# СОДЕРЖАНИЕ

-

\_

## Том 60, номер 5, 2022

Динамика ночных границ аврорального овала во время магнитной бури 27—29.V.2017 <i>А. Р. Иванова, В. В. Калегаев</i>	357
Анализ источников эмиссии 630.0 нм в полярных сияниях Ж. В. Дашкевич, В. Е. Иванов	368
Анализ фаз квазидвухлетних вариаций потоков космических лучей, параметров солнечной активности и межпланетной среды	277
В. П. Охлопков	3/ /
Алгоритм безопасной посадки космического аппарата при спуске с окололунной орбиты Б. И. Жуков, В. Н. Лихачев, Ю. Г. Сихарулидзе	384
Спектральные характеристики собственного излучения электрических ракетных двигателей с замкнутым дрейфом электронов в радиодиапазоне для различных рабочих тел	
А. П. Плохих, Н. А. Важенин, Г. А. Попов, С. О. Шилов	396
Электродинамическое управление с распределенным запаздыванием для стабилизации ИСЗ на экваториальной орбите	
А. Ю. Александров, А. А. Тихонов	404
Динамика формирования тросовой группировки космических аппаратов в виде треугольного "созвездия"	
Ю. М. Заболотнов, А. А. Назарова, Чанцин Ван, Айдзюнь Ли	413
Второй этап космического эксперимента "БТН нейтрон" на борту российского сегмента Международной космической станции: аппаратура БТН-М2	
М. И. Мокроусов, И. Г. Митрофанов, А. А. Аникин, Д. В. Головин, Н. Е. Карпушкина, А. С. Козырев, М. Л. Литвак, А. В. Малахов, А. Н. Пеков, А. Б. Санин, В. И. Третьяков	426

УДК 550.385

### ДИНАМИКА НОЧНЫХ ГРАНИЦ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА ВО ВРЕМЯ МАГНИТНОЙ БУРИ 27–29.V.2017

© 2022 г. А. Р. Иванова<sup>1, 2,</sup> \*, В. В. Калегаев<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

\*e-mail: ivanova.ar20@physics.msu.ru Поступила в редакцию 10.09.2021 г. После доработки 21.04.2022 г. Принята к публикации 04.05.2022 г.

По данным низкоорбитального спутника Метеор М2 исследована динамика границ аврорального овала на ночной стороне в период магнитной бури, наблюдавшейся с 27. V по 29. V.2017. Исследовалась зависимость положения границ во время различных фаз бури от состояния магнитосферы и межпланетной среды. Экспериментально полученные данные о границах области высыпаний авроральных электронов сопоставлялись с данными, рассчитанными по статистической модели, разработанной независимо от данного исследования и определяющей положение овала в зависимости от величины AL-индекса. Получено, что во время начальной фазы бури главным фактором, повлиявшим на дальнейшую динамику овала, стал мощный продолжительный импульс давления солнечного ветра, который в сочетании с устойчивым южным межпланетным магнитном полем (ММП) привел к сжатию магнитосферы, уменьшению площади полярной шапки и расширению экваториальной границы овала. В период главной фазы и фазы восстановления бури давление солнечного ветра вернулось на добуревой уровень, и динамика границ овала была связана с суббуревой активностью и изменениями В*z*-компоненты ММП: поворот ММП к югу на главной фазе привел к смещению овала на более низкие широты, а постепенное уменьшение по модулю южной компоненты обусловило сдвиг овала к полюсу на фазе восстановления. Показано, что полярная граница овала непосредственно реагирует на изменения в солнечном ветре, в то время как в динамике экваториальной границы присутствуют черты, связанные с геомагнитной активностью, с развитием магнитосферных токовых систем, опосредованно контролируемых параметрами межпланетной среды, в частности, интенсивностью крупномасштабной конвекции.

**DOI:** 10.31857/S0023420622050028

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитосферу Земли принято разделять на три основные области: внутреннюю, внешнюю и авроральную. Такое деление обусловлено общей структурой магнитосферного магнитного поля, формирующегося при взаимодействии солнечного ветра с собственным магнитным полем Земли [1]. Для данной работы главный интерес представляет авроральная магнитосфера – область, в которой происходит переход от вытянутой в хвост конфигурации магнитных силовых линий внешней магнитосферы к квазидипольной структуре магнитного поля внутренней магнитосферы. Такие магнитосферные образования как плазменный слой (его передняя часть) и авроральный овал являются ключевыми объектами этой области, характеризующими ее состояние. Это наиболее динамичная часть магнитосферы, в которой проявляются, как эффекты, связанные с воздействием солнечного ветра, так и эффекты внутримагнитосферной динамики. Наблюдения аврорального овала позволяют диагностировать состояние магнитосферы, меняющееся под воздействием внешних и внутренних факторов.

Магнитосферное магнитное поле контролирует движение заряженных частиц. Поэтому в областях магнитосферы, различающихся интенсивностью и структурой магнитного поля, формируются популяции заряженных частиц, имеющие разные спектральные и пространственно-временные характеристики. В авроральной магнитосфере регистрируются изотропные потоки частиц с энергиями от десятков эВ до десятков кэВ (иногда до сотен).

Характерной особенностью авроральных силовых линий является их значительная искривленность в плазменном слое хвоста магнитосферы. Эта особенность магнитного поля проявляется в движении магнитосферных заряженных частиц, главным образом, протонов и электронов надтепловых энергий. Заряженные частицы, ларморовский радиус которых близок к радиусу кривизны силовой линии, испытывают рассеяние по питчуглам в области плазменного слоя геомагнитного хвоста [2]. Частицы с малыми питч-углами, которые перемещаются вдоль силовой линии, достигая верхней атмосферы, вызывают полярные сияния. Область таких высыпаний авроральных частиц представляет собой смещенное на ночную сторону деформированное кольцо, которое окружает геомагнитный полюс – авроральный овал [3, 4]. В работе [5] дан обзор наземных исследований полярных сияний, позволивших в шестидесятых годах прошлого века приблизиться к концепции аврорального овала на основе локализованных во времени и пространстве наблюдений. Внутренняя область аврорального овала (полярная шапка) является основанием внешней магнитосферы, внешняя область - основанием внутренней магнитосферы, заполненной захваченными частицами.

Наряду с положением овала представляет интерес и его структура. В работе [6] подробно рассматривается морфология полярных сияний. Основными характеристиками, по которым классифицируют полярные сияния, являются: форма (лентообразные, диффузные и лучи), тип структуры (однородная, волокнистая (бороздчатая) и лучистая), яркость, активность и цвет. Все эти параметры позволяют делать выводы об интенсивности потоков частиц, высыпающихся в атмосферу, что может характеризовать состояние магнитосферы. Возбужденные атомы верхней атмосферы излучают в видимом диапазоне, что наблюдается как полярное сияние, цвет которого складывается из совмещения нескольких наиболее характерных эмиссий. Цветовая и яркостная характеристики сияний позволяют сделать выводы об энергии высыпающихся частиц, о глубине их проникновения в атмосферу.

Авроральный овал является чрезвычайно динамичным образованием магнитосферы. Вариации параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) отражаются на структуре магнитосферы и приводят к почти мгновенным изменениям положения и формы овала. В работе [7] приведены свидетельства того, что смещение магнитопаузы под воздействием импульса давления солнечного ветра уже через две минуты приводит к флуктуациям овала.

Оптические измерения с борта космических аппаратов позволяют исследовать глобальную структуру авроральных свечений. В ходе наблюдений спутников *Polar* и *IMAGE* получено множество изображений овала полярных сияний, которые дают возможность изучать его динамику в течение длительного времени [8], исследовать его вариации под воздействием геомагнитной активности и в ответ на изменение условий в межпланетной среде.

Регистрация потоков частиц на авроральных силовых линиях является одним из наиболее надежных методов определения границ овала полярных сияний. Измерения полярных спутников на высотах около 800 км позволяют надежно идентифицировать область плазменных вторжений, инициирующих оптические свечения в авроральной атмосфере [9].

В ходе геомагнитных возмущений наблюдаются значительные вариации магнитного поля, особенно заметные в области авроральной магнитосферы. Поэтому широтное расположение областей плазменных вторжений не постоянно при различных геомагнитных условиях. Были проведены многочисленные исследования динамики аврорального овала в зависимости от условий в магнитосфере и межпланетной среде. В ходе многоспутниковых наблюдений регистрируются искажения формы овала в обоих полушариях, связанные с вариациями магнитного поля [10]. В работе [11] было показано, что при увеличении магнитной активности на дневной стороне авроральный овал смещается к экватору, а на ночной стороне расширяется в обе стороны. В работе [12] исследовалось влияние давления солнечного ветра на размер и интенсивность свечения овала. Показано, что усиление давления солнечного ветра при южном направлении ММП приводит к расширению аврорального овала и уменьшению площади полярной шапки. В работе [13] на основе анализа базы данных изображений овала получены оценки положения его полярной границы в зависимости от компонент ММП. Показано, что смещение полярной границы овала в направлении полдень-полночь контролируется североюжной компонентой ММП, а в направлении утро-вечер – Ву-компонентой ММП.

Особый интерес представляет динамика границ овала во время магнитной бури. Формирование крупномасштабных буревых токовых систем приводит к значительным изменениям формы, положения и интенсивности свечения овала. В работе [14] получены зависимости положения границ овала от уровня геомагнитной возмущенности. Авторами [15] было показано, что во время главной фазы магнитной бури на ночной стороне полярная граница остается примерно на одной и той же широте, а экваториальная граница смещается в сторону экватора. Построены количественные модели, связывающие положение овала с уровнем геомагнитной активности [16, 17].

Результаты проведенных исследований показывают, что, и состояние солнечного ветра, и уровень геомагнитной активности, являются факторами, влияющими на форму и положение овала.



**Рис. 1.** Интенсивность потоков электронов различных энергий (от 0.032 до 16.64 кэВ) и значение параметра Мак-Илвайна по данным спутника *Memeop M2* за один оборот вокруг Земли (а), обработанные значения для потоков (б).

В работе [18] показано, что параметры солнечного ветра и параметры магнитосферных токов, совместно, определяют уровень авроральной активности. Целью данной работы является определение относительной роли факторов межпланетной среды и магнитосферных факторов в динамике овала во время разных фаз магнитной бури. наблюдавшейся 27-29.V.2017. Данная, необычная, магнитная буря инициировалась сильным импульсом давления солнечного ветра (до 18 нПа) и экстремальным сжатием магнитосферы (расстояние до подсолнечной точки уменьшилось в 2 раза), которое продолжалось почти до конца главной фазы бури. Для исследований был разработан метод определения ночных границ аврорального овала по потокам высыпающихся в атмосферу заряженных частиц по данным измерений российского спутника Метеор М2, который ранее редко использовался в подобных исследованиях. Проведено сопоставление экспериментальных данных и результатов расчетов, полученных с помощью статистической модели [17]. Поскольку модель учитывает зависимость положения овала только от магнитосферных процессов, возможные согласия/несогласия экспериментальных и теоретических результатов могут свидетельствовать о роли параметров солнечного ветра и ММП.

#### 2. ДАННЫЕ

Для определения положения границ овала были использованы данные низкоэнергичных каналов электростатического анализатора, входящего в состав инструмента МСГИ низкоорбитального полярного спутника *Метеор M2*, измеряющего интенсивность потока авроральных электронов с энергиями от 0.032 до 16.64 кэВ. Данный спутник располагается на круговой орбите с наклонением  $97^{\circ}$  и высотой 880 км. Он совершает полный оборот вокруг Земли примерно за 100 мин, и за это время авроральный овал регистрируется 4 раза по возрастаниям потоков высыпающихся частиц: в ночном и дневном секторах северного и южного полушарий. *Метеор M2* имеет полярную солнечно-синхронную орбиту, и пересечения овала всегда происходят в предполуденном и предполуночном секторах локального времени.

На рис. 1а представлен пример данных, полученных за один оборот спутника 28.V.2017 15.40— 17.20 UTC. Линии разных цветов (кроме красной) характеризуют интенсивности потоков авроральных электронов различных энергий (десять каналов от 0.032 до 16.64 кэВ). Данные получены с временным разрешением 10 с.

Красная линия соответствует значениям координаты *L*, изменяющейся вдоль орбиты. Низкие значения параметра свидетельствуют о нахождении спутника во внутренней магнитосфере, где доминирует внутреннее магнитное поле Земли. Здесь значение этого параметра характеризует *L*-оболочку — поверхность, образованную силовыми линиями магнитного поля, а *L* равно рас-



**Рис. 2.** Вариации положения полярной (красные точки и аппроксимирующая красная кривая) и экваториальной (черные точки и аппроксимирующая черная кривая) границ аврорального овала в спокойный период.

стоянию от центра Земли до силовой линии в плоскости геомагнитного экватора.

Во внешней магнитосфере, которая проецируется в более высокие широты, становится значимым вклад магнитосферных токов в магнитное поле. Здесь физический смысл этого параметра теряется, поэтому он используется только как величина, характеризующая геомагнитную широту ионосферной проекции точки. Максимальным значениям *L* соответствуют полярные шапки, которые на графике окружены с двух сторон "горбами": областями возрастаний потоков, связанными с высыпанием электронов в овале полярных сияний. Границы областей высыпаний характеризуют положение овала полярных сияний и могут быть определены из анализа данных измерений спутника *Memeop M2*.

#### 3. МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Из рис. 1а можно видеть, что данные измерений спутника носят дискретный характер, связанный с низким геометрическим фактором электростатического анализатора, установленного на аппарате. Эта особенность прибора, а также низкое временное разрешение измерений в плазменных каналах (10 с), затрудняют точное определение границ высыпаний. В работе использовался метод скользящего среднего, позволяющий устранить дискретность и получить сглаженные значения потоков для каждого энергетического канала. Значение в каждой точке рассчитывалось как среднее арифметическое значений в двух предыдущих и в двух последующих точках. На рис. 16 представлены обработанные значения для потоков электронов в каналах 0.5, 1 и 4 кэВ. Полученные профили позволяют легче идентифицировать границы области высыпаний, чем исходные данные. Будем определять границы области высыпаний электронов на орбите спутника по временным профилям усредненных потоков, полученных для частиц с энергиями 1 кэВ.

За каждый оборот спутника в период изучаемой магнитной бури были построены усредненные профили, аналогичные представленным на рис. 16. Для ночного участка орбиты были определены *L*-координаты пересечений спутником полярной и экваториальной границ областей высыпаний в северном и южном полушариях. Была вычислена исправленная геомагнитная широта (или "инвариантная широта") этих точек, которая однозначно характеризует *L*-оболочки во внутренней магнитосфере и учитывает их искажение, связанное с недипольными источниками внутреннего магнитного поля Земли:

$$\Phi = \arccos \sqrt{1/L}$$

Ошибки определения L связаны с временным разрешением массива данных (10 с) и составляют около 0.5 радиусов Земли, ошибки определения широты составляет величину около  $\pm 0.3^{\circ}$ .

#### 4. ГРАНИЦЫ ОВАЛА В СПОКОЙНЫХ УСЛОВИЯХ

Наряду с временными вариациями границ овала, вызванными буревыми токами в магнитосфере, спутник регистрирует в течение суток вариации овала связанные с вращением Земли. Наклон геомагнитного диполя к оси вращения Земли и недипольные гармоники в разложении скалярного потенциала внутреннего поля приводят к его азимутальной асимметрии. Поэтому, в географических и, в геомагнитных координатах, будут наблюдаться суточные вариации границ овала даже в геомагнитно-спокойные периоды. Использование исправленных геомагнитных координат позволяет выделить вариации овала, связанные исключительно с буревой динамикой магнитосферы.

На рис. 2 представлены временные профили исправленной геомагнитной широты полярной и экваториальной границ аврорального овала на ночном участке орбиты КА *Метеор М2* в течение 17.00–21.20 10.III.2020. В этот период времени в солнечном ветре и в магнитосфере регистрировались спокойные условия: значения геомагнитного индекса *Dst* и *Bz*-компоненты межпланетного магнитного поля (ММП) были положительны и находились около нуля, скорость солнечного ветра приблизительно равнялась 325 км/с.

Предполагая магнитную сопряженность границ овала в северном и южном полушарии, мы объединили массивы значений широт полярной и экваториальной границ, полученных в северном и южном полушариях. Полученные временные профили инвариантных широт экваториальной и полярной границ аппроксимировались кривой второго порядка.

Можно видеть, что, в спокойных условиях исправленная геомагнитная широта ночных границ аврорального овала почти не изменяется и составляет примерно 70° для экваториальной границы и 78° для полярной.

#### 5. МАГНИТНАЯ БУРЯ 27-29.V.2017

Развитие буревых токовых систем под воздействием ускоренных потоков солнечного ветра и вариаций ММП приводит к изменениям структуры магнитосферного поля в авроральной магнитосфере и к вариациям аврорального овала. Рассмотрим условия в околоземном космическом пространстве в период с 27 по 29. V.2017 (рис. 3). Геомагнитные возмущения связаны с формированием крупномасштабных токов (буревых токовых систем), изменяющих структуру магнитосферы. Развитие магнитосферных токов во время магнитной бури характеризуется временным профилем геомагнитного индекса Dst, описывающего среднюю вариацию магнитного поля, измеряемого наземными низкоширотными станциями. Приведенный график Dst имеет типичный для периода магнитной бури вид. Резкое увеличение этого индекса ("внезапное начало бури" – SSC) соответствует фазе начала бури, последующее уменьшение Dst соответствует главной фазе, которая завершается фазой восстановления.

Начало магнитной бури связано с приходом к Земле потока ускоренного солнечного ветра. Можно видеть, что 27. V примерно в 15:45 наблюдается внезапный скачок скорости и плотности солнечного ветра – началась фаза начала бури, характеризующаяся ростом Dst. Магнитосфера сжимается под воздействием потока ускоренной плазмы солнечного ветра. 27.V в 21.36 ММП поворачивается к югу (компонента В<sub>z</sub> становится отрицательной), и начинается главная фаза бури (Dst в этот момент начинает уменьшаться), обусловленная развитием буревых токов хвоста магнитосферы и кольцевого тока [19]. 28. V в 08.00 Dst снова начинает возрастать, это свидетельствует о том, что кольцевой ток начинает распадаться – главная фаза бури закончилась, началась фаза восстановления. Магнитосфера в это время возвращается в спокойное состояние. Таким образом, можно выделить примерные временные интервалы для фаз данной бури:

15.45—21.36 UT (27.V.2017) — фаза начала бури

• 21.36 UT (27.V.2017)—08.00 UT (28.V.2017) — главная фаза бури

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022

• 08.00 UT (28.V.2017)-10.00 UT (29.V.2017) - фаза восстановления бури.

#### 6. РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим динамику границ овала в каждую фазу магнитной бури. По приведенной в разделах 2, 3 методике были получены временные профили ночных границ аврорального овала, представленные на рис. 4.

Можно видеть, что во время фазы начала бури наблюдается расширение овала с 4° до 20° вблизи полуночи (изменение экваториальной границы с  $68^{\circ}$  до  $63^{\circ}$  и полярной с  $72^{\circ}$  до  $83^{\circ}$ ), что свидетельствует об уменьшении площади полярной шапки. В период главной фазы бури экваториальная граница изменяется в пределах 54°-60°, полярная – 68°-74°. В фазу восстановления бури происходит смещение овала к полюсу: синхронное возрастание широты обеих границ (экваториальная с 54° до  $68^\circ$ , полярная с  $70^\circ$  до  $85^\circ$ ). Можно видеть, что в то время как экваториальная граница демонстрирует плавное поведение, полярная испытывает значительные вариации, связанные, по-видимому, с изменениями, происходящими в солнечном ветре.

Вследствие наклона момента геомагнитного диполя относительно оси вращения Земли авроральный овал смещен относительно географического полюса. Поэтому, при наклонении орбиты КА 97° на некоторых витках вокруг Земли (на отдельных долготах) спутник не достигает полярной границы овала. В частности, фаза восстановления бури была исследована только до 03.00 29.V.2017 из-за того, что начиная с этого момента и до окончания магнитной бури, спутник не пересекал полярную границу аврорального овала.

#### 7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные временные профили описывают динамику ночных границ овала по данным спутника *Метеор М2*. Можно видеть, что на каждой фазе магнитной бури наблюдаются характерные изменения положения овала, связанные с вариациями магнитосферы под воздействием солнечного ветра и ММП.

В работе [9] была предложена классификация областей различных высыпаний с определенными для них границами. Для данной работы интересно рассмотрение следующих границ:

*b2e* – граница, выше которой с ростом широты перестает увеличиваться энергия электронов (характеризует ближний край центрального плазменного слоя). Служит для определения экваториальной границы аврорального овала.



**Рис. 3.** Скорость солнечного ветра (v), величина *Bz*-компоненты межпланетного магнитного поля (*Bz*), величина *Dst*-индекса (*Dst*), давление солнечного ветра (*P*) в период с 27.V по 29.V. 2017. Вертикальные желтые линии обозначают границы между фазами бури.

*b5e* — полярная граница аврорального овала, где поток частиц изменяется как минимум в 4 раза при изменении широты на 0.2°.

В работе [17] на основе данных спутников *DMSP* за 1986 г. была разработана модель, связывающая положение овала с уровнем геомагнитной (авроральной) активности. В этой модели границы различных областей плазменных вторжений по классификации [9] аппроксимируются полиномами второй степени от модуля геомагнитного индекса *AL*:

 $\Phi = 67.4 - 0.016 |AL| + 0.79 \cdot 10^{-5} AL^2$ , для экваториальной границы,  $\Phi = 70.77 + 0.007 |AL| - 0.35 \cdot 10^{-5} AL^2$ , для полярной границы.

Проанализируем эти зависимости. Полярная граница, рассчитываемая по данной модели, для разумных значений *AL*-индекса располагается в интервале широт от 70.77° до 74.27°. Из рис. 4 видно, что в ряде случаев экспериментально определенная полярная граница выходит в высокие ши-



**Рис. 4.** Вариации полярной (красные точки) и экваториальной (черные точки) границ овала отдельно для каждой фазы бури (расположены в хронологическом порядке сверху вниз — фаза начала, главная фаза, фаза восстановления бури).

роты далеко за пределы области модельных значений. Для экваториальной границы область значений составляет от 59.4° до 67.4°. И в этом случае наблюдается, хотя и не столь значительное, расхождение с наблюдениями: в главную фазу бури происходит более значительное смещение экваториальной границы на низкие широты.

Таким образом, значительная амплитудная динамика положения экспериментальной грани-

цы не может быть описана моделью [17], что свидетельствует о роли иных, чем AL, параметров, воздействующих на авроральную магнитосферу. В дальнейшем, при сопоставлении полученных результатов и модели основное внимание будет уделено сходствам и различиям общей динамики границ.

На рис. 5а и 5б представлены временные профили широты полярной и экваториальной гра-



**Рис. 5.** Вариации экспериментальной (отдельные черные кривые для каждой фазы бури) и модельной (отдельные красные кривые для каждой фазы) исправленной геомагнитной широты экваториальной (а) и полярной (б) границ аврорального овала, величина *AL*-индекса (в), расстояние до подсолнечной точки (г). Вертикальные желтые линии обозначают границы между фазами бури.

