = 390$  км/с), при этом имелись слабые суббуревые возмущения ( $AE = 250$  нТ). Во время измерений 9.VII.2020 в интервале 07:50–07:52 UTC наблюдалась минимальная геомагнитная активность:  $K_p = 1$ ,  $D_{st} = 0$  нТ “на хвосте” высокоскоростного потока солнечного ветра ( $v = 340$  км/с) что не вызвало геомаг-

нитного возмущения. При этом имелись слабые суббуревые возмущения ( $AE = 200$  нТ). Таким образом, можно заключить, что в течение всех временных интервалов, для которых проводился анализ, геомагнитная обстановка была спокойной и отсутствовал какие-либо факторы, которые могли вызвать существенные возмущения в квазистационарных распределениях потоков заряженных частиц в ОКП. Поэтому полученные указания на быструю (менее 1 с) переменность потоков суб-релятивистских электронов в области зазора могут свидетельствовать о наличии каких-либо постоянных факторов, возмущающих дви-

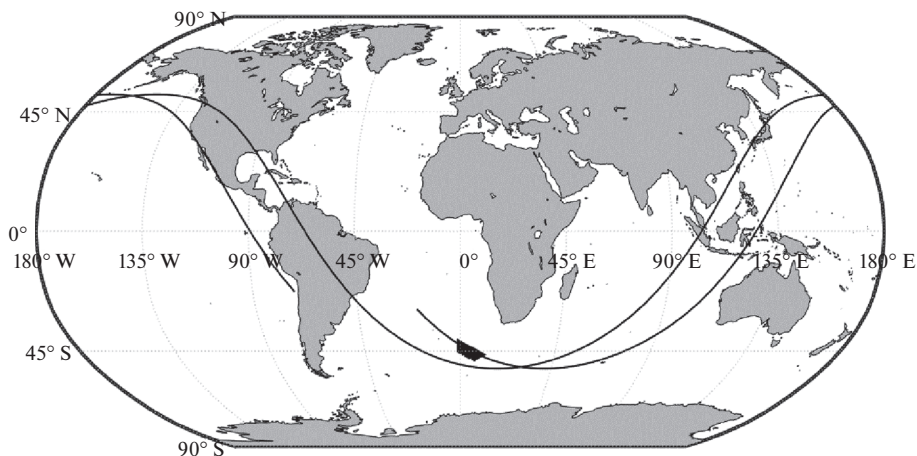


Рис. 12. Траектория *SiriusSat-1* 19.VII.2020 и область измерений.

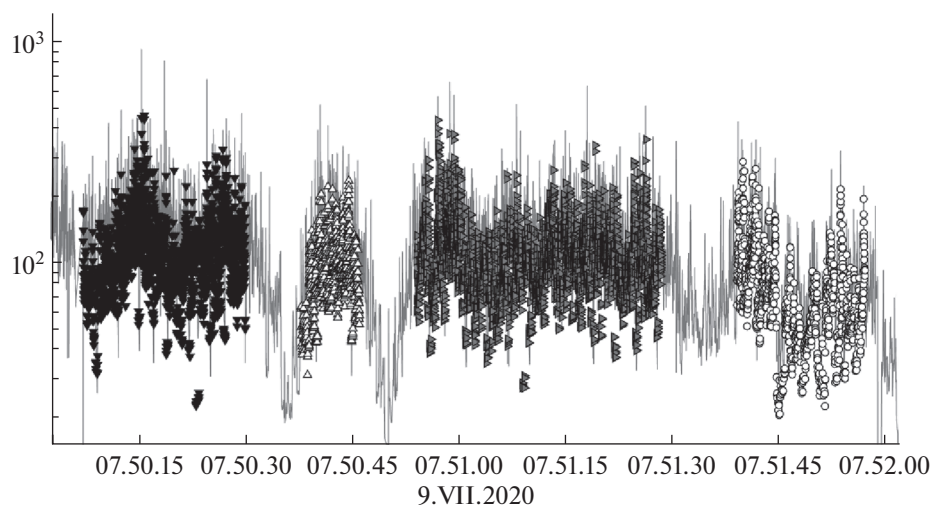


Рис. 13. Временной ход значений скорости счета суб-релятивистских электронов, усредненных методом “скользящего среднего”, построенный по данным “по-событийной” записи за 9.VII.2020 для области измерений, отмеченной на рис. 12. Черными, белыми, серыми треугольниками и белыми кругами выделены интервалы, для которых были определены значения нормированного размаха и параметра Херста.