ниц ночного овала *b5e* и *b2e*, полученные по данным *Метеор M2* и с использованием модели [17] на всем интервале развития магнитной бури. Модельные и экспериментальные значения аппроксимированы полиномами второй степени для каждой фазы бури. Среднеквадратичное отклонения в модели составляет величину  $\pm 1^{\circ}-2^{\circ}$ . Рассмотрим по-отдельности динамику обеих границ.

#### 7.1. Полярная граница овала

Полярная граница разделяет авроральную и внешнюю магнитосферу. Внутренняя область овала — полярная шапка, связана магнитными силовыми линиями с межпланетной средой и контролируется условиями в солнечном ветре [18, 20].

Поэтому, на положение полярной границы влияют не только магнитосферные процессы, происходящие в авроральной магнитосфере, но и процессы, происходящие в межпланетной среде, для характеристики которых служат параметры солнечного ветра и ММП [13, 21]. В работе [15] было показано, что положение полярной границы достаточно слабо зависит от геомагнитной активности даже во время сильных магнитных бурь, поэтому не следует ожидать, что модель [17] сможет с высокой точностью описать динамику этой границы.

На рис. 5а можно видеть, что, теоретическая и экспериментальная кривые, описывающие положение полярной границы, имеют разные профили — кривые имеют разные функциональные зависимости на всех фазах магнитной бури, что может быть обусловлено неучтенными в модели процессами в межпланетной среде.

Во время фазы начала бури полярная граница поднимается по широте на 10°: овал расширяется и уменьшается площадь области открытых силовых линий. В работе [12] было исследовано изменение положения аврорального овала после импульса давления солнечного ветра при различных направлениях ММП и было получено, что импульс давления приводит к быстрому расширению овала и уменьшению плошали полярной шапки. Было показано, что в ходе события 2.X.1998 продолжительный импульс давления привел к смещению полярной границы на более высокие широты на 10°. При этом продолжительность импульса давления амплитудой 10 нПа составляла более трех часов. Похожая ситуация наблюдается и в исследуемой буре. В течение девяти часов давление солнечного ветра достигало значений 10 нПа, за это время исправленная геомагнитная широта овала на околополуночном меридиане изменилась от  $72^{\circ}$  до  $82^{\circ}$ .

Во время сильного полярного расширения овала, зарегистрированного спутником вблизи полуночи на начальной фазе бури, широта модельной границы изменялась незначительно. Можно сделать вывод, что динамика полярной границы во время фазы начала бури обусловлена в большей степени изменениями в солнечном ветре, которые не учитываются в модели, в то время как экспериментальная граница мгновенно реагирует на эти изменения.

Параметры солнечного ветра проявляются в суббуревой динамике магнитосферы с задержкой, опосредованно, через механизмы накопления энергии в хвосте и реализации ее в авроральных активациях [22]. В работе [23] было показано, что геомагнитные индексы реагируют с задержкой примерно 35 мин на изменения *Bz*-компоненты ММП и около 5 мин на изменение давления солнечного ветра.

Главная фаза бури началась резким падением  $B_{Z}$ -компоненты ММП от +5 до -15 нТл, что обусловило расширение полярной шапки примерно на 10 градусов. Увеличение площади полярной шапки в интервале с 21.00 27.V.2017 до 04.00 28.V.2017 является ожидаемым поведением полярной границы овала и очевидно связано с устойчивым южным ММП после его резкого поворота к югу в начале главной фазы (см. [13, 24–26]).

Дальнейшие изменения положения полярной границы во время главной фазы бури определяются медленным изменением Bz-компоненты ММП. По мере плавного уменьшения по модулю южной компоненты Bz и последующего поворота ММП к северу происходит постепенное возрастание широты полярной границы и уменьшение площади полярной шапки. В работе [24] отмечалось, что увеличение модуля южной компоненты ММП приводит к расширению полярной шапки, при этом ее граница смещается на  $0.5^{\circ}$ — $1^{\circ}$  при изменении южной Bz ММП на 1 нГл (см. также [13, 21]). Наблюдаемое смещение на  $7^{\circ}$  находится в согласии с изменением ММП.

Согласно исследованию, которое проводилось в [27], при усилении северной компоненты  $B_Z$  ММП полярная граница ночной стороны овала смещается к полюсу. Однако, как правило, требуется достаточно много времени после поворота ММП на север, чтобы размер полярной шапки существенно уменьшился (например, около 15 ч может потребоваться для сдвига к полюсу на 5°). По результатам [13], смещение границы овала до широт, соответствующих значению  $B_Z > 0$  ММП, может продолжаться в течение 25 и более часов. Полученные экспериментальные данные соот-

ветствуют этим утверждениям — видно, что после поворота ММП на север широта полярной границы монотонно возрастала и за 10 часов поднялась на 6 градусов (до 82°).

На протяжении всех фаз магнитной бури динамика модельной поляной границы, вариации ее положения, не соответствуют динамике экспериментальной. Это яркое свидетельство доминирующей роли параметров межпланетной среды в вариациях авроральной магнитосферы. Динамику полярной границы овала обусловили продолжительный период высокого давления солнечного ветра, резкий поворот ММП к югу и медленный переход от южного направления ММП к северному.

#### 7.2. Экваториальная граница овала

Экваториальная граница овала разделяет внутреннюю и авроральную магнитосферу. Поэтому положение экваториальной границы в значительной степени определяется состоянием магнитосферы и уровнем геомагнитной активности. Рис. 5б демонстрирует схожую динамику модельной и экспериментальной кривых, описывающих экваториальную границу овала: можно видеть расширение овала по мере развития магнитной бури и последующее восстановление его добуревых пространственных характеристик.

На рис. 5г приведен график изменения расстояния до подсолнечной точки на магнитопаузе, отражающий степень сжатия дневной магнитосферы. Приведенные величины были рассчитаны по модели [28] в центре космической погоды НИИЯФ МГУ (*https://swx.sinp.msu.ru*). В спокойных условиях магнитопауза находилась на расстоянии 13-14 радиусов Земли, а в момент начала магнитной бури приблизилась до 6 радиусов. Можно видеть, что "сжатое" состояние магнитосферы регистрировалось достаточно долго: почти до конца главной фазы бури расстояние до подсолнечной точки составляло около 7 радиусов, а в спокойное состояние магнитосфера вернулась только на поздней стадии фазы восстановления, когда Вг компонента ММП приняла устойчивые положительные значения. Сжатие магнитосферы при усилении давления солнечного ветра приводит к расширению овала [24, 25] и объясняет не только уменьшение размеров полярной шапки, но и понижение широты экваториальной границы овала во время фазы начала бури [12]. Можно ожидать, что смешение овала на низкие широты поллерживается развитием буревых токовых систем, прежде всего кольцевого тока и токов хвоста магнитосферы. На главной фазе бури они понижают магнитный поток через экваториальную плоскость во внутренней магнитосфере, что приводит к смещению к Земле границы области захвата и расширению овала [18, 29].

Таким образом, во время фазы начала бури динамика экваториальной границы была обусловлена резким скачком давления солнечного ветра и последующим сжатием магнитосферы (граница опустилась на 5°).

В ряде исследований отмечается, что положение экваториальной границы овала определяется уровнем геомагнитной активности и хорошо коррелирует с Dst [16, 18, 24]. В работе [30] отмечено, что при южном направлении ММП параметр VBz, где V – скорость солнечного ветра, а Bz – южная компонента ММП, наилучшим образом определяет динамику экваториальной границы аврорального овала. В работе [18] отмечалось, что интенсивность кольцевого тока является одним из факторов, контролирующих размер аврорального овала. Поскольку VBz при южном направлении ММП характеризует интенсивность магнитосферной конвекции и во время магнитной бури является параметром, контролирующим интенсивность кольцевого тока магнитосферы [31], можно предположить, что расширение овала на главной фазе бури связано с соответствующей вариацией VBz.

На главной фазе бури профили модельной и экспериментальной границ близки (разница не превышает 4°), что свидетельствует об обоснованности использования AL-индекса в качестве параметра, влияющего на положение экваториальной границы овала. Продолжительная суббуревая активность стала одним из важных факторов развития магнитной бури и расширения овала на ее главной фазе.

Во время фазы восстановления бури, когда суббуревая активность прекратилась, а также не происходили резкие изменения в потоке солнечного ветра, экспериментальная кривая изменяется синхронно с модельной и обе выходят на добуревой уровень.

Таким образом, из сопоставления профилей модельной и экспериментальной экваториальных, границ, можно сделать вывод, что внутримагнитосферные процессы оказывают большее влияние на ее положение. В то же время параметры межпланетной среды также оказывают воздействие на авроральный овал, вызывая его дополнительное смещение.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным спутника *Метеор М2* было исследовано изменение положения аврорального овала во время различных фаз магнитной бури, наблюдавшейся с 27 по 29.V.2017. Проведено сравнение данных, полученных на основе экспериментальных измерений и модельных расчетов (модель представлена в работе [17]), позволяющее оценить роль разных факторов, определяющих воздействие солнечного ветра на положение овала.

Во время фазы начала бури наблюдается расширение аврорального овала в обе стороны, чему в большей степени способствовал импульс давления солнечного ветра. Импульс давления при устойчивом южном ММП привел к возрастанию широты полярной границы на 10°, а сжатие магнитосферы при увеличении давления к расширению экваториальной границы на 5°. Для экваториальной границы наблюдается хорошее совпадение экспериментального и модельного временных профилей.

Динамика полярной границы в период главной фазы бури в основном определяется вариацией Bz-компоненты ММП. Наблюдаются близкие широты экспериментальной и модельной кривых, хотя их динамика противоположна: в максимуме бури широта экспериментально-полученной полярной границы минимальна, в то время как расчеты дают максимальное значение. Для экваториальной границы модельный и экспериментальный профили близки, что свидетельствует об обоснованности использования *AL*-индекса в качестве параметра, контролирующего положение экваториальной границы овала. Продолжительная суббуревая активность стала одним из важных факторов расширения овала на ее главной фазе.

В фазу восстановления бури происходит сужение "модельного" овала, что связано с понижением суббуревой активности в магнитосфере. В реальности, полярная граница плавно смещается на более высокие широты в условиях северного направления ММП. Экваториальная граница восстанавливает добуревые значения, изменяясь синхронно с модельной кривой.

Можно видеть, что полярная граница овала непосредственно реагирует на изменения в солнечном ветре, в то время как в динамике экваториальной границы присутствуют черты, связанные с геомагнитной активностью, с развитием магнитосферных токовых систем, опосредованно контролируемых параметрами межпланетной среды, в частности, интенсивностью крупномасштабной конвекции.

Данные спутника *Memeop M2* доступны на сайте Центра данных оперативного космического мониторинга НИИЯФ МГУ (*http://swx.sinp.msu.ru*). Данные по геомагнитным индексам получены в World Data Center C2 for Geomagnetism, Kyoto. Данные по солнечному ветру получены из базы данных OMNIweb. Исследование частично поддержано научной программой Национального центра физики и математики (проект "Ядерная и радиационная физика").

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Лазутин Л.Л. Мировые и полярные магнитные бури: учебное пособие. М.: МГУ, 2012.
- Sergeev V.A., Sazhina E.M., Tsyganenko N.A. et al. Pitch-angle scattering of energetic protons in the magnetotail current sheet as the dominant source of their isotropic precipitation into the nightside ionosphere // Planet. Space Sci. 1983. V. 31. № 10. P. 1147–1155.
- 3. *Фельдишейн Я.И*. Географическое распределение полярных сияний и азимуты дуг // Исследования полярных сияний. 1960. №. 4. С. 61–78.
- Хорошева О.В. Пространственно-временное распределение полярных сияний и их связь с высокоширотными геомагнитными возмущениями // Геомагнетизм и аэрономия. 1961. Т. 1. С. 695–701.
- Фельдитейн Я.И. Открытие и первые исследования аврорального овала // Геомагнетизм и аэрономия. 2016. Т. 56. № 2. С. 139–153.
- 6. Исаев С.И. Морфология полярных сияний. Ленинград: Наука, 1968.
- 7. *Briggs J.K., Fasel G.J., Silveira M. et al.* Dayside auroral observation resulting from a rapid localized compression of the arth's magnetic field // J. Geophys. Res. Letters. 2020. V. 47. № 19. P. e2020GL088995.
- Mende S.B., Heetderks H., Frey H.U. et al. Far ultraviolet imaging from the IMAGE spacecraft. 1. System design // Space Sci. Rev. 2000. V. 91. № 1–2. P. 243–270.
- 9. Newell P.T., Feldstein Y.I., Galperin Y.I. et al. Morphology of nightside precipitation // J. Geophys. Res. Letters. 1996. V. 101. № A5. P. 10737–10748.
- 10. Zhang Y., Paxton L.J., Lui A.T.Y. An unusual nightside distortion of the auroral oval: TIMED/GUVI and IMAGE/FUV observations // J. Geophys. Res. Space Physics. 2006. V. 111. № A8.
- 11. *Feldstein Y.I., Galperin Y.I.* The Auroral Luminosity Structure in the High Latitude Upper Atmosphere: Its Dynamics and Relationship to the Large-Scale Structure of the Earth's Magnetosphere // Reviews of Geophysics. 1985. V. 23. № 3. P. 217–275.
- Boudouridis A., Zesta E., Lyons L.R. et al. Effect of solar wind pressure pulses on the size and strength of the auroral oval // J. Geophys. Res. Letters. 2003. V. 108. № A4.

https://doi.org/10.1029/2002JA009373

- Лукьянова Р., Козловский А. Динамика полярной границы аврорального овала по данным спутника *IMAGE* // Космич. исслед. 2013. Т. 51. № 1. С. 53–53.
- 14. *Feldstein Y.I., Starkov G.V.* Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances // Planetary and Space Science. 1967. V. 15. № 2. P. 209–229.
- 15. Воробьев В.Г., Ягодкина О.И. Динамика авроральных высыпаний в периоды сильных магнитных бурь // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т. 47. № 2. С. 198–205.

- 16. Старков Г.В. Математическое описание границ аврорального свечения // Геомагнетизм и аэрономия. 1994. Т. 34. № 3. С. 80–86.
- 17. Воробьев В.Г., Громова Л.И., Реженов Б.В. и др. Вариации положения границ плазменных вторжений и аврорального свечения в ночном секторе // Геомагнетизм и аэрономия. 2000. Т. 40. № 3. С. 1–7.
- Heritage G.L., Milan D.J., Large A.R. et al. Influence of survey strategy and interpolation model on DEM quality // Geomorphology. 2009. V. 112. № 3–4. P. 334– 344.
- 19. Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Kalegaev V.V. et al. Magnetic storms and magnetotail currents // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. № 4. P. 7737–7747.
- 20. *Hosokawa K., Kullen A., Milan S. et al.* Aurora in the polar cap: A review // Space Science Reviews. 2020. V. 216. № 1. P. 1–44.
- Wang C., Wang J.Y., Lopez R.E. et al. Effects of the interplanetary magnetic field on the location of the openclosed field line boundary // J. Geophys. Res. Space Physics. 2016. V. 121. № 7. P. 6341–6352. https://doi.org/10.1002/2016JA022784
- Kozyra J.U., Liemohn M.W. Ring Current Energy Input and Decay // Space Sci. Rev. 2003. V. 109. P. 105–131.
- Maggiolo R., Hamrin M., De Keyser J. et al. The delayed time response of geomagnetic activity to the solar wind // J. Geophys. Res. Space Physics. 2017. V. 122. № 11. P. 11–109.
- Meng C.I., Makita K. Dynamic variations of the polar cap // Solar Wind Magnetosphere Coupling. 1986. V. 126. P. 605–631.
- 25. *Holzworth R.H., Meng C.I.* Mathematical representation of the auroral oval // J. Geophys. Res. Letters. 1975. V. 2. № 9. P. 377–380.
- Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Kalegaev V.V. et al. Electric fields and field–aligned current generation in the magnetosphere // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. № 3. P. 4041–4051.
- 27. Lee D.Y., Ohtani S., Lee J.H. On the poleward boundary of the nightside auroral oval under northward interplanetary magnetic field conditions // J. Geophys. Res. Space Physics. 2010. V. 115. № A8.
- Shue J.-H., Chao J.K., Fu H.C. et al. Magnetopause location under extreme solar wind conditions // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 17691–17700.
- 29. *Meng C.I.* Dynamic variation of the auroral oval during intense magnetic storms // J. Geophys. Res. Space Physics. 1984. V. 89. № A1. P. 227–235.
- 30. Hardy D.A., Burke W.J., Gussenhoven M.S. et al. DMSP/F2 electron observations of equatorward auroral boundaries and their relationship to the solar wind velocity and the north-south component of the interplanetary magnetic field // J. Geophys. Res. Space Physics. 1981. V. 86. № A12. P. 9961–9974.
- Burton R.K., McPherron R.L., Russell C.T. An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. P. 4204–4214.

УДК 551.510.535

### АНАЛИЗ ИСТОЧНИКОВ ЭМИССИИ 630.0 НМ В ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЯХ

© 2022 г. Ж. В. Дашкевич<sup>1, \*</sup>, В. Е. Иванов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия \* zhanna@pgia.ru Поступила в редакцию 18.04.2022 г. После доработки 02.05.2022 г.

Принята к публикации 04.05.2022 г.

Рассмотрена роль всех известных потенциальных источников возбуждения <sup>1</sup>D терма атомарного кислорода в полярных сияниях и величина их относительных вкладов в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм в интервале высот 100–300 км. Основное внимание уделено роли слабых источников возбуждения <sup>1</sup>D терма, таких как: столкновительные взаимодействия между компонентами атмосферных газов  $N(^2D) + O$ ,  $N(^2D) + O_2$ ,  $N(^2P) + O_2$ ,  $N^+ + O_2$ , прямой электронный удар  $O_2 + e^*$  и радиационный переход  $O(^1S) \rightarrow O(^1D) + hv_{557.7}$ . Показано, что несмотря на небольшие парциальные вклады этих источников в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм их суммарный вклад может быть достаточно весомым. Суммарная эффективность данных источников варьируется в диапазоне от 66 до 6% при увеличении высоты от 100 до 300 км и является значимой на высотах ниже

200 км. Показано, что влияние процесса дезактивации  $O_2^+ + NO$  приводит к тому, что в области высот ~110–150 км совокупность реакций столкновительных взаимодействий компонент ионосферной плазмы N(<sup>2</sup>D) + O, N(<sup>2</sup>D) + O<sub>2</sub>, N(<sup>2</sup>P) + O<sub>2</sub> и N<sup>+</sup> + O<sub>2</sub> становится вторым по эффективности источником, вносящим вклад в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм.

DOI: 10.31857/S0023420622050016

#### введение

Исследование механизмов возбуждения красной эмиссии атомарного кислорода 630.0 нм, являющейся следствием перехода  $O({}^{1}D \rightarrow {}^{3}P)$ , представляет собой источник информации, полезной в задачах восстановления характеристик потока высыпающихся электронов и диагностики параметров возмущенной ионосферной плазмы в области полярных сияний по данным наземных и спутниковых авроральных наблюдений. Данному вопросу было посвящено большое количество работ [1-6], результаты которых проанализированы в обзорной работе [6]. Традиционно в качестве основных каналов возбуждения <sup>1</sup>D терма атома кислорода в теоретических моделях рассматривалось два "классических" механизма, а именно: прямой электронный удар О + е\* и реакция диссоциативной рекомбинации с термальными электронами  $O_2^+ + e_{th}$ . Однако, анализ экспериментальных результатов координированных ракетно-спутниковых наблюдений, полученных в ходе авроральной кампании [3, 7], показал, что механизмов прямого электронного удара и реакции диссоциативной рекомбинации явно недостаточно для объяснения наблюдаемой в эксперименте [3] интенсивности излучения эмиссии 630.0 нм. Этот факт привел к поиску дополнительных источников возбуждения <sup>1</sup>D терма в полярных сияниях. В [4] для объяснения интенсивности излучения эмиссии 630.0 нм был привлечен процесс столкновительного взаимодействия  $N(^{2}D) + O_{2} \rightarrow NO + O(^{1}D)$ , ранее предложенный в [8]. Однако, для того, чтобы реакция  $N(^{2}D) + O_{2}$ играла значительную роль и смогла улучшить согласие результатов модельных расчетов интенсивности излучения эмиссии 630.0 нм с экспериментальными данными [3], авторами [4] было сделано предположение о высоком квантовом выходе  $O(^{1}D)$  до величины порядка 100%. В свою очередь, данное предположение не согласовывалось с результатами анализа ракетных и лабораторных экспериментов [9-11], из которых следовало, что квантовый выход  $O(^{1}D)$  в реакции  $N(^{2}D) + O_{2}$  не может превышать 10%. Детальный анализ "за" и "против" реакции N(2D) + O2 как третьего по значимости источника возбуждения эмиссии 630.0 нм, проведенный в [6], позволил придти к заключению, что предположение о высоком квантовом выходе  $O(^{1}D)$  в реакции  $N(^{2}D) + O_{2}$ , сделанное в работе [4], является сомнительным и

этот выход следует полагать равным 10%. В работе [6] сделано заключение о том, что основными источниками возбуждения эмиссии 630.0 нм по прежнему остаются процесс прямого электронного удара  $O + e^*$  и реакция диссоциативной рекомбинации

с термальными электронами  $O_2^+ + e_{th}$ , а реакцию  $N(^{2}D) + O_{2}$  следует отнести к разряду незначительных источников. К разряду незначительных источников возбуждения <sup>1</sup>D терма априори в [6] также были отнесены: прямой электронный удар О<sub>2</sub> + е\*, реакции столкновительных взаимодействий  $N(^{2}D) + O, N(^{2}P) + O_{2}, N^{+} + O_{2}$  и радиационный переход  $O({}^{1}S) \rightarrow O({}^{1}D) + hv_{557.7}$ . Однако количественные оценки вкладов малых источников в возбуждение эмиссии 630.0 нм в работе [6] не приводились. Основанием к заключению о незначительности перечисленных выше источников в работе [6] послужили величины сечений возбуждения  ${}^{1}$ D и  ${}^{1}$ S термов прямым электронным ударом в процессах  $O_2 + e^* \rightarrow O({}^3P) + O({}^1D) + e^* и$  $O + e^* \rightarrow O(^1S) + e^*$  и малые значения констант скоростей соответствующих столкновительных реакций. Не рассматривался в работе [6] и суммарный вклад малых источников в возбуждение эмиссии 630.0 нм, который может оказаться сушественным в области высот 100-120 км. гле концентрации молекулы кислорода достаточно высоки.

Целью данной работы является исследование эффективности вкладов малых источников возбуждения эмиссии 630.0 нм на разных высотах в диапазоне высот 100–300 км для потоков высыпающихся электронов со средними энергиями, лежащими в интервале 0.5–20 кэВ. Отдельное внимание в работе будет уделено роли окиси азота NO в процессах возбуждения <sup>1</sup>D терма атомарного кислорода. Окись азота является основным

гасителем иона молекулярного кислорода O<sub>2</sub><sup>+</sup>, от величины концентрации которого зависит эффективность вклада реакции диссоциативной ре-

комбинации  $O_2^+ + e_{th}$  в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм. Более того, из-за большого времени жизни NO может накапливаться в ионосфере и концентрация этого элемента в конкретном полярном сиянии будет зависеть от продолжительности и интенсивности авроральной активности, предшествующей исследуемому событию. В связи с этим представляется актуальным исследование влияния концентрации NO на эффективность вклада реакции диссоциативной рекомбинации в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭМИССИИ 630.0 HM

Излучение эмиссии 630.0 нм в полярных сияниях является следствием радиационного перехода  $O(^1D \rightarrow {}^3P)$ . При высыпании авроральных электронов возбуждение  $^1D$  терма атома кислорода происходит как за счет прямого электронного удара, так и в процессах столкновительных взаимодействий между компонентами атмосферных газов. В настоящее время известно восемь основных источников возбуждения  $^1D$  терма атомарного кислорода:

1) прямой удар авроральных электронов е\* с атомами и молекулами кислорода:

$$O + e^* \rightarrow O(^{1}D) + e^*; \qquad (1)$$

$$O_2 + e^* \rightarrow O(^1D) + O + e^*; \qquad (2)$$

3) спонтанное излучение с <sup>1</sup>S уровня возбужденного атомарного кислорода

$$O(^{1}S) \rightarrow O(^{1}D) + hv_{557.7};$$
 (3)

2) дезактивация иона молекулярного кислорода (диссоциативная рекомбинация) термальными электронами e<sub>th</sub>

$$O_2^+ + e_{th} \to O(^1S) + O(^1D) + e_{th};$$
 (4)

4) столкновительные реакции с возбужденными компонентами нечетного азота

$$N(^{2}D) + O_{2} \rightarrow NO + O(^{3}P,^{1}D);$$
 (5)

$$N(^{2}D) + O \rightarrow N(^{4}S) + O(^{3}P,^{1}D);$$
 (6)

$$N(^{2}P) + O_{2} \rightarrow NO + O(^{1}S, ^{1}D, ^{3}P);$$
 (7)

$$N^{+} + O_{2} \rightarrow NO^{+} + O(^{1}D, ^{1}S).$$
 (8)

Коэффициенты скоростей реакций, соответствующие каналам возбуждения <sup>1</sup>D уровня атома кислорода (3)—(8), приведены в табл. 1.

Поскольку терм  $O(^1D)$  является метастабильным с временем жизни порядка 110 с, то его дезактивация происходит не только за счет спонтанного излучения на основной уровень атомарного кислорода, но и в результате столкновительных реакций с составляющими атмосферных газов и термальными электронами:

 $O(^{1}D) \rightarrow O(^{3}P) + h\nu_{630.0,636.4,639.2};$  (9)

$$O(^{1}D) + N_{2} \rightarrow O(^{3}P) + N_{2}; \qquad (10)$$

$$O(^{1}D) + O_{2} \rightarrow O(^{3}P) + O_{2}; \qquad (11)$$

$$O(^{1}D) + O \rightarrow O(^{3}P) + O(^{3}P); \qquad (12)$$

$$O(^{1}D) + e_{th} \rightarrow O(^{3}P) + e_{th}.$$
 (13)

#### ДАШКЕВИЧ, ИВАНОВ

Реакция	Коэффициент	Ссылка	
$O_2^+ + e \rightarrow O(^1S) + O(^1D)$	$k_6 = 1.9 \cdot 10^{-7} \cdot (300/T_e)^{0.5} \text{ cm}^3 \text{ c}^{-1}$ $f_{1_{\text{D}}} = 1.2, f_{1_{\text{S}}} = 0.1$	[12] [13]	
$O(^1S) \to O(^1D) + h\nu$	$A_{34} = 1.06 \text{ c}^{-1}$	[14]	
$N(^{2}D) + O_{2} \rightarrow NO + O(^{3}P, ^{1}D)$	$k_{40} = 6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ c}^{-1}$ $f_{1_D} = 0.1$	[15] [16]	
$N(^{2}D) + O \rightarrow N(^{4}S) + O(^{3}P,^{1}D)$	$k_{41} = 6.9 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ c}^{-1}$ $f_{^{1}\text{D}} = 0.1$	[17]	
$N(^{2}P) + O_{2} \rightarrow NO + O(^{1}S, ^{1}D, ^{3}P)$	$k_{46} = 3.5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ c}^{-1}$ $f_{^1\text{S}^1\text{D}^3\text{P}} = 0.33$	[18]	
$N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O(^1D, ^1S)$	$k_{53} = 2.6 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ c}^{-1}$ $f_{1_{\text{D}}} = 0.7, f_{1_{\text{S}}} = 0.01$	[19]	

**Таблица 1.** Реакции возбуждения атомов  $O(^{1}D)$  в столкновительных реакциях

Таблица 2. Реакции гашения возбужденных атомов O(<sup>1</sup>D)

Реакция	Коэффициент	Ссылка	
$O(^{1}D) + N_{2} \rightarrow O + N_{2}$	$k = 2 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(107.8/T_n) \mathrm{cm}^3 \mathrm{c}^{-1}$	[20]	
$O(^{1}D) + O_{2} \rightarrow O + O_{2}$	$k = 2.9 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(67.5/T_n) \text{ cm}^3 \text{ c}^{-1}$	[20]	
$O(^{1}D) + O \rightarrow O + O$	$k = 8 \cdot 10^{-12} \mathrm{cm}^3 \mathrm{c}^{-1}$	[21]	
$O(^1D) \to O + h\nu$	$A = 9.3 \cdot 10^{-3} \mathrm{c}^{-1}$	[22]	
$O(^{1}D) + e \rightarrow O + e$	$k = 1.6 \cdot 10^{-12} \cdot T_e^{0.91} \mathrm{cm}^3 \mathrm{c}^{-1}$	[23]	

Коэффициенты скоростей реакций, соответствующие каналам гашения <sup>1</sup>D терма атома кислорода, приведены в табл. 2.

Объемная интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм определяется следующим выражением:

$$I_{630.0}(h) = A_{1D}N_{1D}(h)$$

где:  $I_{630.0}$  – интенсивности эмиссии,  $A_{^{1}D}$  – коэффициент Эйнштейна,  $N_{^{1}D}(h)$  – концентрации атома кислорода в <sup>1</sup>D состоянии, h – высота.

Концентрация  $N_{_{1}D}(h)$  находится из решения системы балансных уравнений вида:

$$\frac{d}{dt}N_{1_{\rm D}}(h) = Q_{1_{\rm D}}(h) + A_{1_{\rm S}}N_{1_{\rm S}}(h) + \sum_{i,j}k_{i,j}N_i(h)N_j(h) - A_{1_{\rm D}}N_{1_{\rm D}}(h) - \sum_i k_i N_{1_{\rm D}}(h)N_i(h),$$

где:  $Q_{1_D}(h)$  – скорости возбуждения <sup>1</sup>D терма прямым ударом, реакции (1)–(2); второй член-скорости возбуждения за счет спонтанных переходов с <sup>1</sup>S терма, реакция (3); третий член – скорости возбуждения <sup>1</sup>D терма в столкновительных взаимодействий ионосферных составляющих сорта *i* с составляющими сорта *j*, реакции (4)–(8); четвертый член – дезактивация терма <sup>1</sup>D за счет радиационного перехода, реакция (9); пятый член – дезактивация термов <sup>1</sup>D в результате столкновительных взаимодействий с составляющими ионосферы сорта *i*, реакции (10)–(13);  $k_{i,j}$ – константы скоростей реакций;  $A_{i_D}$  и  $A_{i_S}$  – коэффициенты Эйнштейна для спонтанных переходов с соответствующего уровня;  $N_{i,j}$  – концентрации ионосферных составляющих сорта *i* или *j*.

Скорость образования атомов O(<sup>1</sup>D) в результате столкновений атома и молекулы кислорода с авроральными электронами может быть рассчитана по формуле [24]:

$$Q_{1_{D}}(h) = \left(\frac{P_{O}(h)}{\varepsilon_{1_{D}}^{O}} + \frac{P_{O_{2}}(h)}{\varepsilon_{1_{D}}^{O}}\right) \rho(h) \times \int_{E} \frac{EF(E)[1 - T_{E}(E)]}{R(E)} \lambda\left(E, \frac{z(h)}{R(E)}\right) dE,$$

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022



0.001

0.1

Объемная скорость эмиссии 630 нм, см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup> Рис. 1. Высотные профили объемной интенсивности излучения, соответствующие восьми каналам возбуждения

10

0.1

где:  $P_{O}(h)$ ,  $P_{O_{2}}(h)$  — относительная доля энергии, пошедшая на возбуждение соответственно атома или молекулы кислорода на высоте h,  $\rho(h)$  — плотность нейтральной атмосферы,  $\varepsilon_{1_{D}}^{O}$  и  $\varepsilon_{1_{D}}^{O_{2}}$  — "энергетические цены" возбуждения <sup>1</sup>D уровня прямым электронным ударом атома или молекулы кислорода соответственно; z(h) — масса, проходимая электроном до высоты h, R(E) — интегральная длина пробега,  $\lambda$  — безразмерная функция диссипации энергии, T(E) — величина альбедо, F(E) энергетический спектр высыпающихся электронов, E — энергия высыпающихся электронов.

300 280

260

240

220

200

180

160

140 120 100

0.001

0.1

10

0.001

эмиссии 630.0 нм. Сплошная линия – суммарный вклад всех каналов.

Высота, км

Высотные профили концентраций возбужденного атомарного кислорода  $N_{1_{\rm D}}$  и  $N_{1_{\rm S}}$ , а также концентрации ионосферных компонент рассчитывались в рамках физико-химической модели возбужденной полярной ионосферы [25], которая позволяет рассчитывать высотные профили концентрации 17-ти основных возбужденных и ионизированных компонент атмосферных газов и электронную концентрацию в области авроральных высыпаний. Входными параметрами в этой модели являются энергетический спектр высыпающихся электронов на верхней границе ионосферы и модель нейтральной атмосферы. Перераспределение энергии, выделившейся вследствие высыпаний электронов, описывают 56 физико-химических реакций.

Расчеты проводились в модели нейтральной атмосферы MSIS-E-90 [26]. "Энергетические цены", интегральная длина пробега и функция диссипации энергии были взяты из работы [24], в которой они были получены на основе результатов

статистического моделирования процесса переноса электронов в атмосфере Земли. Коэффициенты Эйнштейна и коэффициенты скоростей реакций взяты из работы [25]. Концентрация окиси азота в максимуме ее высотного профиля [NO<sub>max</sub>] полагалась равной  $10^8$  см<sup>-3</sup>, что соответствует средним значениям концентрации NO в полярных сияниях, полученных в экспериментах [27, 28]. Энергетический спектр потока высыпающихся электронов задавался в виде максвеловского распределения, что обычно характерно для потоков, формирующих полосы и дуги полярных сияний:  $F(E) = N_0 E E_0^{-2} \exp(-E/E_0)$ , где  $N_0$  – величина потока высыпающихся электронов,  $E_0$  –

10

личина потока высыпающихся электронов,  $E_0$  – характеристическая энергия потока высыпающихся электронов.

Распределение по питч-углам задавалось изотропным в нижней полусфере. Средняя энергия дифференциального потока высыпающихся электронов, равная  $E_{cp} = 2E_0$ , варьировалась в диапазоне 0.5–20 кэВ, который является типичным для авроральных электронов, возбуждающих полярные сияния [29]. Поток энергии задавался равным 1 эрг/см<sup>2</sup> с.

На рис. 1 приведены результаты расчета высотных профилей объемной интенсивности излучения эмиссий 630.0 нм, соответствующие восьми каналам возбуждения <sup>1</sup>D терма атомарного кислорода (1)–(8) для средних энергий  $E_{cp}$ , равных 1, 3 и 7 кэВ.

Из рис. 1 можно видеть, что на высотах h > 110 км доминирующим каналом возбуждения эмиссии



**Рис. 2.** Высотная зависимость относительных вкладов каналов возбуждения <sup>1</sup>D уровня атомарного кислорода в объемную интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм.

630.0 нм является прямой электронный удар O + e\*. Вторым по значимости каналом является реак-

ция диссоциативной рекомбинации  $O_2^+ + e_{th}$ . В диапазоне высот 100–180 км реакции (2), (3), (5), (6) и (8) вносят сравнительные по величине вклады. Незначительным источником возбуждения эмиссии 630.0 нм во всем диапазоне высот является лишь реакция  $N(^2P) + O_2$ .

#### ВКЛАДЫ РАЗЛИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ В ИНТЕНСИВНОСТЬ ЭМИССИИ λ 630.0 HM

Рассмотрим высотные зависимости относительных вкладов источников (1)-(8) в возбуждение эмиссии 630.0 нм, принимая величину суммарной интенсивности излучения на высоте h за единицу. Рассчитанные высотные зависимости относительных вкладов рассматриваемых каналов представлены на рис. 2.

Из рис. 2 хорошо видно, что среди всех рассмотренных каналов возбуждения <sup>1</sup>D уровня, вносящий вклад в объемную интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм, только один канал  $N(^{2}P) + O_{2}$ можно считать незначительным. В интервале высот 100-110 км его вклад не превышает 2% с последующим быстрым убыванием с увеличением высоты. Вклад прямого электронного удара O + e\* демонстрирует плавное возрастание от 6 до 93% в области высот 100-300 км. На высотах свыше 150 км он составляет более 50%. Для вклада прямого электронного удара  $O_2 + e^*$  характерно постепенное уменьшение от 20 до 0.5% в интервале высот 100-300 км. Парциальные вклады в возбуждение <sup>1</sup>D уровня атомарного кислорода столкновительных реакций (5)-(8) и радиационного перехода с <sup>1</sup>S терма (3) не столь значительны и не превышают 18% в области высот 100—300 км, однако их суммарный вклад в объемную интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм может оказаться достаточно существенным. Обращает на себя внимание характер высотной зависимости относительного вклада реакции диссоциативной рекомбинации

 $O_2^+ + e_{th}$ , график которой демонстрирует наличие минимума, локализованного в области высот 120–140 км, где происходит максимальное выделение энергии высыпающихся электронов.

Каналы возбуждения <sup>1</sup>D состояния атома кислорода можно условно разбить на две основные группы. К первой группе отнесем возбуждение <sup>1</sup>D терма прямым электронным ударом: O + e<sup>\*</sup> и O<sub>2</sub> + e<sup>\*</sup>. Во второй группе объединим процессы столкновительных взаимодействий атома и молекулы кислорода с нечетным азотом: N(<sup>2</sup>D) + O; N(<sup>2</sup>D) + O<sub>2</sub>; N(<sup>2</sup>P) + O<sub>2</sub>; N<sup>+</sup> + O<sub>2</sub>. Отдельно рассомотрим радиационный переход с <sup>1</sup>S терма O(<sup>1</sup>S)  $\rightarrow O(^{1}D) + hv_{557.7}$  и реакцию диссоциативной рекомбинации O<sub>2</sub><sup>+</sup> + e<sub>th</sub>. На рис. 3 представлены высотные зависимости относительных вкладов сгруппированных каналов в объемную интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм.

Из рис. 3 видно, что суммарный вклад прямых электронных ударов O + e\* и O<sub>2</sub> + e\* демонстрирует непрерывный рост от 40 до 90% в диапазоне высот 100-300 км. Суммарный вклад столкновительных взаимодействий N(<sup>2</sup>D) + O; N(<sup>2</sup>D) + O<sub>2</sub>; N(<sup>2</sup>P) + O<sub>2</sub>; N<sup>+</sup> + O<sub>2</sub> и вклад радиационного перехода с <sup>1</sup>S терма сравнимы по величине и демонстрируют уменьшение с увеличением высоты с 28 до 1% и с 18 до 5% соответственно. Суммарная эффективность столкновительных и радиационного каналов варьируется в диапазоне 46–6% в



**Рис. 3.** Высотные распределения относительных вкладов в объемную интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм сгруппированных каналов возбуждения <sup>1</sup>D терма, а именно: суммы прямых электронных ударов (длинный штрих); суммы каналов столкновительных реакций с нечетным азотом (два штриха и точка), радиационного перехода (корот-кий штрих) и реакции диссоциативной рекомбинации (сплошная линия).

интервале высот 100-300 км и является существенной на высотах ниже 200 км.

В отличии от других каналов, для диссоциативной рекомбинации характерно наличие в высотной зависимости ее вклада в возбуждение <sup>1</sup>D терма локального минимума в интервале высот



**Рис. 4.** Эффективность вклада реакции диссоциативной рекомбинации в возбуждение эмиссии 630.0 нм в областях минимума (сплошная линия) и максимума (пунктирная линия) в зависимости от средней энергии потока высыпающихся электронов.

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022

110-150 км и максимума, локализованного в интервале 180-220 км. Для рассматриваемых средних энергий потока высыпающихся электронов 1, 3 и 7 кэВ эффективность относительного вклада реакции диссоциативной рекомбинации в объемную интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм лежит в диапазоне 38-59% в районе 100 км, уменьшается в области высот 110-150 км до 2-14%, а затем опять увеличивается в области высот 180-220 км до 15-24%. Наличие минимума в кривой высотного распределения относительного вклада реакции диссоциативной рекомбинации приводит к тому, что в области высот 110-150 км вторым по эффективности механизмом возбуждения эмиссии 630.0 нм становится совокупность каналов столкновительных взаимодействий и радиационного перехода с <sup>1</sup>S терма. Зависимости величины вкладов реакции диссоциативной рекомбинации в локальном минимуме и локальном максимуме от средней энергии потока высыпающихся электронов приведены на рис. 4.

Из рисунка видно, что величина вклада реакции диссоциативной рекомбинации в области максимума испытывает слабую зависимость от средней энергии потока высыпающихся электронов. Однако величина вклада в области минимума зависит средней энергии и возрастает от 1 до 16% при увеличении средней энергии от 0.5 до 20 кэВ. Возможными причинами формирования минимума в высотном распределении относительного вклада реакции диссоциативной рекомбинации в объемную интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм могут являться столкновительные реак-



**Рис. 5.** Высотное распределение величины относительного вклада реакции  $O_2^+ + e_{th}$  в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм в зависимости от концентрации NO в максимуме ее высотного профиля [NO]<sub>max</sub>.

ции иона молекулярного кислорода  $O_2^+$  с нечетным азотом  $N(^4S)$ ,  $N(^2D)$  и NO. Константы скоростей реакций  $O_2^+ + N(^4S)$ ,  $O_2^+ + N(^2D)$  и  $O_2^+ + NO$  сравнимы между собой [31–32], тогда как концентрации  $N(^{4}S)$  и  $N(^{2}D)$  в полярных сияниях на порядки меньше концентраций NO. Поэтому можно считать, что основным процессом дезактивации иона  $O_2^+$  является реакция  $O_2^+$  + NO. Исследуем динамику высотного распределения величины относительного вклада реакции  $O_2^+ + e_{th}$  в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм в зависимости от концентрации NO в максимуме ее высотного профиля [NO]<sub>max</sub>. На рис. 5 приведены результаты расчетов высотного распределения вклада диссоциативной рекомбинации для [NO]<sub>max</sub>, лежащих в диапазоне  $10^7 - 10^9$  см<sup>-3</sup>, что соответствует результатам оценок окиси азота в полярных сияниях [27, 28, 33].

Из рис. 5 видно как сильно изменяется величина вклада реакции диссоциативной рекомбинации в области локального минимума в зависимости от концентрации окиси азота. При концентрациях  $[NO]_{max}$  порядка  $10^9$  см<sup>-3</sup> вклад реакции диссоциативной рекомбинации составляет величину меньшую 1%. С уменьшением концентрации  $[NO]_{max}$  до величин порядка  $10^7$  см<sup>-3</sup> вклад реакции диссоциативной рекомбинации возрастает до 20-30%. Таким образом относительный вклад реакции диссоциативной рекомбинации в интенсивность эмиссии 630.0 нм в области высот

110-150 км зависит от содержания окиси азота в полярной атмосфере.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассматривается роль всех известных потенциальных источников возбуждения <sup>1</sup>D терма атомарного кислорода и величина их относительных вкладов в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм в интервале высот 100-300 км. Основное внимание уделено роли слабых источников возбужления  $^{1}$ D терма таких как: столкновительные взаимодействия между компонентами атмосферных газов N(<sup>2</sup>D) + O,  $N(^{2}D) + O_{2}, N(^{2}P) + O_{2}, N^{+} + O_{2}$ , прямой электронный удар  $O_{2} + e^{*}$  и радиационный переход  $O(^{1}S) \rightarrow O(^{1}D) + hv_{557.7}$ . Ранее в работах [5, 6] данные источники были отнесены к разряду незначительных и их вклады в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм не рассматривались. Результаты, полученные в данной работе, свидетельствуют о том, что несмотря на небольшие парциальные вклады слабых источников в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм их суммарный вклад может быть достаточно существенным. Суммарная эффективность данных источников варьируется в диапазоне от 66 до 6% при увеличении высоты от 100 до 300 км и является значимой на высотах ниже 200 км.

Отдельное внимание в работе уделено исследованию роли окиси азота NO в процессах возбуждения <sup>1</sup>D терма атомарного кислорода. Окись

375

азота является основным гасителем иона молекулярного кислорода  $O_2^+$ , от концентрации которого зависит эффективность реакции диссоциативной рекомбинации  $O_2^+ + e_{th} \rightarrow O(^1D) + O$  как источника эмиссии 630.0 нм. Показано, что для распределения величины относительного вклада реакции лиссоциативной рекомбинации характерен ярко выраженный минимум в области высот ~ 110-150 км, который формируется благодаря процессу дезактивации иона молекулярного кислорода окисью азота O<sub>2</sub><sup>+</sup> + NO. При этом величина относи-тельного вклада в области минимума зависит от концентрации окиси азота в максимуме ее высотного профиля, демонстрируя увеличение от 1 до 20-30% при уменьшении концентрации окиси азота в максимуме высотного профиля [NO]<sub>max</sub> от 109 до 107 см-3. Влияние процесса дезактивации  $O_2^+$  + NO приводит к тому, что в области высот 110-150 км совокупность реакций столкновительных взаимодействий компонент ионосферной плазмы  $N(^{2}D) + O$ ,  $N(^{2}D) + O_{2}$ ,  $N(^{2}P) + O_{2}$  и N<sup>+</sup> + O<sub>2</sub> становится вторым по эффективности источником, вносящим вклад в интенсивность излучения эмиссии 630.0 нм.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Rees M.H., Walker J.C.G., Dalgarno A.* Auroral excitation of the forbidden lines of atomic oxygen // Planet. Space Sci. 1967. V. 15. № 7. P. 1097–1110.
- Rees M.H., Roble R.G. Observations and theory of the formation of stable auroral red arcs // Rev. Geophys. 1975. V. 16. № 1. P. 201–242.
- 3. *Sharp W.E., Rees M.H., Stewart A.I.* Coordinated rocket and satellite measurements of an event. 2. The rocket observations and analysis // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. № A5. P. 1977–1985.
- Rees M.H., Roble R.G. Excitation of O(<sup>1</sup>D) atoms in aurorae and emission of the OI 6300A line // Can. J. Phys. 1987. V. 64. P. 1608–1613.
- Solomon S.C., Hays P.B., Abreu V.J. The auroral 6300 A emission: Observations and modeling // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. № A9. P. 9867–9882.
- Meier R.R., Strickland D.J., Hecht J.H. et al. Deducing composition and incident electron spectra from ground-based auroral optical measurements: A study of auroral red line processes // J. Geophys. Res.1989. V. 94. № A10. P. 13541–13552.
- Rees M.H., Stewart A.I., Sharp W.E. et al. Coordinated rocket and satellite measurements of an auroral event. 1. Satellite observations and analysis // J. Geophys. Res. 1977. V. 82. № 16. P. 2250–2261.
- Rusch D.W., Gerard J.C., Sharp W.E. The reaction of N(<sup>2</sup>D) with O<sub>2</sub> as source O(<sup>1</sup>D) atoms in aurorae // Geophys. Res. Lett. 1978. V. 5. № 12. P. 1043–1046.
- 9. *Link R*. A rocket observation of the 6300A/5200A intensity ratio in dayside aurora: Implications for the pro-

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022

duction of O(<sup>1</sup>D) via the reaction N(<sup>2</sup>D) + O<sub>2</sub>  $\rightarrow$  NO + + O(<sup>1</sup>D) // Geophys. Res. Lett. 1983. V. 10. No 3. P. 225–228.