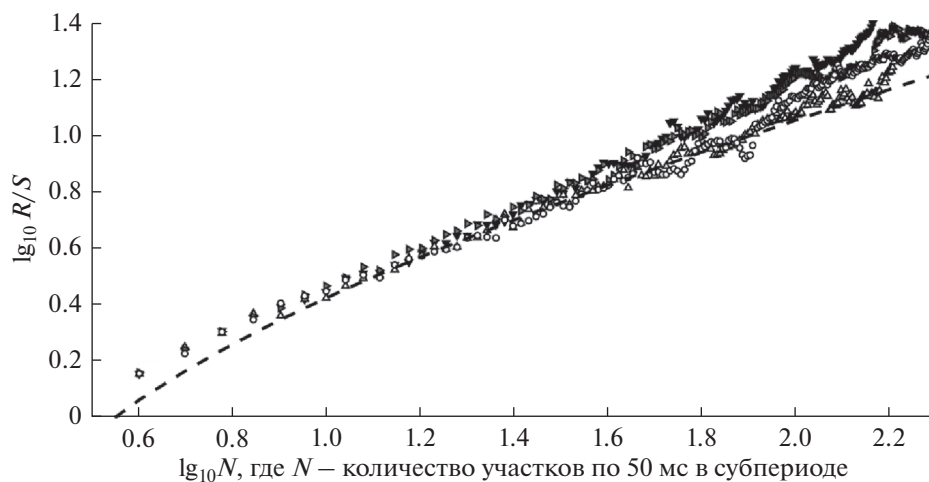
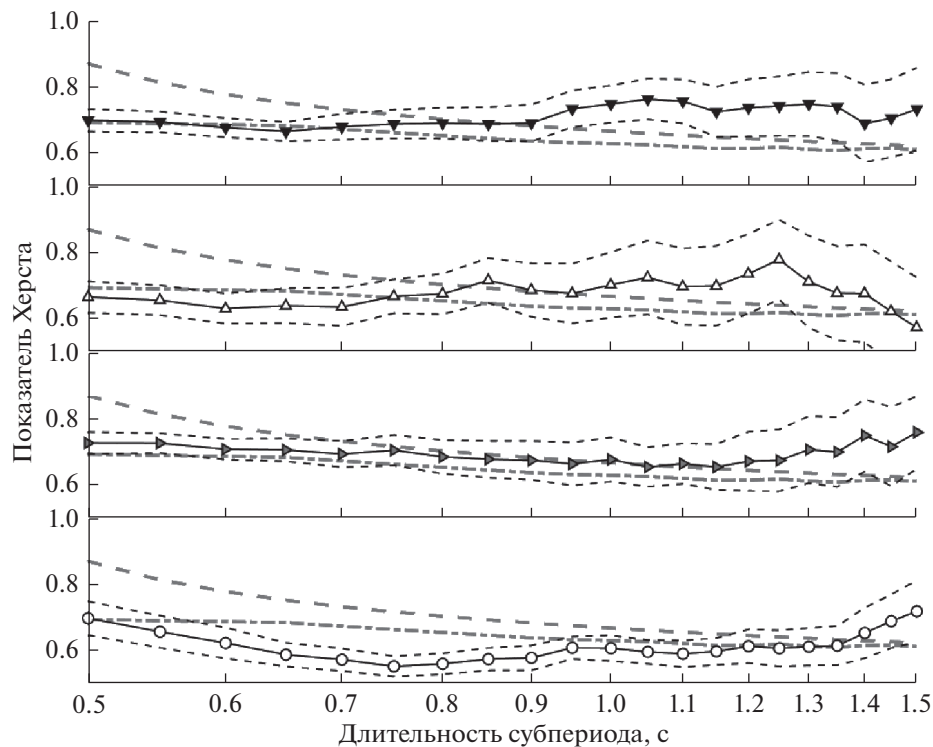


Рис. 14. Зависимости нормированного размаха ( $R/S$ ), от длины ряда, выраженной в количестве участков по 50 мс в суб-периоде, для четырех временных интервалов, отмеченных на рис. 12. Обозначение точек соответствует рис. 13. Пунктирная линия показывает ожидаемую зависимость для чисто случайного ряда, рассчитанную по формуле Энниса и Ллойда.