- McDade I.C., Llewellyn E.J., Harris F.A. A rocket measurement of the O<sub>2</sub>(b<sup>1</sup>Σ<sub>g</sub>−X<sup>3</sup>Σ<sub>g</sub>) (0−0) atmospheric band in a pulsating aurora // Can. J. Phys. 1985. V. 63. N
   10. P. 1322−1329.
- Kennealy J.P., Del Greco F.P., Caledonia G.E. et al. Nitric oxide chemiexcitation occurring in the reaction between metastable nitrogen atoms and oxygen molecules // J. Chem. Phys. 1978. V. 69. № 4. P. 1574– 1584.
- Mul P.M., McGowan J.W. Merged electron-ion beam experiments. III. Temperature dependence of dissociative recombination of atmospheric ions NO<sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup> and N<sub>2</sub><sup>+</sup> // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1979. V. 12. № 9. P. 1591–1601.
- Kernahan J.H., Pang H.L. Experimental determination of absolute A coefficients for 'forbidden' atomic oxyden lines. // Can. J. Phys. 1975. V. 53. № 5. P. 455–458.
- Lin C.-L., Kaufman F. Reactions of metastable nitroden atoms // J. Chem. Phys. 1971. V. 55. № 8. P. 3760– 3769.
- 16. *Link R.* A rocket observation of 6300A/5200A intensity ratio in the dayside aurora: Implications for the production of O(<sup>1</sup>D) via the reaction N(<sup>2</sup>D) + O<sub>2</sub> → NO + + O(<sup>1</sup>D) // Geophys. Res. Lett. 1983. V. 10. № 3. P. 225–228.
- Fell C., Steinfeld J.I., Miller S. Quenching of N(<sup>2</sup>D) by O(<sup>3</sup>P) // J. Chem. Phys. 1990. V. 92. № 8. P. 4768– 4777.
- Gerard J.-C. Thermospheric ODD nitroden // Planet.Space Sci. 1992. V. 40. № 2/3. P. 337–353.
- Langford A.O., Bierbaum V.M., Leone S.R. Auroral implications of recent measurements on O(<sup>1</sup>S) and O(<sup>1</sup>D) formation in the reaction of N<sup>+</sup> with O<sub>2</sub> // Planet. Space Sci. 1985. V. 33. № 10. P. 1225–1228.
- Streit G.E., Howard C.J., Schmeltekopf A.L. et al. Temperature dependence of O(<sup>1</sup>D) rate constants for reactions with O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, and H<sub>2</sub>O // J. Chem. Phys. 1976. V. 65. № 11. P. 4761–4764.
- Abreu V.J., Yee J.H., Solomon S.C. et al. The quenching rate of O(<sup>1</sup>D) by O(<sup>3</sup>P) // Planet. Space Sci. 1986. V. 34. № 11. P. 1143–1146.
- Fisher C.F., Saha H.P. Multiconfiguration Hartree-Fock results with Briet-Pauli corrections for forbidden transitions in the 2p<sup>4</sup> configuration // Phys. Rev. A. 1983. V. 28. № 6. P. 3169–3178.
- 23. *Berrington K.A., Burke P.G.* Effective collision strengths for forbidden transitions in e-N and e-O scattering // Planet. Space Sci. 1981. V. 29. № 3. P. 377–380.

- 24. *Иванов В.Е., Козелов Б.В.* Прохождение электронных и протонно-водородных пучков в атмосфере Земли. Апатиты: Кольский научный центр, 2001.
- Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И. и др. Физико-химическая модель авроральной ионосферы // Космич. исслед. 2017. Т.55. № 2. С. 94– 106. (Cosmis Research. P. 88–100).
- Hedin A.E. Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 1159–1172.
- Swider W., Narcisi R.S. Auroral E-region: Ion composition and nitric oxide // Planet. Space Sci. 1977. V. 25. № 2. P. 103–116.
- Sharp W.E. NO<sub>2</sub> continuum in aurora // J. Geophys. Res. 1978. V. 83. № A9. P. 4373–4376.
- 29. Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Yu.V. Auroral precipitation model and its applications to ionospheric

and magnetospheric studies // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2013. V. 102. P. 157–171.

- Fensenfeld F.C. The reaction of O<sub>2</sub><sup>+</sup> with atomic nitrogen and NO<sup>+</sup> · H<sub>2</sub>O and NO<sub>2</sub><sup>+</sup> with atomic oxygen // Planet. Space Sci. 1977. V. 25. № 2. P. 195–196.
- Goldan P.D., Schmeltekopf A.L., Fehsenfeld F.C. et al. Thermal energy ion-neutral reaction rates. II. Some reactions of ionospheric interest // J. Chem. Phys. 1966. V. 44. № 11. P. 4095–4103.
- Lindinger W., Ferguson E.E. Laboratory investigation of the ionospheric O<sub>2</sub><sup>+</sup>(X<sup>2</sup>Π<sub>g</sub>, v = 0) reaction with NO // Planet. Space Sci. 1983. V. 31. № 10. P. 1181–1182.
- Дашкевич Ж.В., Иванов В.Е. Оценка содержания окиси азота в полярных сияниях по данным наземных фотометрических наблюдений // Солнечно-Земная физика. 2019. Т. 5. № 1. С. 77–81.

УДК 612.014

## АНАЛИЗ ФАЗ КВАЗИДВУХЛЕТНИХ ВАРИАЦИЙ ПОТОКОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЫ

#### © 2022 г. В. П. Охлопков\*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

\**e-mail: ovpetrovich@yandex.ru* Поступила в редакцию 10.01.2022 г. После доработки 11.04.2022 г. Принята к публикации 04.05.2022 г.

Исследованы фазы квазидвухлетних вариаций (КДВ) в потоках космических лучей, параметрах солнечной активности и межпланетной среды. Проведен спектральный анализ КДВ перечисленных данных. Для используемых данных выявлены спектральные составляющие с максимальной амплитудой (синусоидальная составляющая с периодом около 1.7 года (около 20.5 месяцев)). Проведено сравнение фаз КДВ с фазами этих синусоид в те временные интервалы, где КДВ однозначно выявлены достоверно. Показано, что по всем данным фазы квазидвухлетних вариаций сохраняются в течение многих десятилетий с незначительными отклонениями. Это свидетельствует о долготной стабильности областей на Солнце, ответственных за квазидвухлетнюю вариацию.

**DOI:** 10.31857/S0023420622050053

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Квазилвухлетние вариании различных проявлений солнечной активности (СА), параметров межпланетной среды и галактических космических лучей (ГКЛ) изучались на протяжении многих десятилетий [1, 2]. Это исследование является продолжением работ [1, 2], и здесь фазы квазидвухлетних вариаций (КДВ) анализируются за период 5 циклов солнечной активности. Квазидвухлетние вариации выделяются математическим избирательным фильтром, описанным в [1, 2]. Интерес к поведению фаз во времени связан с тем, что в работе [3] было проведено исследование квазипериодичностей в 5 циклах СА как в потоках КЛ, так и в параметрах солнечной активности и межпланетной среды. Были выявлены устойчивые сдвиги спектральных линий в сочетаниях четный-нечетный циклов СА (20-21 и 22-23). Квазидвухлетняя периодичность в четных и нечетных циклах различается по длительности примерно на 2 месяца. Это интерпретировалось как проявление 22-летнего цикла в длительности периодичностей, особенно ярко выраженной в квазидвухлетней вариации.

Поскольку в данной работе делается вывод о долготной стабильности областей на Солнце, ответственных за квазидвухлетнюю вариацию, то рассмотрим современные представления в этом направлении.

В работе [4] проведен анализ данных групп солнечных пятен за последние 120 лет и показано,

что солнечные пятна как в северном, так и в южном полушариях образуются предпочтительно на двух постоянных активных долготах, разделенных на 180°. При этом в системе отсчета Кэррингтона активные долготы непрерывно мигрируют по фазе относительно меридиана Кэррингтона с переменной скоростью. Тем не менее, они остаются квазижесткой структурой. Авторы считают, что миграция активных долгот определяется изменениями средней широты солнечных пятен и дифференциального вращения. Две активные долготы периодически чередуются.

В работе [5] по данным о солнечных пятнах Гринвичской обсерватории за 1879-2003 гг. (12-23-й циклы) выделены четыре активные долготы, соответствующие в среднем кэррингтоновским долготам ~0°, ~90°, ~180°, ~270°. В течение всего времени жизни зоны интенсивного пятнообразования вращаются как твердотельные образования, что свидетельствует о том, что их источник лежит в основании конвективной зоны. При этом, как правило, одновременно наблюдается лишь пара антиподальных активных долгот, отстоящих друг от друга на ~180° (на гелиодолготах  $\sim 90^{\circ}$  и  $\sim 270^{\circ}$  или  $\sim 180^{\circ}$  и  $\sim 0^{\circ}$ ), хотя в течение некоторого времени могут одновременно существовать и 3 или очень редко даже все четыре активные долготы. В каждом из четырех секторов активных долгот выявлены квазидвухлетние вариации со средними периодами ~30 оборотов (~2.4 года), изменяющимися во времени в интервале от 20 до 40 оборотов (от ~1.5 до 3 лет).

В работе [6] было изучено долготное распределение наиболее активных зон пятен на фотосфере по данным о солнечных пятнах за 12 солнечных циклов (циклы 12-23) отдельно для северного и южного полушарий и всей солнечной сферы. При анализе долготновременных гистограмм было выявлено шесть активных долгот (>0°, ~90°, ~135°, ~180°, ~270° и <360°), из которых три (~90°, ~180° и ~270°) наблюдаются наиболее часто для всего проанализированного набора данных. Время жизни и долготный разброс активных долгот пятен составляют 3-5 оборотов Кэррингтона и 20°-30° долготы Кэррингтона соответственно. Обнаружено, что активные долготы солнечных пятен следуют определенной долготной схеме в течение эволюции 11-летнего солнечного цикла. В начале солнечного цикла они появляются в основном вокруг двух долгот  $\sim 0$  градусов и  $\sim 270^{\circ}$  в широтном поясе  $30^{\circ}-40^{\circ}$ , но в солнечном цикле они имеют тенденцию быть устойчивыми вокруг двух долгот ~90° и ~270°, которые являются антиподальными.

В работе [7] рассмотрен вопрос о существовании на Солнце "активных долгот" и их связи с крупномасштабным полем Солнца и фоновыми полями. Были исследованы наблюдения плошадей активных областей пятен по Гринвичским наблюдениям с 1874 г., крупномасштабных магнитных полей с 1976 г. и фоновых полей с 1996 г. Авторы показали существование активных долгот, вращающихся с кэррингтоновским периодом и существующих 15-20 оборотов. При этом активные долготы для групп с большими площадями выражены гораздо более четко. Показано, что глобальный солнечный диполь вращается со скоростью несколько более быстрой, чем кэрринготоновская система (средний оборот 27.1621 дня, то есть на 0.1132 дня меньше, чем кэррингтоновский период). Показано, что фоновое магнитное поле меняется с долготой. Долготные изменения слабого и сильного магнитного поля коррелируют, при этом "долготная картинка" не сохраняется во времени.

В работах [8-10] был проведен обширный объем исследований по проблеме активных долгот. С использованием Гринвичских данных о ежедневных значениях площадей солнечных пятен за 1879-2004 гг. (12-23 циклы) был введен новый индекс солнечной активности S<sub>CR</sub>, который рассчитывался для каждой группы солнечных пятен суммированием ежедневных значений их площадей за кэррингтоновский оборот. Кэррингтоновская долгота каждой группы пятен в данном обороте фиксировалась для того дня, когда ее площадь была наибольшей. Выявлены активные долготы как в северном, так и южном полушариях Солнца и показано, что зоны активных долгот состоят из набора отдельных зон формирования пятен. При этом установлено, что наиболее мошные и долгоживущие проявления активности довольно устойчивы и вращаются жестко с кэррингтоновским периодом T = 27.3 дней. Ширина зон пятнообразования по гелиодолготе составляет ~ $20^{\circ}$ - $30^{\circ}$  и в течение всего времени жизни меняется незначительно. В зонах активных долгот изучались квазидвухлетние вариации с помощью спектрально-временного анализа последовательностей S<sub>CR</sub>, рассчитанных для каждого из секторов активных долгот северной и южной полусферы. Автор показал, что квазидвухлетние вариации S<sub>CR</sub> представляют собой на самом деле набор из нескольких вариаций с дискретными периодами в диапазоне от 8 до 38 оборотов (0.6-0.9, 1.05-1.35, 1.5-2.0, 2.1-2.6 лет). Несмотря на неустойчивость локализации зон активных долгот на таком большом интервале времени, хорошо заметна 4-х зональная структура в распределении S<sub>CR</sub> по гелиодолготе, соответствующая 4-м интервалам гелиодолгот: 60°-140°, 140°-240°, 240°-340° и интервале от 340° одного оборота до 60° последующего.

В этой статье был использован обширный материал за 1958-2020 гг.: среднемесячные значения интенсивности ГКЛ в стратосфере (Мурманск, на рис. 1 обозначен как МУР, остаточное давление 50 г см<sup>-2</sup>, данные Долгопрудненской научной станции Физического института Российской академии наук (ФИАН)) [11]; данные о нейтронной компоненте (Москва, на рис. 1 как МОСНМ) (http://www.wdcb.ru/stp/data/cosmic.ray/Neutron-Monitors (monthly\_values)); интенсивность среднего магнитного поля Солнца как звезды (модуль, [СМП], 1969-2020) и углы наклона гелиосферного токового слоя ( $\psi$ ) (http://wso.stanford.edu); интенсивность межпланетного магнитного поля (ММП, |H|, 1965-2020); геомагнитная активность (Ар-индекс) (https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html).

#### 2. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Анализ проводился следующим образом. Квазидвухлетние вариации, полученные после фильтрации (на рис. 2–7 являются средними панелями), обрабатывались спектральным анализом для определения наибольшей спектральной составляющей по амплитуде. На рис. 1 показаны эти спектры. Эти спектры представляют собой сложный набор спектральных компонент.

На рис. 2—7 показаны КДВ различных используемых данных и спектральная составляющая для них с максимальной амплитудой (квазидвухлетний период около 1.7 года (20.5 месяцев), расположена под графиком соответствующей КДВ, на рис. 2—7 нижняя панель). Эта спектральная со-



Рис. 1. Частотные спектры квазидвухлетних волн. Пунктир – уровни 95 и 99% значимости.

ставляющая (синусоида) далее рассматривалась как базовая. Относительно этой основной синусоиды были рассчитаны фазовые сдвиги максимумов амплитуд квазидвухлетних вариаций.

Необходимо сравнивать фазы этих синусоид с фазами параметров КДВ на тех временных интервалах, где амплитуды КДВ превышают 1/4 максимальной амплитуды, т.е., где КДВ однозначно идентифицируется надежно. Фазовые сдвиги показаны в табл. 1.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из таблицы видно, что для всех используемых данных фазы квазидвухлетних вариаций сохраня-



**Рис. 2.** Для данных по потокам космических лучей в стратосфере (Мурманск). Средняя панель – квазидвухлетняя вариация, выделенная математическим избирательным фильтром. Нижняя панель – спектральная составляющая с максимальной амплитудой из спектра этой вариации (1.7 года, базовая синусоида). Верхняя панель – фазовые сдвиги между КДВ и базовой синусоидой (положительные значения – КДВ опережает, отрицательные – отстает).



Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для данных о нейтронной компоненте космических лучей в Москве.

Таблица 1. Фазовые сдвиги между	квазидвухлетними волн	ами и базовой с	спектральной	составляющей	(месяцы)
для различных данных					

Используемые данные	Среднее значение сдвига	Среднеквадратичная ошибка среднего	Среднеквадратичная ошибка
ГКЛ, стратосфера,	2.61	0.41	3.11
Мурманск (МУР)			
Нейтронный монитор,	2.03	0.39	2.81
Москва (МОСНМ)			
Ap	2.19	0.41	2.82
СМП	1.80	0.38	2.39
Н	2.52	0.51	3.20
Ψ	2.45	0.47	3.00



Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для данных об Ар-индексе.



Рис. 5. Как и на рис. 2, но для данных о среднем магнитном поле Солнца.

ются в течение многих десятилетий с незначительными отклонениями. Это указывает на долготную устойчивость областей Солнца, ответственных за квазидвухлетнюю вариацию.

Наше исследование квазипериодичностей [3] в потоках КЛ за пять циклов СА, а также в параметрах солнечной активности и межпланетной среды позволило выделить устойчивые сдвиги спектральных линий в частотных спектрах (в частности, для квазидвухлетних вариаций) в четно-нечетных комбинациях циклов СА (20–21 и 22–23). Несомненно, этот эффект отражается в фазовых сдвигах квазидвухлетних вариаций. В работах [1–3] показана хорошая связь КДВ КЛ со средним магнитным полем Солнца (в работах [12–15] СМП называют общим магнитным полем Солнца). В СМП, как видно из рис. 5, хорошо проявляется КДВ. Хорошо известно, что СМП определяется крупномасштабными полями (КМП) Солнца. Как показано в работах [12–15] основной вклад в СМП вносят КМП. Вклад активных областей с сильными полями незначителен из-за малой площади по сравнению с невозмущенными областями.

Крупномасштабные поля и секторная структура солнечных магнитных полей определяют структуру и динамику активных долгот [8, 9]. Ак-



Рис. 6. То же, что и на рис. 2, но для данных о межпланетном магнитном поле.



Рис. 7. То же, что и на рис. 2, но для данных о наклоне гелиосферного токового слоя.

тивные области концентрируются к границам секторной структуры магнитных полей на Солнце и тем сильнее, чем более мощные явления рассматриваются [16]. Наиболее яркие явления происходят в области активных долгот, и это должно приводить к тому, что нейтральная линия крупномасштабного магнитного поля Солнца проходит по активным долготам на поверхности Солнца [8, 9]. Квазидвухлетние вариации проявляются в зонах активных долгот.

В [10] проведен спектрально-временной анализ для каждого из секторов активных долгот и построены СВАН-диаграммы. Для этого использовался индекс S<sub>CR</sub>, который рассчитывался для каждой группы солнечных пятен суммированием

ежедневных значений их площади за кэррингтоновский оборот. Показано, что КДВ представляют собой набор из нескольких вариаций с дискретными периодами в диапазоне 0.6–2.6 лет.

Также в [10] проведен автокорреляционный анализ данных для каждого из 4-х секторов активных долгот. Анализ показал, что в каждом секторе активных долгот присутствует вариация с периодом около 2.4 года. Также проведен кросскорреляционный анализ каждой из 2-х пар антиподальных долгот. Отмечается, что в течение значительной части времени сдвиг коэффициента кросскорреляции пар активных долго близок к нулю, что свидетельствует о том, что вариации происходят в фазе. По современным представлениям [5] в нижней части конвективной зоны в переходном слое между конвективной и лучистой зоной, в так называемом тахоклине, действует глубинное динамо, которое создает глобальное магнитное поле, которое всплывая, определяет всю структуру поля на поверхности.

В работах [17, 18] также показано, что появление нового магнитного потока на поверхности Солнца вызвано всплытием из глубины конвективной зоны не только сильных магнитных полей в активных областях, но и более слабых полей на больших площадях.

Поскольку КДВ проявляют стабильность фаз (и долготную устойчивость областей Солнца, ответственных за квазидвухлетнюю вариацию) в течение нескольких циклов СА, как показано в данной работе, это приводит к заключению, что КДВ обусловлены глубинными процессами в основании конвективной зоны Солнца, т.е. в тахоклине, где вращение происходит твердотельно.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Охлопков В.П. Динамика квазидвухлетних вариаций космических лучей и солнечной активности // Космич. исслед. 2018. Т. 56. № 2. С. 111–118. (Cosmic Research. P. 101–107.)
- Охлопков В.П. Квазипериодические вариации солнечной активности и космических лучей // Вестник Московского университета. Физика. Астрономия. 2018. № 2. С. 100–109.
- 3. Охлопков В.П. Спектральный анализ вариаций космических лучей, параметров солнечной активности и межпланетной среды // Известия РАН. Сер. Физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 206–212.
- 4. *Berdyugina S.V., Usoskin I.G.* Active longitudes in sunspot activity: Century scale persistence // Astronomy and Astrophysics. 2003. V. 405. № 3. P. 1121–1128.
- Фомичев В.В., Обридко В.Н., Филиппов Б.П., Исследования по физике Солнца и солнечно-земным связям. https://www.izmiran.ru/IZMIRAN75/STP/ Fomichev.pdf

- Malik A., Bohm M. A Statistical Analysis of Sunspot Active Longitudes. https://www.researchgate.net/ publication/45872922
- Обридко В.Н., Иванов Е.В., Чертопруд В.Е. Крупномасштабное поле Солнца и активные долготы // Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН. http://player.myshared.ru/6/652751/
- Ivanov E.V. Active longitudes: structure, dynamics, and rotation // Advances in Space Research. 2007. V. 40. Is. 7. P. 959–969.
- 9. *Иванов Е.В.* Активные долготы: динамика, вращение, происхождение // Известия РАН. Сер. Физ. 2006. № 10. С. 1417–1422.
- Иванов Е.В. Квазидвухлетние вариации суммарных площадей пятен в секторах активных долгот // Сборник трудов конференции "Солнечная активность как фактор космической погоды". 2006. Пулково. ГАО РАН. С. 357–366.
- Stozhkov Y.I., Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A. et al. Preprint of Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences. Moscow, 2007. https://lebedev.ru/ru
- Severny A.B. Time Fluctuations of the General Magnetic Field of the Sun // Quarterly J. Royal Astronomical Society. 1971. V. 12. P. 363.
- Severny A., Wilcox J.M., Scherrer P.H., Colburn D.S. Comparison of the mean photospheric magnetic field and the interplanetary magnetic field // Solar Phys. 1970. V. 15. P. 3–14.
- 14. Котов В.А., Степанян Н.Н., Щербакова З.А., Роль фонового магнитного поля и полей активных областей в общем магнитном поле Солнца // Изв. КрАО. 1977. Т. 56. С. 75–83.
- Котов В.А., Демидов М.Л., Ханейчук В.И., Цап Т.Т. О состоятельности измерений магнитного поля Солнца как звезды и годичная вариация магнитного поля // Изв. КрАО. 1998. Т. 94. С. 110–117.
- Bumba V., Obridko V.N. Bartels active longitudes, sector boundaries and flare activity // Solar Phys. 1969. V. 6. P. 104–110.
- 17. *McIntosh P.S., Wilson P.R.* A new model for flux emergence and the evolution of sunspots and the large-scale fields // Solar Phys. 1985. V. 97. P. 59–79.
- Stenflo J.O. On the Validity of the Babcock-Leighton Approach to Modeling the Solar Cycle // Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 1992. V. 27. P. 83–88.

УДК 629.78

### АЛГОРИТМ БЕЗОПАСНОЙ ПОСАДКИ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА ПРИ СПУСКЕ С ОКОЛОЛУННОЙ ОРБИТЫ

© 2022 г. Б. И. Жуков<sup>1</sup>, В. Н. Лихачев<sup>1</sup>, Ю. Г. Сихарулидзе<sup>1, \*</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия \*e-mail: sikh@kiam1.rssi.ru

Поступила в редакцию 03.03.2022 г. После доработки 12.04.2022 г. Принята к публикации 04.05.2022 г.

Рассматривается задача безопасной посадки космического аппарата, имеющего комбинированную двигательную установку, с окололунной орбиты в заданное место на поверхности Луны. Безопасность посадки обеспечивается выполнением ограничений на параметры движения в момент прилунения, а также возможностью горизонтального перемещения аппарата относительно поверхности Луны для коррекции места посадки с учетом величины уклона, отсутствия крупных камней и глубоких ям. В алгоритме управления спуском используется решение модельной задачи "свободное падение-торможение". Для коррекции места прилунения применяется алгоритм пропорционального наведения. Осуществляется адаптация к фактической величине кажущегося ускорения. Статистическими испытаниями показана работоспособность алгоритма, получена оценка точности приведения и расхода топлива с учетом всех ограничений на работу двигательной установки при выполнении условий безопасного прилунения.

DOI: 10.31857/S0023420622050089

#### введение

Исследуется задача посадки КА с предпосадочной эллиптической окололунной орбиты 18 × 100 км в заданную точку на поверхности Луны. Рассматриваемый в качестве примера КА имеет характеристики, подобные [1]. Его двигательная установка является комбинированной. Она состоит из основного корректирующего и тормозного двигателя (КТД) с номинальной тягой  $P_{\rm ктд} =$ = 440 кгс, четырех двигателей мягкой посадки (ДМП) с тягой по  $P_{\rm дмп} = 60$  кгс каждый, а также двенадцати двигателей малой тяги (ДМТ), которые используются, в основном, для управления ориентацией КА. Тяга КТД регулируется в пределах ±40 кгс, а тяга ДМП "регулируется" от нулевого до максимального значения за счет изменения коэффициента заполнения импульса, т.е. длительности включения двигателя на шаге коррекции управления, равном 1 с. На работу КТД и ДМП наложены определенные ограничения. В том числе по минимальному и максимальному времени непрерывной работы, минимальной паузе между двумя включениями, максимальному числу включений и суммарному времени работы. Одновременно с КТД могут работать только два ДМП. Топливо для КТД и для ДМП + ДМТ находится в разных баках.

При посадке навигационная система КА использует бесплатформенный инерциальный блок (БИБ), доплеровский измеритель скорости и дальности (ДИСД), а также систему высокоточной и безопасной посадки (СВБП). БИБ на основе измерений линейных ускорений и компонент вектора угловой скорости формирует текущий вектор состояния с учетом заданных начальных условий. Вектор состояния включает три координаты и три составляющие вектора скорости, а также три угла и три составляющие вектора угловой скорости. ДИСД работает, когда КА принимает почти вертикальное положение (допустимое отклонение в пределах 20°) и высота КА над поверхностью не превышает 4500 м. Измеренные посредством ДИСД высота КА и его скорость относительно поверхности Луны используются для корректировки информации БИБ. СВБП сначала работает на окололунной орбите в режиме абсолютной навигации и передает в систему управления КА селенографические координаты, высоту полета над заданным радиусом поверхности Луны. три составляющие скорости перемещения относительно центра притяжения Луны, информацию об углах ориентации и компонентах вектора угловой скорости. На участке спуска СВБП выполняет сканирование поверхности Луны для выбора безопасного места прилунения. После первого сканирования с высоты менее 1300 м СВБП определяет уклон подстилающей поверхности, после второго сканирования с высоты менее 300 м СВБП "различает" камни/ямы высотой/глубиной 0.3 м.

Предпосадочная эллиптическая орбита формируется в селеноцентрической системе координат так, чтобы ее перицентр оказался на широте заданной точки прилунения. Требуемая долгота точки прилунения обеспечивается выбором упрежденной точки прицеливания на широте посадки. Упрежденная точка выбирается с учетом движения КА на предпосадочной орбите, номинального времени спуска и вращения Луны. На широте точки прилунения линейная скорость за счет вращения Луны составляет 1.3 м/с. Для КА на околополярной орбите эта скорость относительно Луны (с обратным знаком) является боковой. Требуемая точность прилунения (без учета выполнения горизонтальных маневров с посалкой на выбранную площадку) составляет 3 км.

Траектория посадки имеет два участка: основное торможение (ОТ), когда горизонтальная и вертикальная скорости КА гасятся до нуля, и прецизионное торможение (ПТ) при спуске на поверхность Луны. На участке ОТ, где расходуется основная масса топлива, применяется терминальное квазиоптимальное управление с адаптацией к фактическим условиям движения, целью которого является минимизация продольного промаха. Алгоритм управления на участке ОТ описан в [1-3]. На участке ПТ, где расход топлива почти на порядок меньше, главным требованием является обеспечение безопасного прилунения. Для управления лвижением КА от точки схода с предпосадочной эллиптической орбиты до точки прилунения. т.е. для участков ОТ и ПТ, разработан терминальный алгоритм управления посадкой (ТАУП), учитывающий специфику каждого участка.

Точка схода КА с предпосадочной эллиптической орбиты (начало участка ОТ) находится перед перицентром на таком угловом расстоянии, чтобы в момент обнуления горизонтальной и вертикальной скоростей (конец участка ОТ) КА оказался над упрежденной точкой прицеливания. После завершения участка ОТ выполняется вертикализация, т.е. в процессе свободного падения продольная ось КА совмещается с местной вертикалью.

Конечная прицельная высота участка ОТ зависит от результатов предварительного тестирования СВБП, которое проводится на окололунной орбите. В случае подтвержденной работоспособности СВБП прицельная высота конца участка ОТ равна 2000 м, и спуск планируется с двумя дополнительными маневрами (маневрами уклонения) для выведения КА на безопасную площадку посадки. Если СВБП не работоспособна, то прицельная высота конца участка ОТ равна 2650 м. В этом случае спуск планируется без маневров уклонения. В обоих случаях горизонтальная и вертикальная составляющие скорости в конце ОТ задаются нулевыми (допустимый разброс  $\pm 10$  м/с).

В случае посадки без СВБП после вертикализации КА должен быть приведен на высоту порядка 40 м со скоростью снижения 2.3 м/с и нулевой горизонтальной скоростью относительно поверхности Луны, а затем спускаться с постоянной скоростью до контакта с ее поверхностью. Известно, что оптимальным по расходу топлива решением задачи приведения КА из некоторого начального состояния (высота  $h_0$ , скорость  $V_0$ ) в заданное конечное (высота  $h_T$ , скорость  $V_T$ ) является маневр "свободное падение-торможение" (СПТ).

При выполнении посадки с использованием СВБП такая задача решается 3 раза: для обеспечения условий первого и второго сканирования поверхности Луны посредством СВБП, а также для выведения КА на заключительный участок спуска с постоянной скоростью. Отсюда возникла целесообразность предварительного рассмотрения модельной задачи и анализа свойств ее решения для последующего использования в алгоритме управления движением КА на участке повторного торможения.

#### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим модельную задачу о свободном вертикальном падении КА с начальной высоты  $h_0$  при начальной скорости снижения  $V_0$  и последующим торможением для выхода на заданную высоту  $h_T$  с заданной скоростью снижения  $V_T$  (маневр СПТ). Для обеспечения двух заданных конечных параметров движения, высоты и скорости снижения, имеются два параметра управления, высота включения тормозной двигательной установки  $h_{вкл}$  (конец участка свободного падения) и время ее работы T. Величина избыточного тормозного ускорения

$$W = P/m - g_{\rm II} \tag{1}$$

задана. Здесь P — тяга тормозной двигательной установки, m — масса KA (в модельной задаче постоянна),  $g_{\Pi} = 1.63 \text{ м/c}^2$  — гравитационное ускорение на поверхности Луны. В модельной задаче принято W = const, т.е. движение KA является либо равноускоренным (на участке свободного падения P = 0), либо равнозамедленным (на участке торможения P > 0 и W > 0). Допущение W = const при расчете маневров СПТ справедливо с точностью порядка 0.5—1.0%.

Для анализа этой задачи удобно использовать фазовую плоскость "скорость снижения V – высота h" (рис. 1), рассмотренную в [4]. На этом рисунке схематично показаны фазовые траектории h(V) участков свободного падения и торможения для фиксированных значений избыточного ускорения W при  $V_T = V_0 = 0$ . Высота включения  $h_{\text{вкл}}$ 



Рис. 1. Схема маневра "свободное падение-торможение".

зависит от *W*: чем больше величина избыточного ускорения *W*, тем меньше высота, т.е. при  $W_1 < W_2 < W_3$  имеем  $h_{\rm вкл1} > h_{\rm вкл2} > h_{\rm вкл3}$ . В гипотетическом случае, когда  $W_3 = \infty$ , следует  $h_{\rm вкл} = h_T$ . При этом время работы тормозной двигательной установки T = 0 (импульсное торможение), а расход топлива минимален, т.е. схема спуска СПТ является оптимальной по расходу топлива.

Вычислим время включения тормозной двигательной установки  $t_{вкл}$ , которое является определяющим для маневра СПТ. Движение КА на участке свободного падения  $0 \le t \le t_{вкл}$  описывается уравнениями

$$V = -g_{\Pi},$$
  

$$V(t) = V_0 - g_{\Pi}t,$$
  

$$h(t) = h_0 + V_0 t - g_{\Pi}t^2/2.$$
(2)

Здесь символом  $\dot{V}$  обозначена производная скорости V по времени t. Время отсчитывается от начала участка свободного падения. В момент включения двигательной установки  $t_{вкл}$  (т.е. в конце участка свободного падения) имеем:

$$V_{\rm BK\pi} = V(t_{\rm BK\pi}) = V_0 - g_{\rm J} t_{\rm BK\pi}, h_{\rm BK\pi} = h(t_{\rm BK\pi}) = h_0 + V_0 t_{\rm BK\pi} - g_{\rm J}/2.$$
(3)

Исключая из системы (2) время, получим уравнение параболы свободного падения ( $0 \le h \le h_{\text{вкл}}$ ):

$$h = h_0 + \frac{V_0^2 - V^2}{2g_{\rm II}}.$$
 (4)

Движение КА на участке торможения описывается уравнениями

$$\dot{V} = W,$$

$$V(t) = V_{\text{BK}\pi} + Wt,$$

$$h(t) = h_{\text{BK}\pi} + V_{\text{BK}\pi}t + Wt^2/2.$$

Здесь время *t* отсчитывается от начала участка торможения ( $0 \le t \le T$ ). По аналогии с (4) получим уравнение параболы торможения ( $h_{вкл} \le h \le h_T$ ):

$$h = h_{\rm BKI} - \frac{V_{\rm BKI}^2 - V^2}{2W}.$$
 (5)

С учетом заданных конечных условий имеем в конце торможения:

$$V(T) = V_T = V_{\text{вкл}} + WT_{\text{a}},$$
  
$$h(T) = h_T = h_{\text{вкл}} + V_{\text{вкл}}T_{\text{a}} + W/2$$

Здесь  $T_a$  – длительность активного участка (т.е. участка торможения).

Из соотношения (5) для конечного момента участка торможения, когда  $h = h_T$  и  $V = V_T$ , с учетом соотношений (3) можно получить квадратное уравнение относительно времени включения  $t_{\text{вкл}}$ , т.е. длительности участка свободного падения:

$$g_{\Pi}(g_{\Pi} + W)t_{BK\Pi}^2 - 2V_0(g_{\Pi} + W)t_{BK\Pi} - (6) - (V_T^2 - V_0^2) - 2W(h_0 - h_T) = 0.$$

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022

Двигательная установка	СПТ-1		СПТ-2		СПТ-3	
	<i>T</i> , c	<i>т</i> <sub>топ,</sub> кг	<i>T</i> , c	<i>т</i> <sub>топ,</sub> кг	<i>T</i> , c	<i>т</i> <sub>топ</sub> , кг
КТД	8.0	11.1	9.1	12.6	2.8*	3.9
ДМП	29.1	17.5	39.2	23.5	10.2	5.1

Таблица 1. Использование КТД и ДМП для маневров СПТ

\* Минимальная допустимая длительность работы КТД равна 5 с.

Решение уравнения (6) определяет время свободного падения  $t_{\text{вкл}}$ :

$$t_{\rm BK\Pi} = \frac{V_0}{g_{\rm \Pi}} + \frac{1}{g_{\rm \Pi}} \sqrt{\frac{1}{W + g_{\rm \Pi}}} \Big\{ V_0^2 W + g_{\rm \Pi} \Big[ V_T^2 + 2W \left( h_0 - h_T \right) \Big] \Big\},\tag{7}$$

(физический смысл имеет только знак "+" перед корнем).

В частном случае при нулевой начальной и конечной скоростях  $V_T = V_0 = 0$  имеем:

$$t_{\text{вкл}} = \sqrt{\frac{2W(h_0 - h_T)}{g_{\Pi}(W + g_{\Pi})}}.$$

Формула (7) с учетом условия  $t_{вкл} \ge 0$  позволяет получить ограничение на величину избыточного ускорения (1) с учетом заданных краевых условий по высоте и скорости:

$$W \ge \frac{V_0^2 - V_T^2}{2(h_0 - h_T)}.$$
(8)

Анализ фазовой плоскости (рис. 1) и ограничения (8) приводит к следующим выводам. С уменьшением перепада высот  $h_0 - h_T$  потребное избыточное ускорение W увеличивается. В предельном случае при  $h_T \to h_0$  имеем  $W \to \infty$ . Для маневра СПТ избыточное ускорение должно удовлетворять условию  $W \ge 0$ . Если W = 0, то выполняется условие  $V_T = V_0$  независимо от перепада высот  $h_0 - h_T$ , и спуск КА происходит с постоянной скоростью снижения  $V = V_0$ .

#### АЛГОРИТМ УПРАВЛЕНИЯ НА УЧАСТКЕ ПРЕЦИЗИОННОГО ТОРМОЖЕНИЯ

Проведенные предварительно статистические испытания алгоритма управления на участке ПТ при спуске с использованием СВБП позволили оценить средние параметры движения КА при выполнении маневров СПТ, в том числе его среднюю начальную массу  $m_0$ , среднюю высоту  $h_0$  и среднюю скорость снижения  $V_0$  перед каждым маневром, а также среднюю конечную массу  $m_T$ , заданную (целевую) конечную высоту  $h_T$  и заданную скорость снижения  $V_T$  в конечной точке маневра:

маневр СПТ-1

 $m_{01} = 908 \text{ кг}, h_{01} = 1883 \text{ м}, V_{01} = -19 \text{ м/с},$  $m_{T1} = 896 \text{ кг}, h_{T1} = 1350 \text{ м}, V_{T1} = -12 \text{ м/c};$ маневр СПТ-2

$$m_{02} = 862$$
 кг,  $h_{02} = 805$  м,  $V_{02} = -2.3$  м/с,  
 $m_{T2} = 850$  кг,  $h_{T2} = 310$  м,  $V_{T2} = -2$  м/с;  
маневр СПТ-3

$$n_{03} = 816 \text{ Kr}, h_{03} = 92 \text{ M}, V_{03} = -1.7 \text{ M/c},$$

 $m_{T3} = 810 \text{ Kr}, h_{T3} = 35 \text{ M}, V_{T3} = -2.3 \text{ M/c}.$ 

Здесь цифры в индексе соответствуют номеру маневра.

Ограничение (8) для маневров СПТ-1, СПТ-2 и СПТ-3 принимает значения:

 $W_1 0.214 \text{ m/c}^2, W_2 0.004 \text{ m/c}^2, W_3 - 0.017 \text{ m/c}^2.$ 

КТД с тягой 440 кгс создает избыточное ускорение  $W_{\rm KTД} \ge 3.124 \text{ м/c}^2$ . Поэтому с учетом ограничения (8) КТД можно использовать для выполнения любого маневра СПТ.

Четыре ДМП, два из которых работают в режиме полной тяги, а два других в режиме половинной тяги, обеспечивают суммарную тягу 180 кгс и создают избыточное ускорение  $W_{3\text{ДМП}} \ge 0.315 \text{ м/c}^2$ . Согласно ограничению (8) их также можно использовать для выполнения всех маневров СПТ.

В табл. 1 даны предварительные оценки длительности включения и расхода топлива в модельной задаче при выполнении маневров СПТ с использованием КТД (тягой 440 кгс) или четырех ДМП (суммарная тяга 180 кгс).

Из приведенных данных следует, что из-за ограничения по минимальной длительности работы КТД (5 с) этот двигатель нельзя использовать для выполнения маневра СПТ-3. Четыре ДМП могут быть использованы для выполнения

всех маневров СПТ, но время их работы при выполнении маневра СПТ-1 может достигать 30—40 с, что составляет 15—20% от суммарного допустимого времени работы каждого ДМП. Это довольно существенно с учетом их работы до момента исполнения СПТ-1.

На основе проведенного анализа принято следующее: маневр СПТ-1 выполняется посредством КТД с тягой 440 кгс и регулированием ее в пределах ±40 кгс, в необходимых случаях дополнительно включаются два ДПМ с "регулированием" средней тяги посредством включения-выключения. Маневры СПТ-2 и СПТ-3 выполняются с помощью четырех ДМП с суммарной тягой 180 кгс, причем два ДМП работают на полной тяге, а другие два ДМП – на 50% тяги, что обеспечивает возможность ее регулирования в пределах ±60 кгс.

Если посадка КА осуществляется без использования СВБП, то на участке ПТ выполняется только один маневр СПТ. Из предварительных статистических испытаний получены следующие средние параметры этого маневра:

$$m_0 = 910$$
 кг,  $h_0 = 2312$  м,  $V_0 = -20$  м/с;  
 $m_T = 852$  кг.

Целевые параметры в точке окончания маневра:  $h_T = 40$  м,  $V_T = -2.3$  м/с.

Для такого маневра можно использовать только КТД с тягой 440 кгс. При этом время работы двигателя порядка 23 с, а расход топлива около 32 кг. Использование ДМП недопустимо, так как их время работы превысит 100 с.

В зависимости от работоспособности СВБП выбранная заранее площадка прилунения может не меняться в процессе спуска (посадка без использования СВБП) или корректироваться в некоторых пределах с использованием информации СВБП для уточнения степени безопасности ее поверхности (величины уклона и наличия крупных камней/ям). Безопасность прилунения КА обеспечивается также применением программного ("жесткого") управления с фиксированными значениями прицельной высоты и скорости в конце маневров СПТ.

Для получения качественной информации СВБП в ходе сканирования необходимо обеспечить постоянную вертикальную ориентацию КА с точностью 3°, свободное падение (могут включаться только двигатели стабилизации) с начальной скоростью снижения не больше 12 м/с для первого сканирования и не больше 2 м/с для второго сканирования (горизонтальная скорость должна быть меньше 2 м/с.

В алгоритме управления движением КА на участке ПТ используется решение рассмотренной ранее модельной задачи. Как отмечалось, на этом участке выполняются три маневра типа СПТ. Первый и второй маневры (СПТ-1 и СПТ-2) создают условия для сканирования поверхности Луны посредством СВБП с целью уточнения места безопасной посадки КА. Третий маневр (СПТ-3) обеспечивает условия "мягкого" прилунения.

После СПТ-1 и СПТ-2 в необходимых случаях КА выполняет маневры для коррекции места безопасного прилунения (маневры уклонения). Алгоритм маневра уклонения описан ниже.

В результате маневра СПТ-1 КА выходит на высоту порядка 1300 м со скоростью снижения около -12 м/с и начинает свободное падение в течение 6 с, а СВБП сканирует поверхность Луны для выбора площадки размером  $20 \times 20$  м с уклоном меньше 15°. Обработка результатов сканирования занимает 9 с.

Если по результатам сканирования найдется площадка, которая имеет уклон не более 15° с центром на расстоянии до 3-х метров от подспутниковой точки КА, то первый маневр уклонения не выполняется. При обнаружении подходящей плошалки на расстоянии от 3-х до 100 м от подспутниковой точки выполняется первый маневр уклонения для совмещения подспутниковой точки с центром выбранной площадки. Если будет обнаружено несколько таких площадок, то в качестве цели выбирается ближайшая. В случае отсутствия площадки с уклоном меньше 15° выбирается площадка с минимальным уклоном. Максимальное время первого маневра уклонения равно 37 с (на максимальную дальность 100 м). Минимальное время маневра уклонения для условной нулевой дальности принято равным 15 с (при дальности до 3-х метров маневр уклонения не выполняется). Для промежуточных дальностей от 3-х до 100 м время маневра определяется как квадратичная функция от дальности (с вершиной параболы на дальности 100 м).

Маневр СПТ-2 необходим для обеспечения условий второго сканирования поверхности Луны посредством СВБП с высоты меньше 300 м, когда можно различить камни/ямы высотой/глубиной до 0.3 м. Время сканирования 6 с, время обработки кадра 15 с. По результатам второго сканирования выбирается площадка размером 20 × × 20 м, центр которой находится на расстоянии до 20 м от текущей подспутниковой точки. Логика выбора площадки прилунения и второй маневр уклонения аналогичны первому. Заданная точность приведения КА к центру выбранной площадки при первом и втором маневрах уклонения составляет 3 м. Эта величина ограничивает минимальные дальности при выполнении обоих маневров (зона нечувствительности).

Перед заключительным этапом спуска выполняется маневр СПТ-3. КА выводится на высоту порядка 30 м со скоростью снижения –2.3 м/с. С этой высоты поддерживается постоянная скорость снижения КА и обеспечивается "мягкое" прилунение.

Номинальная фазовая траектория положена в основу программы спуска. "Жесткость" траектории обеспечивается фиксацией высот  $h_T$  и скоростей снижения  $V_T$  в конечных точках маневров СПТ-1, СПТ-2 и СПТ-3:

$$h_{T1} = 1350 \text{ M}, \quad V_{T1} = -12 \text{ M/c}; h_{T2} = 310 \text{ M}, \quad V_{T2} = -2 \text{ M/c}; h_{T3} = 35 \text{ M}, \quad V_{T3} = -2.3 \text{ M/c}.$$
(9)

По существу (9) задают терминальные условия для выхода на высоты сканирования посредством СВБП и для выполнения безопасного прилунения.