**Рис. 15.** Значение показателя Херста на различных временных масштабах для трех участков данных от 9.VII.2019. Серые пунктирные линии изображают ожидаемые значения показателя Херста, определенные по формуле Энниса и Ллойда. Серые штрихпунктирные линии показывают значения показателя Херста, определенные по сгенерированному псевдослучайному Пуассоновому ряду. Черные сплошные линии изображают определенное значение показателя Херста, пунктиром обозначены границы доверительного интервала. Вид точек соответствует рис. 13.

жение электронов. В частности, такие быстрые вариации могут быть связаны с высыпаниями электронов, рассеянных на электромагнитных волнах, постоянно существующих на границе плазмосферы, или другими причинами.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При изучении степени случайности регистрируемых потоков частиц нами был применен метод нормированного размаха. Этот метод позволил обнаружить в ряде случаев избыточную переменность рядов регистраций электронов в области зазора на характерных временах 0.6–0.9 с.

В эксперименте *CiriusSat* небольшая площадь детектора и вращение аппаратов установили ограничения снизу и сверху на исследуемый временной масштаб переменности, сделав доступным диапазон 0.5–1 с. При применении предложенного метода для анализа данных других экспериментов, имеющих большую площадь детектора и лучшую стабилизацию КА, можно ожидать значительное расширение диапазона доступных к исследованию времен вариаций.

Природа обнаруженной избыточной переменности потоков электронов требует дополнительного исследования. Для подтверждения присут-

ствия наблюдаемых эффектов и определения времени их существования могут быть использованы данные двух и более спутников, пролетающих изучаемую область последовательно. В рамках эксперимента *CiriusSat* реализовать такие измерения в интересующей нас области зазора не удалось. Кроме того, можно исследовать описанную область границы внешнего пояса, где известно существование микро-всплесков [7]. Такие измерения позволят сопоставить результаты, получаемые различными методами.

Безусловно, представляет интерес применение метода для изучения переменности в других областях магнитосферы с помощью различных космических аппаратов, в том числе для ре-анализа данных экспериментов на более крупных спутниках.

Конфликт интересов: Автор В.В. Калегаев — член редколлегии журнала “Космические исследования”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яхнина Т.А., Семенова Н.В., Яхнин А.Г. Связь высыпаний релятивистских электронов разных типов с геомагнитной активностью // Гелиогеофизические исследования в Арктике. 2018. Т. 1. С. 114–117. <https://doi.org/10.25702/ksc.978-5-91137-381-8.114-117>