Вычисленное по формуле (7) время включения тормозной двигательной установки  $t_{вкл}$  (время tотсчитывается от начала участка свободного падения) используется алгоритмом управления для формирования команды на включение двигателей торможения. Для СПТ-1 это КТД, для СПТ-2, 3 это ДМП. При этом для СПТ-1 учитывается запаздывание выхода тяги КТД на номинальную величину 440 кгс (2.4 с). Программная скорость спуска по параболе торможения формируется в зависимости от текущей навигационной высоты по конечным параметрам движения  $h_T$  и  $V_T$ :

$$V_{\rm npor}(h) = -\sqrt{V_T^2 + 2(h - h_T)W_1}.$$
 (10)

Здесь h — текущая навигационная высота,  $W_1$  — избыточное ускорение КА при первом торможении, уточняемое с помощью алгоритма адаптации, который описан в следующем разделе. Величина  $W_1$  уточняется на каждом такте управления (1 с).

При маневрах СПТ-1 и СПТ-2 точность отслеживания программной скорости (10) в процессе торможения составляет ±1 м/с. Регулируется скорость снижения путем изменения тяги тормозного двигателя. Программы спуска для маневров СПТ-2 и СПТ-3 формируются аналогично СПТ-1. На последнем участке спуска с постоянной скоростью (-2.3 м/с) требуемая точность выдерживания заданной скорости составляет ±0.3 м/с.

#### АЛГОРИТМ АДАПТАЦИИ

Средняя тяга КТД равна 440 кгс при допуске  $\pm 20$  кгс, а допуск на массу составляет  $\pm 20$  кг. Из статистических испытаний получена средняя масса КА в конце участка ОТ: ~910 кг. Отсюда можно оценить пределы возможного изменения избыточного ускорения W (разность между кажущимся ускорением и гравитационным ускорением Луны) в конце участка ОТ. Максимальное избыточное ускорение имеет место при максимальной тяге

и минимальной массе, а минимальное — при минимальной тяге и максимальной массе. От среднего избыточного ускорения различие может достигать  $\pm 10\%$ . Поэтому величину W в формуле (7) для расчета маневров СПТ необходимо уточнять.

Алгоритм адаптации использует измерения кажущегося ускорения КА в конце ОТ. Величина суммарной тяги двигательной установки  $P_{\Sigma 0}$  и масса КА  $m_0$  в конце ОТ точно не известны, но их отношение, т.е. фактическое кажущееся ускорение в конце ОТ

$$W_{0\mathrm{Ka}\mathrm{K}} = P_{\Sigma 0}/m_0,$$

по измерениям БИБ известно достаточно точно. На участке ОТ для торможения используются КТД и ДМП. В конце ОТ известен угол отклонения привода регулятора тяги КТД и соответствующая ему величина тяги (по тарировочной дроссельной характеристике двигателя). Поэтому можно оценить изменение тяги КТД ( $\Delta P_{\rm KTД}$ ) при переводе регулятора тяги в положение, соответствующее средней величине тяги (440 кгс). Для работающих дополнительно ДМП на участке ОТ в конце этого участка известен режим их работы (коэффициент заполнения импульса), что позволяет оценить их среднюю тягу ( $P_{\rm ДМП}$ ) по номинальной характеристике.

Маневр СПТ-1 выполняется посредством КТД со средней номинальной тягой 440 кгс. При этом масса КА по сравнению с концом ОТ уменьшается на величину расхода топлива при работе двигателей стабилизации  $\Delta m_{\text{топ}}$ , т.е. начальная масса КА при выполнении маневра СПТ-1 будет  $m_1 = m_0 - \Delta m_{\text{топ}}$ . Тяга двигательной установки уменьшится на  $\Delta P = \Delta P_{\text{КТД}} + \Delta P_{\text{ДМП}}$ , т.е. тяга будет  $P_1 = P_{\Sigma 0} - \Delta P$ . Здесь  $\Delta P_{\text{ДМП}}$  учитывает изменение коэффициента заполнения импульса (обнуление) для ДМП при переходе от ОТ к ПТ.

Для расчета адаптированного избыточного ускорения при выполнении маневра СПТ-1 используется формула

$$W_1 = W_{0_{\text{Ka}}}(1 - \Delta P/P_{\Sigma 0})(1 + \Delta m_{\text{топ}}/m_0) - 1.63 \text{ M/c}^2,$$

или с точностью до малых первого порядка

$$W_1 = W_{0\text{Kaw}}(1 - \Delta P/P_{\Sigma 0} + \Delta m_{\text{топ}}/m_0) - 1.63 \text{ M/c}^2.$$

Здесь  $\Delta P$  – номинальное уменьшение суммарной тяги двигательной установки,  $P_{\Sigma 0}$  – номинальная суммарная тяга в конце ОТ,  $\Delta m_{\text{топ}}$  – расход топлива на стабилизацию КА от конца ОТ до начала маневра СПТ-1 (по номинальному секундному расходу топлива),  $m_0$  – масса КА в конце ОТ (по статистике).

При выполнении маневров СПТ-2 и СПТ-3 посредством ДМП с суммарной тягой 180 кгс расчет избыточного кажущегося ускорения *W* в формуле, аналогичной (1), выполняется по номинальной средней тяге ДМП с учетом значения коэффициента заполнения импульса. Расход топлива в промежутке между маневрами, на маневры уклонения и в процессе торможения вычисляется по номинальному секундному расходу двигателей с учетом времени их работы.

Адаптация к фактическому избыточному ускорению повышает точность выполнения маневров СПТ и способствует безопасному прилунению.

#### АЛГОРИТМ УПРАВЛЕНИЯ ПРИ МАНЕВРАХ УКЛОНЕНИЯ

На участке ПТ управление движением КА осуществляется по двум каналам: вертикальному и горизонтальному. Вертикальный канал реализует маневры СПТ посредством включения двигателей торможения (КТД или ДМП) с отслеживанием программной скорости (10) на участках торможения путем изменения тяги. На маневрах уклонения также выполняется управление вертикальной скоростью с целью обеспечения "невзлета" КА (т.е. сохранения отрицательной вертикальной скорости) в момент окончания маневра. Горизонтальный канал реализует маневры уклонения за счет отклонения вектора тяги двигателя на некоторый угол от вертикали. Маневр уклонения выполняется одновременно в продольном (канал тангажа) и боковом (канал рыскания) направлениях. При отклонении от вертикали на угол ф появляется горизонтальная составляющая тяги в направлении маневра ( $Psin\phi$ ), которая ограничена максимальным допустимым углом  $\phi = 20^{\circ}$  из условий функционирования ДИСД. В случае отклонения КА на максимальный угол избыточное тормозное ускорение (1), которое действует в вертикальном канале, уменьшается (на ~37% при использовании ДМП с суммарной тягой 180 кгс).

Маневры уклонения рассматриваются в посадочной инерциальной системе координат (ПСК) с началом 0 в центре масс Луны. Оси  $0x_{\Pi CK}$  и  $0y_{\Pi CK}$ лежат в плоскости предпосадочной эллиптической орбиты, причем ось  $0x_{\Pi CK}$  направлена против движения KA, а ось  $0y_{\Pi CK}$  – по радиус-вектору упрежденной точки прицеливания. Ось  $0z_{\Pi CK}$ дополняет систему координат до правой. Связанная система координат (ССК) с началом *C* в центре масс KA после участков ОТ и вертикализации ориентирована следующим образом: ось *Cx* сонаправлена с осью  $0y_{\Pi CK}$ , ось *Cy* сонаправлена с осью  $0x_{\Pi CK}$ , а ось *Cz* направлена против оси  $0z_{\Pi CK}$ .

Для выполнения маневра уклонения используется алгоритм пропорционального наведения, суть которого заключается в следующем. Пусть  $X_0$ и  $Z_0$  – начальные координаты КА в ПСК, а  $V_{x0}$  и  $V_{z0}$  – компоненты начальной горизонтальной скорости. Прицельная точка Ц (цель) в горизонтальной плоскости для маневра уклонения имеет координаты:

$$X_{\mu} = X_0 + \Delta X,$$
  
$$Z_{\mu} = Z_0 + \Delta Z + V_{z\pi} t_{\mu}.$$

Здесь  $\Delta X$ ,  $\Delta Z$  – продольная и боковая составляющие координат центра выбранной площадки относительно начального положения KA,  $V_{z\Pi} = -1.3$  м/с – скорость на широте посадки вследствие вращения Луны (предпосадочная орбита близка к полярной),  $t_{\rm M}$  – прогнозируемое время маневра. Для текущих координат KA (X, Z) и прицельных координат ( $X_{\rm u}$ ,  $Z_{\rm u}$ ) определяются программные скорости ( $V_{x{\rm np}}$ ,  $V_{z{\rm np}}$ ), пропорциональные их разности:

$$V_{xnp} = k_1 [X - (X_0 + \Delta X)],$$
  

$$V_{znp} = k_1 [Z - (Z_0 + \Delta Z + V_{zI} \Delta t)].$$
(11)

Здесь коэффициент  $k_1 = -0.1 \text{ c}^{-1}$ ,  $\Delta t$  – время от начала маневра уклонения.

Программные скорости (11) позволяют вычислить командные углы крена  $\theta_{\kappa}$  и рыскания  $\psi_{\kappa}$  для выполнения маневров в продольном и боковом направлениях:

$$\theta_{\kappa} = k_2 (V_x - V_{x \pi p}),$$
  

$$\psi_{\kappa} = k_2 (V_z - V_{z \pi p}),$$
(12)

где коэффициент  $k_2 = 7$  град/(м/с), а  $V_x$ ,  $V_z$  – компоненты текущей скорости.

Командные углы (12) реализуются системой управления КА в процессе выполнения первого и второго маневров уклонения. В качестве примера на рис. 2 показано изменение программной и фактической скоростей при выполнении первого маневра уклонения на 100 м в продольном направлении. Небольшое перерегулирование в конце может быть устранено посредством изменения в конце маневра коэффициента усиления в формуле (12) для  $\theta_{\kappa}$ . Рис. 3 иллюстрирует изменение командных углов тангажа и рыскания, а рис. 4 – изменение продольной координаты в процессе этого маневра.

После первого и второго маневров уклонения с целью уменьшения промаха, который всегда имеет место после выполнения маневров, на активных участках СПТ-2 и СПТ-3 осуществляется дополнительное "подтягивание" к точке прицеливания (к центру выбранной для прилунения площадки). "Подтягивание" основано на тех же соотношениях (11) и (12), что и сами маневры уклонения.

# СТАТИСТИЧЕСКИЕ ИСПЫТАНИЯ АЛГОРИТМА

Проверка эффективности терминального алгоритма управления посадкой (ТАУП) проводи-

390


Рис. 2. Программная и текущая продольная скорости (продольный маневр уклонения на 100 м).

лась на комплексной модели возмущений, включающей следующие составляющие:

1) отклонение массы КА, моментов инерции и положения центра масс от номинальных величин,

2) отклонение тяг и удельных тяг двигателей от номинальных величин, а также эксцентриситет и перекос тяги,

3) ошибки начального вектора состояния,

4) ошибки навигационных измерений.

Принято, что ошибки массы и координаты центра масс, а также тяги и удельной тяги имеют равномерное распределение в заданных пределах, а остальные ошибки имеют нормальное распределение с нулевым математическим ожиданием и заданным среднеквадратичным отклонением.

Величины обоих маневров уклонения формируются случайным образом по двум координатам при их равномерном распределении с учетом ограничений по дальности.

Рассматриваемые варианты совокупных действующих возмущений и маневров, формируются с помощью датчика псевдослучайных чисел однозначно по номеру варианта. Размерность

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022

псевдослучайного вектора равна числу возмущающих факторов, отдельные компоненты которого имеют соответствующее распределение. В каждом случае выполняются (или не выполняются) свои маневры уклонения. Это позволяет при необходимости детально анализировать "плохие" варианты и соответственно корректировать алгоритм управления для их устранения. Итоговая статистика получена расчетом 500 возмущенных траекторий отдельно для посадки с использованием СВБП (табл. 2) и без СВБП (табл. 3). В этих таблицах приняты следующие обозначения для конечных параметров движения в момент прилунения: *t*<sub>к</sub> – время от начала спуска до прилунения,  $m_{\rm k}$  – конечная масса KA,  $m_{\rm топ}$  – расход топлива от начала спуска до прилунения (отдельно для КТД, ДМП+ДМТ и суммарный расход), V<sub>r</sub> – вертикальная скорость, V<sub>гор</sub> – горизонтальная скорость, φ – угол продольной оси KA с вертикалью, x, z — промахи в продольном и боковом направлениях относительно выбранной точки прилунения,  $r = \sqrt{x^2 + z^2}$ , время работы КТД, а также времена работы включаемых попарно ДМП 1, 2 и



Рис. 3. Командные значения углов тангажа и рыскания (продольный маневр уклонения на 100 м).



Рис. 4. Изменение продольной координаты (продольный маневр уклонения на 100 м).

ДМП 3, 4. МО означает математическое ожидание,  $\sigma$  – среднее квадратичное отклонение, min – минимальная величина, вар. min показывает номер варианта возмущенной траектории, на которой достигается минимальная величина, max – максимальная величина, вар. max показывает номер варианта возмущенной траектории, на которой достигается максимальная величина,

Статистические испытания ТАУП на участке прецизионного торможения показали его работоспособность при посадке с СВБП и без СВБП. При использовании СВБП посадка осуществляется в выбираемом районе Луны, а промах относительно центра уточненной площадки прилунения не превышает 2 м, величина скорости прилунения меньше 2.8 м/с, горизонтальная скорость не превышает 0.1 м/с, угол с вертикалью меньше 1.5°. Расход топлива из баков КТД и баков ДМП + ДМТ находится в допустимых пределах. На рис. 5 показаны координаты точек прилунения при посадке с СВБП. Начало посадочной системы координат совпадает со скорректированной точкой посадки (центром выбранной площадки).

При посадке без СВБП промах относительно выбранной точки прилунения не превышает 2200 м,



Рис. 5. Конечные точки прилунения при посадке с СВБП.

величина скорости прилунения порядка 2.3 м/с, горизонтальная скорость не превышает 0.2 м/с, угол с вертикалью меньше 1°. Все ограничения по запасу топлива и по допустимому времени работы двигателей выполняются. На рис. 6 даны координаты точек прилунения при посадке без СВБП. Начало посадочной системы координат совпадает с заданной априори точкой посадки.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана вторая часть комплексного терминального алгоритма управления посадкой – ТАУП для участка прецизионного торможения. Первая часть алгоритма для участка основного торможения изложена в ранних публикациях авторов. КА имеет комбинированную двигательную установку, включающую основной двигатель

Параметры	<i>t</i> <sub>K</sub> , c	т, кг	т <sub>топ</sub> , кг				V	()	П	ромах,	, М	Время работы, с		
			КТД	ДМП + + ДМТ	Σ	<i>V<sub>r</sub></i> , м/с	, гор, м/с	с град	x	Z.	r	ктд	ДМП1,2	ДМП3,4
МО	612.7	796.2	593.8	250.13	843.9	-2.3	0.03	0.49	-0.1	-0.1	0.6	432.9	213.6	212.4
СКО	13.0	8.2	9.5	10.65	7.3	0.2	0.02	0.25	0.5	0.5	0.33	8.1	13.4	13.2
min	564.4	775.5	570.5	217.36	812.4	-2.7	0.00	0.01	-1.7	-1.3	0.03	420.8	179.9	179.7
Bap. min	248	252	464	289	423	58	69	237	174	315	275	156	389	289
max	647.2	830.8	612.9	277.35	860.2	-1.9	0.11	1.27	1.4	1.6	1.8	454.6	246.6	245.5
Bap. max	268	248	134	464	213	76	418	218	250	451	174	261	261	261

Таблица 2. Результаты статистических испытаний 500 возмущенных траекторий спуска с использованием СВБП

Номинальная начальная высота конца участка ОТ равна 2000 м.



Рис. 6. Конечные точки прилунения при посадке без СВБП.

с регулируемой тягой в пределах  $\pm 10\%$ , четыре дополнительных двигателя мягкой посадки, средняя тяга которых "регулируется" посредством включения-выключения (изменением коэффициента заполнения импульса на интервале 1 с), и двигателей стабилизации с малой тягой. Безопасность посадки обеспечивается возможностью коррекции места прилунения для избегания участков с большим уклоном и наличием больших камней/глубоких ям, а также применением

Параметры	<i>t</i> <sub>K</sub> , c	т, кг	<i>т</i> <sub>топ</sub> , кг		V. V.		0	П	ромах,	М	Время работы, с			
			КТД	ДМП + + ДМТ	Σ	м/с	M/C	ү, град	x	z	r	КТД	ДМП1,2	ДМП3,4
МО	509.7	864.0	611.8	164.3	776.1	-2.3	0.06	0.39	121	-181	565	446.7	132.2	131.0
СКО	12.0	6.3	10.0	8.8	5.4	0.2	0.03	0.18	255	597	385	8.1	12.3	12.2
min	473.0	844.6	584.4	148.3	758.7	-2.7	0.01	0.01	-352	-1993	25	426.3	107.0	106.3
Bap. min	284	283	198	268	315	25	15	242	342	477	301	284	268	268
max	543.9	882.6	631.9	186.8	790.1	-1.8	0.19	0.99	2181	1855	2183	469.3	166.0	163.0
Bap. max	348	284	83	198	267	292	96	446	294	92	294	294	294	294

Таблица 3. Результаты статистических испытаний 500 возмущенных траекторий спуска без СВБП

Номинальная начальная высота конца участка ОТ равна 2650 м.

"жесткой" траектории спуска. ТАУП обеспечивает приемлемую точность прилунения, расход топлива в пределах располагаемого запаса и выполнение заданных ограничений на режимы работы двигателей. ТАУП тестирован статистическими испытаниями на возмущенных траекториях с использованием комплексной модели полного движения КА (центра масс и относительно центра масс), с учетом работы автономной навигационной системы и совокупной модели действующих возмущений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жуков Б.И., Лихачев В.Н., Сихарулидзе Ю.Г. и др. Управление на этапе основного торможения при посадке на Луну космического аппарата с комбинированной двигательной установкой // Известия РАН. Теория и системы управления. 2016. № 1. С. 115–125.

- 2. Жуков Б.И., Зайко Ю.К., Лихачев В.Н. и др. Адаптивный терминальный алгоритм наведения для посадки на Луну // Вестник НПО им. С.А.Лавочкина. 2012. № 4. С. 92–102.
- Жуков Б.И., Зайко Ю.К., Лихачев В.Н. и др. Робастный алгоритм наведения для посадки на Луну// Космич. исслед. 2013. Т. 51. № 6. С. 511–524. (Cosmic Research. P. 465–477).
- 4. Лихачев В.Н., Сихарулидзе Ю.Г., Федотов В.П. Заключительные этапы торможения и методика расчета параметров управления движением КА, совершающего мягкую посадку на Луну // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. 2013. № 1. С. 3–10.

УДК 629.7.036

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ С ЗАМКНУТЫМ ДРЕЙФОМ ЭЛЕКТРОНОВ В РАДИОДИАПАЗОНЕ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ РАБОЧИХ ТЕЛ

© 2022 г. А. П. Плохих<sup>1</sup>, Н. А. Важенин<sup>1</sup>, Г. А. Попов<sup>1, \*</sup>, С. О. Шилов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт прикладной механики и электродинамики Московского авиационного института, Москва, Россия <sup>2</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия \*e-mail: riame@mai.ru Поступила в редакцию 07.03.2022 г.

После доработки 18.04.2022 г. Принята к публикации 04.05.2022 г.

Рассматриваются методика и результаты экспериментального исследования спектральных характеристик собственного излучения лабораторных моделей электрических ракетных двигателей с замкнутым дрейфом электронов на примерах двигателя с анодным слоем (ДАС) и стационарного плазменного двигателя (СПД) для мощностей разряда 600, 800 и 1000 Вт, вертикальной и горизонтальной поляризаций приема и различных используемых рабочих тел (криптон и ксенон). Проведенные исследования позволили выявить ряд особенностей радиоизлучения двигателей с замкнутым дрейфом электронов в спектральной области. Так, в частности, установлено, что ДАС имеет широкополосный спектр, зафиксированный в полосе частот от 1 до 4 ГГц. На исследуемых режимах доминирует вертикальная поляризация, при этом уровень радиоизлучения ДАС на криптоне на 5–10 дБ выше, чем на ксеноне. В свою очередь СПД имеет широкополосный спектр, зафиксированных режимах незначительно доминирует горизонтальная поляризация, при этом уровень радиоизлучения даксированный в полосе частот от 1 до 3 ГГц. На исследованных режимах незначительно доминирует горизонтальная поляризация. Максимальное превышение уровня излучения при работе на криптоне по сравнению с ксеноном для СПД составляет порядка 10 дБ в диапазоне частот от 1 до 2 ГГц для горизонтальной поляризации. Полученные результаты позволяют решать задачи количественной оценки влияния излучения двигателей с замкнутым дрейфом электронов на помехоустойчивость систем космической связи.

**DOI:** 10.31857/S0023420622050065

### **ВВЕДЕНИЕ**

В космической отрасли в настоящее время наблюдается бурное развитие направления малых космических аппаратов (МКА) и многоспутниковых группировок на их основе. Так появляются новые виды космических услуг, как, например, широкополосный доступ в Интернет и предоставление услуг связи 4G/5G. Одновременно с этим повышаются требования к новым разработкам МКА с целью обеспечения их коммерческого успеха. Одну из проблем по обеспечению срока активного существования (САС) МКА можно решить за счет использования электроракетных двигательных установок (ЭРДУ) в их составе [1]. В настоящее время наибольший опыт разработки накоплен в части электрических двигателей с замкнутым дрейфом электронов, подразделяющихся на стационарные плазменные двигатели и двигатели с анодным слоем [2]. Традиционным рабочим телом для этих двигателей является ксенон

особой чистоты, высокая стоимость которого и ограниченное годовое производство может стать серьезным препятствием на пути их внедрения на МКА. Данное обстоятельство побуждает производителей ЭРД по всему миру активировать поиски подходящей замены ксенону, и одним из основных вариантов для этого является криптон более легкий инертный газ, который по основным своим характеристикам близок к ксенону. То, что данное направление востребовано, подтверждается фактом использования американской компанией SpaceX стационарных плазменных двигателей на криптоне при реализации программы многоспутниковой группировки Starlink [3].

Следует учитывать, что простая замена ксенона на криптон для существующих двигателей с замкнутым дрейфом электронов приводит к значительному ухудшению их характеристик [4, 5], что требует дополнительной оптимизации двигателей, основным рабочим телом которых будет криптон.



**Рис. 1.** Размещение БЭК на стенде: 1 -БЭК; 2 -радиопрозрачный цилиндр; 3 -ЭРД; 4 -основная вакуумная камера; 5 -система откачки; 6 -подвижная платформа; 7 -рельсовый путь; 8 -дверь; 9 -радиопоглощающее покрытие; 10 -диэлектрический помост; 11 -сетевой удлинитель; 12 -проходной сетевой фильтр; 13 -панель с проходными разъемами; 14 -реверсивный вентилятор; 15 -пульт управления вентилятором; 16 -дополнительное окно вентиляции; 17 -измерительные антенны; 18 -стойка с измерительным оборудованием.

При интеграции двигателей с замкнутым дрейфом электронов с МКА необходимо знать их уровни собственного электромагнитного излучения, возникающего из-за различных неустойчивостей и собственных плазменных колебаний [6]. Данное излучение может нарушать работу бортовой аппаратуры космического аппарата. Для оценки уровня излучения электрических ракетных двигателей в наземных условиях проводятся соответствующие исследования в интересах задач электромагнитной совместимости (ЭМС) [7–10].

В данной работе представлены результаты исследования собственного излучения ДАС и СПД в радиодиапазоне при работе на ксеноне и криптоне.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ БАЗА

Исследовательские испытания по определению собственного электромагнитного излучения СПД и ДАС проводились на комбинированном электровакуумном стенде Московского авиационного института [10], который имел две

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022

раздельные зоны: вакуумную и измерительную (рис. 1). Вакуумная зона представляла собой горизонтально расположенную цилиндрическую вакуумную камеру (ВК) (4) объемом около 18 м<sup>3</sup>, диаметром 2 м и длиной 5.5 м. Высоковакуумная откачка камеры осуществлялась криогенными насосами (5) с суммарной производительностью более 100000 л/с. Остаточное давление перед запуском двигателя было не выше  $2 \cdot 10^{-6}$  Торр. При работе двигателя (3) давление в ВК обеспечивалось в диапазоне (2–4)  $\cdot 10^{-5}$  Торр.

Измерительная часть представляет собой мобильную безэховую экранированную камеру (БЭК) (1) с интегрированной в нее "радиопрозрачной" ВК из стеклопластика (2).

БЭК смонтирована на платформе (6), которая может перемещаться относительно неподвижной вакуумной камеры по рельсовому пути (7). В рабочем положении "радиопрозрачная" вакуумная камера стыкуется с основной, образуя общий вакуумный объем. Внутреннее пространство БЭК облицовано абсорберами пирамидальной формы, выполненными из радиопоглощающего материа-



Рис. 2. Схема двигателя с анодным слоем.



Рис. 3. Фотография ДАС (МГТУ им. Н.Э. Баумана).

ла. Диапазон эффективной работы абсорберов составляет от 0.3 до 18 ГГц и выше при коэффициенте безэховости не хуже -20 дБ. Измерительные антенны (17) размещаются на диэлектрическом помосте (10), смонтированном внутри БЭК. Через панель с проходными разъемами они соединены с измерительной аппаратурой (18), расположенной снаружи БЭК.

Использовалась измерительная рупорная антенна с рабочим диапазоном частот от 0.9 до 12.4 ГГц и линейной поляризацией. Конструкция рупора в данном диапазоне частот обеспечивала малый коэффициент стоячей волны по напряжению (КСВН) и монотонную частотную зависимость коэффициента усиления. При проведении экспериментов было выбрано угловое положение антенны относительно геометрической оси двигателя: (90 ± 5)°. Угол отсчитывался от направления плазменной струи двигателя. Элементы крепления антенны позволяли менять ее поляризацию на 90°. Антенна подключалась ко входу спектроанализатора.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ

Для эксперимента использовались две модели двигателей ДАС и СПД при работе на одинаковых мощностях разряда (600, 800 и 1000 Вт) и напряжении разряда 300 В для двух рабочих тел (криптон и ксенон).

В качестве ДАС использовалась экспериментальная модель, созданная в НОЦ "Ионно-плазменные технологии" МГТУ им. Н.Э. Баумана [11]. Двигатель построен по схеме одноступенчатого ускорителя с азимутальным дрейфом электронов и электропроводящими стенками ускорительного канала. Особенностью конструкции двигателя является применение магнитного шунта для профилирования распределения магнитного поля в ускорительном канале. Данное решение позволило вынести максимум магнитного поля за срез двигателя, сократить глубину ускорительного канала и. следовательно, обеспечить высокий ресурс работы устройства. В качестве шунта в данном двигателе используется рабочая камера анода-газораспределителя.

Конструктивно двигатель (рис. 2) состоит из анодного блока и магнитной системы, одновременно выполняющей роль несущего корпуса. Двигатель оснащен одной центральной и четырьмя периферийными электромагнитными катушками. Средний диаметр ускорительного канала двигателя составляет 38 мм, ширина и глубина ускорительного канала — 13.5 и 6 мм соответственно. Геометрия ускорительного канала была предварительно оптимизирована для работы на криптоне. Полюса были прикрыты тонкими экранами из нержавеющей стали. Общий вид представлен на рис. 3.

В качестве СПД использовалась созданная в НИИ ПМЭ МАИ экспериментальная модель с внешним диаметром ускорительного канала 70 мм, имеющая следующие особенности конструкции:

 Вынесение слоя ионизации и ускорения в расширенную часть ускорительного канала, за плоскость полюсов магнитной системы.

 Расширение выходной части ускорительного канала для снижения потерь ускоряющихся ионов и энергии на стенках разрядной камеры.

Классическая схема СПД (рис. 4) содержит анодный блок, состоящий из керамической разрядной камеры 3, анода, с газораспределителем 1 и магнитопровода, состоящего из фланца 7, внутреннего и внешнего полюсов (4, 6) и внутренней и внешней катушек 5. Средний диаметр ускорительного канала составлял 70 мм. Геометрия ускорительного канала и топология магнитного поля на выходном срезе оптимизированы для работы на режимах с большей плотностью расхода, что необходимо при использовании криптона [5]. Общий вид представлен на рис. 5.

Для проведения испытаний оба двигателя были укомплектованы катодами-нейтрализаторами производства ОКБ "Факел".

Исследуемые режимы работы ДАС и СПД приведены в табл. 1 и 2.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Обработка экспериментальных данных осуществлялась путем пересчета показаний спектроанализатора в значение напряженности электрического поля в апертуре измерительной антенны. Результаты расчетов приведены в виде графиков спектральных характеристик (рис. 6–11), где по горизонтальной оси отложена частота от 1000 до 12000 МГц. По вертикальной оси – рассчитанное значение напряженности электрического поля в размерности: дБмкВ/м/МГц.

На всех графиках присутствует фоновый уровень излучения, соответствующий выключенному двигателю. При исследовании фонового излучения обнаружено около 4 групп дискретных частот, на которых зафиксированы доминирующие узкополосные внешние помехи. Их источником являются базовые станции сотовых операторов: GSM-900 (925–960) МГц; GSM-1800 (1805–1880) МГц; UMTS (3G): (2110–2170) МГц; LTE (4G): (2600–2700) МГн. Указанные помехи попалают в вакуумную камеру по каналам откачных систем и без внедрения в их тракты специальных заградительных систем борьба с их проникновением затруднительна. Поэтому измерения на этих частотах были исключены, что проявляется в виде наличия пропусков на графиках.

Характеристики излучения ДАС для 3-х режимов, двух рабочих тел и двух поляризаций представлены на рис. 6–7.



Рис. 4. Схема стационарного плазменного двигателя.



**Рис. 5.** Фотография экспериментального образца стационарного плазменного двигателя СПД-70.

Анализ экспериментальных результатов помехоэмиссии ДАС в диапазоне частот 1000– 2000 МГц для режимов разряда 600, 800 и 1000 Вт показал, что ДАС имеет широкополосный спектр излучения, зафиксированный в полосе частот от 1 до 4 ГГц для двух рабочих тел. При работе на ксеноне изменение мощности разряда ДАС в пределах 600–1000 Вт не приводит к существен-

Рабочее тело	Анодный расход, мг/с	Напряжение разряда, В	Ток разряда, А	Мощность разряда, Вт	Динамическое давление, ×10 <sup>-5</sup> Торр
Xe	2.0	300	2.05	600	3.0
Xe	2.5	300	2.66	800	3.7
Xe	3.1	300	3.33	1000	4.4
Kr	1.47	300	1.99	600	2.0
Kr	1.92	300	2.66	800	2.4
Kr	2.33	300	3.33	1000	2.9

Таблица 1. Параметры работы ДАС на ксеноне и криптоне



Рис. 6. Спектр излучения ДАС при работе на ксеноне: а) Вертикальная поляризация, б) Горизонтальная поляризация.



Рис. 7. Спектр излучения ДАС при работе на криптоне: а) Вертикальная поляризация, б) Горизонтальная поляризация.

Рабочее тело	Анодный расход, мг/с	Напряжение разряда, В	Ток разряда, А	Мощность разряда, Вт	Динамическое давление, ×10 <sup>-5</sup> Торр
Xe	2.09	300	1.81	600	2.9
Xe	2.72	300	2.66	800	3.9
Xe	3.37	300	3.3	1000	4.6
Xe	4.25	300	4.52	1350	
Kr	1,95	300	1.99	600	
Kr	2,35	300	2.66	800	4.4
Kr	2,89	300	3.33	1000	1.9
Kr	4.16	300	4.47	1350	3.9

Таблица 2. Параметры работы СПД-70 на ксеноне и криптоне

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022



Рис. 8. Спектр излучения СПД-70 при работе на ксеноне: а) Вертикальная поляризация, б) Горизонтальная поляризация.



**Рис. 9.** Спектр излучения СПД-70 при работе на криптоне: а) Вертикальная поляризация, б) Горизонтальная поляризация.



**Рис. 10.** Сравнение спектров излучения СПД-70 и ДАС при работе на ксеноне. 1000 Вт: а) Вертикальная поляризация, б) Горизонтальная поляризация.

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022



**Рис. 11.** Сравнение спектров излучения СПД-70 и ДАС при работе на криптоне. 1000 Вт: а) Вертикальная поляризация, б) Горизонтальная поляризация.

ному увеличению уровня излучения в диапазоне частот 1–3 ГГц. При этом уровень излучения с горизонтальной поляризацией на 2–5 дБ меньше, чем с вертикальной.

При переходе на криптон изменение мощности ДАС в пределах 600–1000 Вт приводит к более существенному изменению уровня излучения в диапазоне частот 1–3 ГГц: до 7 дБ для горизонтальной поляризации и до 10 дБ для вертикальной. При этом уровень излучения с горизонтальной поляризацией также оказывается на 2–3 дБ ниже, чем с вертикальной.

Характеристики излучения СПД для 4-х режимов, двух рабочих тел и двух поляризаций представлены на рис. 8–9.

Анализ экспериментальных результатов оценки помехоэмиссии СПД-70 в диапазоне частот 1000-12000 МГц показал, что двигатель имеет широкополосный спектр, зафиксированный в полосе частот от 1 до 3 ГГц. При работе на ксеноне уровень излучения слабо зависит от режима с тенденцией уменьшения с ростом мощности разряда. Однако для горизонтальной поляризации на режиме максимальной мощности (1350 Вт) фиксируется дополнительное превышение фона на частотах 6-11 ГГц. При переходе на криптон уровень излучения резко возрастает с тенденцией монотонного уменьшения с ростом мощности разряда. На режиме 600 Вт зафиксировано возникновение дополнительных всплесков излучения в диапазоне 2–7 ГГц и в окрестности частоты 10 ГГц. На основных режимах незначительно доминирует горизонтальная поляризация. Максимальное превышение уровня излучения при работе на криптоне по сравнению с ксеноном для СПД составляет порядка 10 дБ в диапазоне частот от 1 до 2 ГГц для горизонтальной поляризации.

С целью сравнительной оценки уровней излучения ДАС и СПД на рис. 10—11 приведены спектры излучения этих двигателей для одного режима 1000 Вт и двух рабочих тел и двух поляризаций.

Сравнительный анализ показывает, что при работе на ксеноне и мощности разряда 1000 Вт излучение ДАС превышает излучение СПД-70 на 5–7 дБ для вертикальной поляризации и 2–5 дБ для горизонтальной поляризации в диапазоне частот 1–2 ГГц.

Переход на криптон сохраняет превышение излучения ДАС на 5–7 дБ в диапазоне частот 1–2 ГГц для вертикальной поляризации, но дополнительно возникает превышение 5–8 дБ в диапазоне частот 2–3 ГГц. Для горизонтальной поляризации максимальное превышение порядка 5 дБ смещается в частотный диапазон 1–1.5 ГГц.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По итогам измерений собственного излучения двигателей с замкнутым дрейфом электронов в диапазоне мощностей разряда 600—1000 Вт можно сделать следующие выводы:

1. ДАС имеет широкополосный спектр излучения, зафиксированный в полосе частот от 1 до 4 ГГц для двух рабочих тел. Спектры излучения, полученные при работе на ксеноне и криптоне, качественно совпадают, имея больший уровень для криптона. На исследованных режимах для двух рабочих тел доминирует вертикальная поляризация. Максимальное превышение уровня излучения при работе на криптоне по сравнению с ксеноном составляет порядка 10 дБ в диапазоне частот от 1 до 2 ГГц для вертикальной поляризации.

2. СПД 70 имеет широкополосный спектр, зафиксированный в полосе частот от 1 до 3 ГГц. При работе на ксеноне уровень излучения слабо зависит от режима, с тенденцией уменьшения с ростом мощности разряда. При переходе на криптон уровень излучения резко возрастает с тенденцией монотонного уменьшения с ростом мощности разряда. При этом, на режиме 600 Вт зафиксировано возникновение дополнительных всплесков излучения в диапазоне 2–7 ГГц и в окрестности частоты 10 ГГц. На исследованных режимах для двух рабочих тел незначительно доминирует горизонтальная поляризация.

3. Сравнительный анализ уровней излучения ДАС и СПД показывает, что при мощности разряда 1000 Вт ДАС имеет более высокий уровень излучения, превышающий уровень излучения СПД-70 на 5–7 дБ для вертикальной и на 2–5 дБ для горизонтальной поляризаций в диапазоне частот 1–2 ГГц, как при работе на ксеноне, так и на криптоне. При переходе на криптон дополнительно возникает превышение 5–8 дБ в диапазоне частот 2–3 ГГц. Для горизонтальной поляризации максимальное превышение порядка 5 дБ смещается в частотный диапазон 1–1.5 ГГц.

Исследование спектральных характеристик собственного излучения электрических ракетных двигателей с замкнутым дрейфом электронов в радиодиапазоне для различных рабочих тел были проведены коллективами Научно-исследовательского института прикладной механики и элек-тродинамики Московского авиационного института и МГТУ им. Баумана при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках Федеральной целевой программы "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014—2020 годы", соглашение № 075-15-2019-1686 от 26.11.2019 г. (УИП RFMEFI60419X0212).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахметжанов Р.В., Богатый А.В., Дьяконов Г.А. и др. Электрические ракетные двигатели нового поколения для малых космических аппаратов // Известия РАН. Энергетика. 2019. № 3. С. 3–13.

- 2. Zakharenkov L.E., Kim V., Lovtsov A.S. et al. Modern trends and development prospects of thrusters with closed electron drift. Seville, Spain. 2018. P. 00195.
- Henri Y. The OneWeb Satellite System // Handbook of Small Satellites. 2020. P. 1–10. https://doi.org/10.1007/978-3-030-20707-6 67-1
- 4. *Kim V., Zakharchenko V., Merkurev D. et al.* Influence of Xenon and Krypton Flow Rates through the Acceleration Channel of Morozov's Stationary Plasma Thruster on the Thrust Efficiency // Plasma Phys. 2019. V. 45. № 1. P. 11–20.
- Kim V., Merkurev D., Shilov E. et al. Study of the lowpower krypton-operated stationary plasma thruster plume // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2020. V. 927. P. 012053. https://doi.org/10.1088/1757-899X/927/1/012053
- Kirdyashev K. The electromagnetic problems of interplanetary spacecraft communication // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1560. P. 012077. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1560/1/012077
- Beiting E., Pollard J., Khayms V., Werthman L. Electromagnetic Emissions to 60 GHz from a BPT4000 EDM Hall Thruster. IEPC-03-129 International Electric Propulsion Conference. Toulouse France. 2003. P. 17–21.
- Beiting E., Eapen X., Pollard J. et al. Electromagnetic Emissions from PPS®1350 Hall Thruster. IEPC-2009-071 International Electric Propulsion Conference. 2009.
- Baranov S., Vazhenin N., Plokhikh A., Popov G. Electromagnetic Emission from Electric Propulsions under Ground Conditions // Thermal Engineering. 2017. V. 64. № 13. P. 959–970. https://doi.org/10.1134/s0040601517130043
- 10. Plokhikh A., Vazhenin N., Popov G. Analysis of the influence of electromagnetic radiation from stationary plasma engines on the noise immunity of the Earthspacecraft communication channel // Cosmic Research. 2019. V. 57. № 5. P. 339–346. https://doi.org/10.1134/S0023420619050078
- Shilov S., Ivakhnenko S., Vorob'ev E. et al. Self-electromagnetic emission from a thruster with anode layer operating with krypton and xenon // J. Physics: Conference Series. 2021. V. 1925. P. 012081. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1925/1/012081

УДК 531.36:521.1

## ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ЗАПАЗДЫВАНИЕМ ДЛЯ СТАБИЛИЗАЦИИ ИСЗ НА ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОРБИТЕ

© 2022 г. А. Ю. Александров<sup>1, \*</sup>, А. А. Тихонов<sup>1, \*\*</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\*a.u.aleksandrov@spbu.ru \*\*a.tikhonov@spbu.ru Поступила в редакцию 03.11.2021 г. После доработки 19.01.2022 г. Принята к публикации 11.03.2022 г.

Рассматривается ИСЗ с электродинамической системой стабилизации. Для решения задачи о трехосной стабилизации ИСЗ в произвольном положении в орбитальной системе координат ставится вопрос о возможности создания системы электродинамического управления угловым движением ИСЗ по типу PID-регулятора, отличающегося от классического PID-регулятора тем, что восстанавливающая компонента управляющего момента содержит распределенное запаздывание. Доказана теорема об асимптотической устойчивости стабилизируемого положения равновесия ИСЗ, подтверждающая возможность создания указанной системы электродинамического управления. Эффективность предложенной системы управления и целесообразность ее применения для сглаживания переходных процессов подтверждается численным моделированием.

**DOI:** 10.31857/S002342062204001X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Электродинамическое взаимодействие искусственного спутника Земли (ИСЗ) с магнитным полем Земли оказывает существенное влияние на динамику вращательного движения спутника относительно его центра масс и может использоваться при построении систем управления ориентацией ИСЗ. Основанные на указанном взаимодействии магнитные системы управления (МСУ), их преимущества, особенности, недостатки, а также различные варианты применения, описаны, например, в работах [1-8]. Метод стабилизации ИСЗ, основанный на использовании момента лоренцевых сил (ЛСУ), предложенный в работе [9], получил развитие в работах [10-13], а также в недавних работах авторов данной статьи. Интерес к этому способу управления основан, в частности, на том, что создание управляющего лоренцева момента, значительно превышающего по величине гравитационный и другие возмущающие моменты, не вызывает технических трудностей [9].

Электродинамический метод стабилизации ИСЗ [14] использует одновременно момент магнитного взаимодействия и лоренцев момент и благодаря этому снимает проблему недостатка управления, свойственную как МСУ, так и ЛСУ по-отдельности. В работе [14] сформулирован механизм синтеза восстанавливающих и демпфирующих компонент управляющих моментов. В дальнейшем электродинамическая система управления угловым движением ИСЗ получила развитие в [15–18], а также в работах авторов данной статьи, направленных на решение ряда задач стабилизации различных режимов вращательного движения ИСЗ относительно центра масс.

В вышеупомянутых работах [14—17] построение электродинамической системы управления, адаптированной для решения той или иной задачи управления, опирается на использование восстанавливающих моментов, пропорциональных первым степеням норм разностей между программными и текущими значениями векторов, связанных с ИСЗ, а также — на использование демпфирующих моментов, пропорциональных первой степени относительной угловой скорости ИСЗ в базовой системе координат. Условия асимптотической устойчивости программного режима движения выводятся на базе прямого метода Ляпунова.

Однако, в некоторых задачах динамики вращательного движения ИСЗ принципиально важным является не только выполнение условий асимптотической устойчивости программного режима движения, но и определенная гладкость переходных процессов. Например, при стабилизации больших космических конструкций или ИСЗ с высокоточными чувствительными прибо-

рами, для которых вибрации, вызванные работой системы управления, являются нежелательными. Известный в задачах управления способ сглаживания переходных процессов, основанный на увеличении демпфирующих компонент управляющих моментов, может оказаться сложным для реализации в условиях космического пространства. По этой причине в задачах динамики ИСЗ часто используется другой, более подходящий способ сглаживания, основанный на использовании PID-регуляторов [19, 20]. Недостаток этого способа становится заметным в процессе управления по мере приближения к программному режиму движения и является следствием того, что интегральная компонента в управляющем моменте продолжает учитывать предысторию поведения системы управления в то время, когда эта предыстория уже не играет роли. В результате в системе управления появляется постоянно действующее возмущение, препятствующее точной стабилизации или точному наведению ИСЗ.

Для преодоления этого недостатка предлагается использовать управление с распределенным запаздыванием. Сравнение такой модификации PID-регулятора со стандартным PID-регулятором, а также с PD-регулятором, дано в работе [21] для линейного дифференциального уравнения с постоянными коэффициентами. В ней же отмечаются значительные трудности аналитического анализа и обоснования эффективности данного метода управления.

Тем не менее, в работе [22] разработан аналитический подход к анализу устойчивости в задаче об управлении вращательным движением твердого тела с использованием PID-регулятора с распределенным запаздыванием. Исследование основано на развитии прямого метода Ляпунова и метода декомпозиции на дифференциальные системы с распределенным запаздыванием. В результате получены сформулированные в конструктивном виде и представленные в простой форме достаточные условия асимптотической устойчивости равновесного положения твердого тела. Компьютерное моделирование подтвердило не только ожидаемый эффект сглаживания переходных процессов, но и существенное сокращение времени сходимости.

В данной работе рассматривается задача трехосной электродинамической стабилизации в орбитальной системе координат для ИСЗ, движущегося по круговой экваториальной орбите. Ранее такая задача рассматривалась в [16] для случая стабилизации ИСЗ в прямом положении равновесия. Цель данной работы заключается в развитии исследования, выполненного в [16], путем решения более общей задачи о стабилизации ИСЗ в произвольном положении в орбитальной системе координат, причем на базе нового подхода, учитывающего преимущества управления с распределенным запаздыванием, выявленные в [22]. Возникает вопрос о возможности создания электродинамической системы управления по типу PID-регулятора, в котором восстанавливающие компоненты лоренцева момента и момента магнитного взаимодействия содержат распределенное запаздывание. В данной работе дается положительный ответ на этот вопрос. Анализируется эффективность предложенного управления. В отличие от вышеупомянутой работы [22], опирающейся в аналитическом исследовании на метод декомпозиции, в данной статье используется оригинальная конструкция функционала Ляпунова-Красовского при исследовании устойчивости программного режима движения ИСЗ.