2. *Shumko M., Johnson A.T., Sample J.G. et al.* Electron Microburst Size Distribution Derived With *AeroCube-6* // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2020. V. 125. № 3. <https://doi.org/10.1029/2019JA027651>
3. *Friedel R.H.W., Reeves G.D., Ohara T.* Relativistic Electron Dynamic in the Inner Magnetosphere – A Review // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* 2002. V. 64. № 2. P. 265–282. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(01\)00088-8](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(01)00088-8)
4. *Li X., Temerin M.A.* The Electron Radiation Belt // *Space Science Reviews*. 2001. V. 95. P. 569–580. <https://doi.org/10.1023/A:1005221108016>
5. *Мягкова И.Н., Панасюк М.И., Свертилов С.И.* Вариации потоков электронов на высотах 600–800 км во второй половине 2014 г. – предварительные результаты эксперимента с аппаратурой “Рэлек” на борту ИСЗ Вернов // *Космич. исслед.* 2016. Т. 54. № 1. С. 73–81. (*Cosmic Research*. P. 67–75). <https://doi.org/10.1134/S0010952516010135>
6. *Moysa P.S., Pinto V.A., Sibek D.G. et al.* On the effect of geomagnetic storms on relativistic electrons in the outer radiation belt: *Van Allen Probes* observations // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2017. V. 122. № 11. P. 11100–11108. <https://doi.org/10.1002/2017JA024735>
7. *Кузнецов С.Н., Мягкова И.Н., Юшков Б.Ю. и др.* Динамика радиационных поясов Земли во время сильных магнитных бурь по данным ИСЗ КОРОНАС-Ф // *Астрономический вестник. Исследования солнечной системы*. 2007. Т. 41. № 4. С. 350–359. <https://doi.org/10.1134/S0038094607040077>
8. *Богомолов А.В., Денисов Ю.И., Колесов Г.Я. и др.* Потоки квазизахваченных электронов с энергиями >0.08 МэВ в околоземном пространстве на дрейфовых оболочках  $L < 2$  // *Космич. исслед.* 2005. Т. 43. № 5. С. 323–329.
9. *Богомолов А.В., Мягкова И.Н., Калегаяев В.В. и др.* Высыпания электронов субрелятивистских энергий вблизи полярной границы внешнего радиационного пояса Земли по данным экспериментов на спутниках Вернов и Ломоносов // *Космич. исслед.* 2017. Т. 55. № 6. С. 459–470. (*Cosmic Research*. P. 446–456). <https://doi.org/10.1134/S0010952517060028>
10. *Kuznetsov S.N., Myagkova I.N.* Quasi-trapped electron fluxes (>0.5 MeV) under the radiation belts: Analysis of their connection with geomagnetic indices // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2002. V. 64. P. 601–605. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(02\)00019-6](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(02)00019-6)
11. *Мягкова И.Н., Свертилов С.И., Ковтюх А.С. и др.* Динамика потоков электронов в зазоре между радиационными поясами в ноябре–декабре 2014 г. по данным ИСЗ Вернов // *Космич. исслед.* 2017. Т. 55. № 1. С. 75–82. (*Cosmic Research*. P. 72–78). <https://doi.org/10.1134/S0010952517010075>
12. *Ковтюх А.С., Мягкова И.Н., Богомолов В.В. и др.* Локальные структуры электронов с энергией в сотни кэВ в области внутреннего пояса и зазора, наблюдавшиеся на ИСЗ Вернов // *Геомагнетизм и аэронаука*. 2016. Т. 56. № 6. С. 700–712. <https://doi.org/10.7868/S0016794016060109>
13. *Мягкова И.Н., Богомолов А.В., Еремеев В.Е. и др.* Динамика радиационной обстановки в околоземном пространстве в сентябре–ноябре 2020 по данным спутников *МЕТЕОР-М* и *ЭЛЕКТРО-Л1* // *Космич. исслед.* 2021. Т. 59. № 6. С. 460–472. (*Cosmic Research*. P. 433–445). <https://doi.org/10.1134/S0010952521060071>
14. *Breneman A.W., Crew A., Sample J. et al.* Observations Directly Linking Relativistic Electron Microbursts to Whistler Mode Chorus: *Van Allen Probes* and *FIREBIRD II* // *Geophysical Research Letters*. 2017. V. 44. № 22. P. 11265–11272. <https://doi.org/10.1002/2017GL075001>
15. *Shumko M., Johnson A.T., Sample J.G. et al.* Electron Microburst Size Distribution Derived With *AeroCube-6* // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2020. V. 125. № 3. <https://doi.org/10.1029/2019JA027651>
16. *Херст Г.Э.* Долгосрочная вместимость водохранилищ // *Труды Американского общества гражданских инженеров*. 1951. С. 770–808.
17. *Богомолов В.В., Богомолов А.В., Дементьев Ю.Н. и др.* Научно-образовательный космический эксперимент на спутниках *СириусСат-1, 2* // *Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия*. 2020. № 6. С. 125–134. <https://doi.org/10.3103/S0027134920060077>
18. *Кириллов Д.С., Коробов О.В., Митин Н.А. и др.* Распределения показателя Херста нестационарного маркированного временного ряда. Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2013. № 11. С. 1–16.