#### 2. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ

Рассматривается ИСЗ, центр масс которого движется по круговой экваториальной орбите радиуса *R*. Предполагается, что ИСЗ снабжен управляемым электростатическим зарядом  $Q = \int_{V} \sigma dV$ , распределенным по некоторому объему V с плотностью  $\sigma$  и управляемым собственным магнитным моментом I. В качестве базовой системы координат, в которой решается задача стабилизации ИСЗ, используется орбитальная система координат  $C\xi\eta\zeta$  с началом в центре масс ИСЗ, ось  $C\xi(\xi_0)$  которой направлена по касательной к орбите в сторону движения, ось  $C\eta(\mathbf{\eta}_0)$  – по нормали к плоскости орбиты, ось  $C\zeta(\zeta_0)$  – вдоль радиуса-вектора  $\mathbf{R} = \overline{O_3 C} = R \zeta_0$  центра масс ИСЗ относительно центра Земли О3. Исследование проводится с учетом вращения орбитальной системы координат относительно инерциальной системы с угловой скоростью ω<sub>0</sub>. С ИСЗ жестко связана система его главных центральных осей инерции Схуг (орты і, ј, к). Все системы координат, используемые в данной статье, являются правыми декартовыми прямоугольными. Ориентация осей Схуг относительно осей Сξηζ определяется матрицей А направляющих косинусов α<sub>i</sub>,  $\beta_i, \gamma_i$  (*i* = 1,2,3). Орты  $\xi_0, \eta_0, \zeta_0$  в орбитальной системе координат определяются равенствами

$$\boldsymbol{\xi}_0 = (1,0,0)^{\mathrm{T}}, \ \boldsymbol{\eta}_0 = (0,1,0)^{\mathrm{T}}, \ \boldsymbol{\zeta}_0 = (0,0,1)^{\mathrm{T}}.$$

Те же орты в системе координат *Схуг* обозначим через  $\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, \mathbf{s}_3$ :

$$\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{\xi}_{0} = (\boldsymbol{\alpha}_{1}, \boldsymbol{\alpha}_{2}, \boldsymbol{\alpha}_{3})^{\mathrm{T}} = \mathbf{s}_{1}, \quad \mathbf{A}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{\eta}_{0} = (\boldsymbol{\beta}_{1}, \boldsymbol{\beta}_{2}, \boldsymbol{\beta}_{3})^{\mathrm{T}} = \mathbf{s}_{2},$$
$$\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{\zeta}_{0} = (\boldsymbol{\gamma}_{1}, \boldsymbol{\gamma}_{2}, \boldsymbol{\gamma}_{3})^{\mathrm{T}} = \mathbf{s}_{3}.$$

В программной ориентации ИСЗ матрица **A** принимает значение  $A_0$  с элементами  $\alpha_{i0}$ ,  $\beta_{i0}$ ,  $\gamma_{i0}$  (i = 1, 2, 3). Следовательно, в программной ориентации ИСЗ орты  $s_i$  принимают значения  $r_i$  (i = 1, 2, 3), определяемые следующим образом:

$$\mathbf{A}_{0}^{\mathrm{T}} \boldsymbol{\xi}_{0} = (\boldsymbol{\alpha}_{10}, \boldsymbol{\alpha}_{20}, \boldsymbol{\alpha}_{30})^{\mathrm{T}} = \mathbf{r}_{1}, \ \mathbf{A}_{0}^{\mathrm{T}} \boldsymbol{\eta}_{0} = (\beta_{10}, \beta_{20}, \beta_{30})^{\mathrm{T}} = \mathbf{r}_{2}, \\ \mathbf{A}_{0}^{\mathrm{T}} \boldsymbol{\zeta}_{0} = (\gamma_{10}, \gamma_{20}, \gamma_{30})^{\mathrm{T}} = \mathbf{r}_{3}.$$

Пусть  $\omega' = \omega'_x \mathbf{i} + \omega'_y \mathbf{j} + \omega'_z \mathbf{k}$  – угловая скорость ИСЗ относительно орбитальной системы координат. Вращательное движение ИСЗ, в котором

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_0, \quad \mathbf{\omega}' = \mathbf{0} \tag{1}$$

будем называть программным режимом вращательного движения ИСЗ относительно его центра масс. В терминах введенных выше ортов программный режим (1) определяется равенствами

$$\mathbf{s}_i = \mathbf{r}_i, \ \mathbf{\omega}' = 0, \ i = 1, 2, 3.$$
 (2)

Поскольку ИСЗ движется со скоростью  $\mathbf{v}_C$  относительно геомагнитного поля с магнитной индукцией **B** (векторы  $\mathbf{v}_C$  и **B** считаются заданными в орбитальной системе координат), то он подвергается воздействию лоренцева момента  $\mathbf{M}_L$  и момента магнитного взаимодействия  $\mathbf{M}_M$ , соответственно имеющих вид

$$\mathbf{M}_{I} = \mathbf{P} \times \mathbf{T}, \ \mathbf{M}_{M} = \mathbf{I} \times \mathbf{A}^{\mathrm{T}} \mathbf{B},$$

где  $\mathbf{P} = Q\mathbf{\rho}_0$ ,  $\mathbf{\rho}_0 = x_0\mathbf{i} + y_0\mathbf{j} + z_0\mathbf{k}Q^{-1}\int_V \mathbf{\sigma}\mathbf{\rho}dV$  – радиус-вектор центра заряда ИСЗ относительно его центра масс,  $\mathbf{T} = \mathbf{A}^{\mathrm{T}}(\mathbf{v}_C \times \mathbf{B})$ . Значение **B** в этих формулах совпадает со значением **B** в центре масс ИСЗ. Векторы **P** и I считаются заданными в системе координат *Схуz*.

В программном режиме вращательного движения векторы **T** и  $\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{B}$  соответственно принимают значения  $\mathbf{T}_{0} = \mathbf{A}_{0}^{\mathrm{T}}(\mathbf{v}_{C} \times \mathbf{B})$  и  $\mathbf{B}_{0} = \mathbf{A}_{0}^{\mathrm{T}}\mathbf{B}$ .

Синтез электродинамического управления предполагает, что для реализации программного режима вращательного движения (1) должны быть подобраны такие законы изменения параметров **P** и **I**, которые обеспечивают создание восстанавливающих, демпфирующих, а также, в общем случае, компенсирующих компонент управляющих моментов в окрестности данного программного движения.

Следуя [14], построим каждый из электродинамических параметров в виде суммы восстанавливающих, демпфирующих и компенсирующих компонент:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_R + \mathbf{P}_D + \mathbf{P}_C, \quad \mathbf{I} = \mathbf{I}_R + \mathbf{I}_D + \mathbf{I}_C.$$
(3)

Здесь  $\mathbf{P}_R = Qk_L \mathbf{T}_0$  и  $\mathbf{I}_R = k_M \mathbf{B}_0$  обеспечивают создание восстанавливающих компонент управляющих моментов  $\mathbf{M}_L$  и  $\mathbf{M}_M$ ,  $\mathbf{P}_D = Qh_L \boldsymbol{\omega}' \times \mathbf{T}$  и  $\mathbf{I}_{D} = h_{M} \boldsymbol{\omega}' \times (\mathbf{A}^{\mathrm{T}} \mathbf{B})$  – создание демпфирующих компонент управляющих моментов  $\mathbf{M}_L$  и  $\mathbf{M}_M$ , а  $\mathbf{P}_{C}$  и  $\mathbf{I}_{C}$  – создание компенсирующих компонент  $M_{LC}$  и  $M_{MC}$  тех же управляющих моментов. Необходимость компенсирующих компонент в управляющих моментах возникает в тех случаях, когда программный режим движения не является решением системы дифференциальных уравнений движения в силу тех или иных возмущающих моментов. Компенсирующие компоненты строятся в зависимости от конкретных возмущающих моментов и будут рассмотрены в следующем разделе при построении математической модели задачи. Кроме того, добавим интегральные члены, построенные на основе восстанавливающих компонент. Тогда управляющие моменты примут вид

$$\mathbf{M}_{L} = Qk_{L}\mathbf{T}_{0} \times \mathbf{T} +$$

$$+ Qck_{L} \int_{t-\tau}^{t} \mathbf{T}_{0} \times \mathbf{T}(u)du + Qh_{L}(\mathbf{\omega}' \times \mathbf{T}) \times \mathbf{T} + \mathbf{M}_{LC}, \quad ^{(4)}$$

$$\mathbf{M}_{M} = k_{M}\mathbf{B}_{0} \times \mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{B} + ck_{M} \int_{t-\tau}^{t} \mathbf{B}_{0} \times \mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{B}(u)du +$$

$$+ h_{M}(\mathbf{\omega}' \times \mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{B}) \times \mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{B} + \mathbf{M}_{MC}, \quad ^{(5)}$$

где параметры управления  $k_L, k_M, h_L, h_M$  могут быть скалярными функциями времени, *с* и  $\tau$  – постоянные параметры, причем  $c \neq 0, \tau \geq 0$ .

#### 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

На данном этапе исследования, когда основное внимание направлено не столько на всестороннюю точность учета факторов, воздействующих на ИСЗ, сколько на анализ влияния распределенного запаздывания на процесс управляемого вращательного движения ИСЗ, в качестве модели геомагнитного поля возьмем простую модель "прямой магнитный диполь". В этом случае магнитная индукция **В** постоянна во всех точках экваториальной орбиты и определяется по формуле  $\mathbf{B} = B_{\eta}\eta_0 = -(R_{\rm E}/R)^3 g_1^0\eta_0$ , где  $R_{\rm E}$  – радиус Земли,  $g_1^0$  – первый гауссов коэффициент. Для круговой экваториальной орбиты  $\mathbf{v}_C = R(\omega_0 - \omega_{\rm E})\xi_0$ , где  $\omega_{\rm E}$  – угловая скорость суточного вращения Земли. Поэтому

$$\mathbf{v}_C \times \mathbf{B} = v_{C\xi} B_{\eta} \zeta_0, \quad \mathbf{T} = v_{C\xi} B_{\eta} \mathbf{s}_3, \quad \mathbf{T}_0 = v_{C\xi} B_{\eta} \mathbf{r}_3, \\ \mathbf{B} = B_{\eta} \mathbf{s}_2, \quad \mathbf{B}_0 = B_{\eta} \mathbf{r}_2.$$

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022

Подставляя эти выражения в (4) и (5), получим

$$\mathbf{M}_{L} = k_{L0}\mathbf{r}_{3} \times \mathbf{s}_{3} + ck_{L0} \int_{t-\tau}^{t} \mathbf{r}_{3} \times \mathbf{s}_{3}(u) du -$$

$$- h_{L0}[\omega' - \mathbf{s}_{3}(\mathbf{s}_{3}\omega')] + \mathbf{M}_{LC},$$
(6)

$$\mathbf{M}_{M} = k_{M0}\mathbf{r}_{2} \times \mathbf{s}_{2} + ck_{M0} \int_{t-\tau} \mathbf{r}_{2} \times \mathbf{s}_{2}(u) du - h_{M0}[\omega' - \mathbf{s}_{2}(\mathbf{s}_{2}\omega')] + \mathbf{M}_{MC},$$
(7)

где

$$Qk_{L} = \frac{k_{L0}}{(v_{C\xi}B_{\eta})^{2}}, \quad Qh_{L} = \frac{h_{L0}}{(v_{C\xi}B_{\eta})^{2}},$$
$$k_{M} = \frac{k_{M0}}{B_{\eta}^{2}}, \quad h_{M} = \frac{h_{M0}}{B_{\eta}^{2}},$$

а  $k_{L0}, k_{M0}, h_{L0}, h_{M0}$  – положительные постоянные.

Вращательное движение ИСЗ описывается динамическими уравнениями Эйлера

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{J}\boldsymbol{\omega}) + \boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{J}\boldsymbol{\omega}) = \mathbf{M}_G + \mathbf{M}_L + \mathbf{M}_M, \qquad (8)$$

где **J** = diag(*A*, *B*, *C*) – тензор инерции ИСЗ в системе координат *Схуг*,  $\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega}' + \boldsymbol{\omega}_0 = \boldsymbol{\omega}' + \boldsymbol{\omega}_0 \mathbf{s}_2$  – угловая скорость ИСЗ,  $\mathbf{M}_G = 3\boldsymbol{\omega}_0^2\mathbf{s}_3 \times (\mathbf{J}\mathbf{s}_3)$  – гравитационный момент [23], являющийся одним из наиболее значимых возмущающих моментов, особенно для ИСЗ с типичной конфигурацией и находящихся на орбитах средних высот. Заметим, что

$$\boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{J}\boldsymbol{\omega}) = (\boldsymbol{\omega}' + \omega_0 \mathbf{s}_2) \times (\mathbf{J}\boldsymbol{\omega}') + \\ + \omega_0 \boldsymbol{\omega}' \times (\mathbf{J}\mathbf{s}_2) + \omega_0^2 \mathbf{s}_2 \times (\mathbf{J}\mathbf{s}_2).$$

Поскольку программный режим движения ИСЗ не является в общем случае прямым положением равновесия ИСЗ в орбитальной системе координат, то гравитационный момент не обращается в ноль в программном режиме движения ИСЗ. Так-

же не обращается в ноль и выражение  $\omega_0^2 \mathbf{s}_2 \times (\mathbf{J}\mathbf{s}_2)$  в левой части уравнений (8).

Для компенсации этих слагаемых, представленных в виде возмущающего момента

$$\mathbf{M}_{d} = \boldsymbol{\omega}_{0}^{2} \left( \mathbf{s}_{3} \times (\mathbf{J}\mathbf{s}_{3}) - \mathbf{s}_{2} \times (\mathbf{J}\mathbf{s}_{2}) \right),$$

будем использовать подход, развитый в [24] и основанный на создании компенсирующих компонент электродинамических параметров в следующем виде:

$$\mathbf{P}_{C} = \frac{\mathbf{M}_{d} \cdot (\mathbf{A}^{\mathrm{T}} \mathbf{B})}{|\mathbf{B}||\mathbf{T}|} \left( \mathbf{V}^{\mathrm{T}} \cdot (0,0,1)^{\mathrm{T}} \right) \times \mathbf{T},$$
$$\mathbf{I}_{C} = \frac{1}{|\mathbf{B}|} \mathbf{V}^{\mathrm{T}} \cdot \left( 0, \frac{\mathbf{M}_{d} \cdot ((\mathbf{A}^{\mathrm{T}} \mathbf{B}) \times \mathbf{T})}{|\mathbf{B}||\mathbf{T}|}, -\frac{\mathbf{M}_{d} \cdot \mathbf{T}}{|\mathbf{T}|} \right)^{\mathrm{T}}.$$

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022

Здесь V – известная матрица:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} B_x / |\mathbf{B}| & B_y / |\mathbf{B}| & B_z / |\mathbf{B}| \\ T_x / |\mathbf{T}| & T_y / |\mathbf{T}| & T_z / |\mathbf{T}| \\ \frac{B_y T_z - B_z T_y}{\mathbf{B} |\mathbf{T}|} & \frac{B_z T_x - B_x T_z}{|\mathbf{B}| |\mathbf{T}|} & \frac{B_x T_y - B_y T_x}{\mathbf{B} |\mathbf{T}|} \end{pmatrix}.$$

После подстановки  $\mathbf{P}_{C}$  и  $\mathbf{I}_{C}$  в управляющие моменты, получаем  $\mathbf{M}_{LC} = \mathbf{P}_{C} \times \mathbf{T}, \mathbf{M}_{MC} = \mathbf{I}_{C} \times (\mathbf{A}^{\mathrm{T}}\mathbf{B})$ . Непосредственной проверкой легко убедиться в том, что  $\mathbf{M}_{LC} + \mathbf{M}_{MC} + \mathbf{M}_{d} = \mathbf{0}$ .

Поэтому, подставляя (6) и (7) в (8), получим следующую систему динамических дифференциальных уравнений:

$$\frac{d}{dt}[\mathbf{J}(\mathbf{\omega}' + \mathbf{\omega}_0 \mathbf{s}_2)] + (\mathbf{\omega}' + \mathbf{\omega}_0 \mathbf{s}_2) \times (\mathbf{J}\mathbf{\omega}') + \mathbf{\omega}_0 \mathbf{\omega}' \times (\mathbf{J}\mathbf{s}_2) =$$

$$= k_{L0}(\mathbf{r}_3 \times \mathbf{s}_3) + k_{M0}(\mathbf{r}_2 \times \mathbf{s}_2) + ck_{L0} \int_{t-\tau}^{t} \mathbf{r}_3 \times \mathbf{s}_3(u) du + (9)$$

$$+ ck_{M0} \int_{t-\tau}^{t} \mathbf{r}_2 \times \mathbf{s}_2(u) du - h_{L0}[\mathbf{\omega}' - \mathbf{s}_3(\mathbf{s}_3\mathbf{\omega}')] - h_{M0}[\mathbf{\omega}' - \mathbf{s}_2(\mathbf{s}_2\mathbf{\omega}')].$$

Для замыкания дифференциальной системы будем рассматривать динамические уравнения (9) совместно с кинематическими уравнениями Пуассона

$$\frac{d\mathbf{s}_i}{dt} + \mathbf{\omega}' \times \mathbf{s}_i = 0 \ (i = 1, 2, 3). \tag{10}$$

Каждое решение ( $\omega'^{T}(t), \mathbf{s}_{1}^{T}(t), \mathbf{s}_{2}^{T}(t), \mathbf{s}_{3}^{T}(t)$ )<sup>T</sup> системы (9), (10) при  $t \ge t_{0}$  определяется начальным моментом времени  $t_{0} \ge 0$  и начальной функцией  $\phi(\theta)$ , где  $\phi(\theta)$  принадлежит пространству  $C([-\tau, 0], \mathbb{R}^{12})$ непрерывных функций с равномерной нормой

$$\left\|\boldsymbol{\phi}\right\|_{\tau} = \max_{\boldsymbol{\theta} \in [-\tau, 0]} \left\|\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{\theta})\right\|,$$

а 🎚 – евклидова норма вектора.

Исследование процесса стабилизации ИСЗ в орбитальной системе координат в программной ориентации (2) будет проводиться на базе нелинейных дифференциальных уравнений (9), (10).

#### 4. АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ

Пусть **I**<sub>3</sub> – (3×3) – единичная матрица, **r**<sub>i</sub> = ( $r_{i1}$ ,  $r_{i2}$ ,  $r_{i3}$ )<sup>T</sup> при i = 2, 3,  $\Psi(t) = k_{L0}$ **r**<sub>3</sub> × **s**<sub>3</sub>(t) +  $k_{M0}$ **r**<sub>2</sub> × **s**<sub>2</sub>(t),  $h_{L0} = h\overline{h}_L$ ,  $h_{M0} = h\overline{h}_M$ , где  $\overline{h}_L$  и  $\overline{h}_M$  – фиксированные положительные числа, а h – по-ложительный параметр. Имеем

$$\omega_0 \frac{d\mathbf{s}_2}{dt} + \omega_0 \mathbf{s}_2 \times (\mathbf{J}\boldsymbol{\omega}') + \omega_0 \boldsymbol{\omega}' \times (\mathbf{J}\mathbf{s}_2) =$$
  
=  $-\omega_0 \boldsymbol{\omega}' \times \mathbf{r}_2 + \mathbf{G}\boldsymbol{\omega}' + \mathbf{\Xi}_1(\mathbf{s}_2, \mathbf{s}_3)\boldsymbol{\omega}',$   
 $h_{L0}[\boldsymbol{\omega}' - \mathbf{s}_3(\mathbf{s}_3 \boldsymbol{\omega}')] + h_{M0}[\boldsymbol{\omega}' - \mathbf{s}_2(\mathbf{s}_2 \boldsymbol{\omega}')] =$   
=  $h \mathbf{D} \boldsymbol{\omega}' + \mathbf{\Xi}_2(\mathbf{s}_2, \mathbf{s}_3)\boldsymbol{\omega}'.$ 

Здесь

$$\mathbf{G} = \omega_0 \begin{pmatrix} 0 & (C-B)r_{23} & (C-B)r_{22} \\ (A-C)r_{23} & 0 & (A-C)r_{21} \\ (B-A)r_{21} & (B-A)r_{22} & 0 \end{pmatrix}, \\ \mathbf{D} = \overline{h}_L \left( \mathbf{I}_3 - \mathbf{r}_3 \mathbf{r}_3^{\mathrm{T}} \right) + \overline{h}_M \left( \mathbf{I}_3 - \mathbf{r}_2 \mathbf{r}_2^{\mathrm{T}} \right),$$

 $\|\Xi_j(\mathbf{s}_2, \mathbf{s}_3)\| \to 0$  при  $\|\mathbf{s}_2 - \mathbf{r}_2\| + \|\mathbf{s}_3 - \mathbf{r}_3\| \to 0$ , j = 1, 2. Конкретный вид матриц  $\Xi_1$  и  $\Xi_2$  несущественен, поскольку при стремлении к программной ориентации слагаемые, в которые они входят, имеют более высокий порядок малости по сравнению с остальными слагаемыми. Заметим, что матрица **D** является симметричной и положительно определенной.

Таким образом, уравнения Эйлера можно записать в виде

$$\mathbf{J}\dot{\boldsymbol{\omega}}' = \boldsymbol{\omega}_0 \boldsymbol{\omega}' \times \mathbf{r}_2 - \mathbf{G}\boldsymbol{\omega}' - \boldsymbol{\Xi}_1(\mathbf{s}_2, \mathbf{s}_3)\boldsymbol{\omega}' + \boldsymbol{\Psi}(t) + + c \int_{t-\tau}^t \boldsymbol{\Psi}(u) du - h \mathbf{D}\boldsymbol{\omega}' - \boldsymbol{\Xi}_2(\mathbf{s}_2, \mathbf{s}_3)\boldsymbol{\omega}'.$$
(11)

Сначала, согласно подходу, разработанному в статьях [25–27], выберем функцию Ляпунова для системы (10), (11) в виде

$$V = \frac{\mu}{2} \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \mathbf{J} \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{H}} + \frac{1}{2} \left( k_{M0} \| \mathbf{r}_2 - \mathbf{s}_2 \|^2 + k_{L0} \| \mathbf{r}_3 - \mathbf{s}_3 \|^2 \right) - \frac{1}{h} \boldsymbol{\Psi}^{\mathsf{T}}(t) \mathbf{D}^{-1} \mathbf{J} \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{H}},$$

где µ — вспомогательный положительный параметр. Получим

$$\begin{split} & \mu a_1 \left\| \mathbf{\omega}' \right\|^2 + \frac{1}{2} \Big( k_{M0} \left\| \mathbf{r}_2 - \mathbf{s}_2 \right\|^2 + k_{L0} \left\| \mathbf{r}_3 - \mathbf{s}_3 \right\|^2 \Big) - \\ & - \frac{a_3}{h} \left\| \mathbf{\omega}' \right\| \Big( k_{M0} \left\| \mathbf{r}_2 - \mathbf{s}_2 \right\| + k_{L0} \left\| \mathbf{r}_3 - \mathbf{s}_3 \right\| \Big) \le \\ & \le V \le \mu a_2 \left\| \mathbf{\omega}' \right\|^2 + \frac{1}{2} \Big( k_{M0} \left\| \mathbf{r}_2 - \mathbf{s}_2 \right\|^2 + k_{L0} \left\| \mathbf{r}_3 - \mathbf{s}_3 \right\|^2 \Big) + \\ & + \frac{a_3}{h} \left\| \mathbf{\omega}' \right\| \Big( k_{M0} \left\| \mathbf{r}_2 - \mathbf{s}_2 \right\| + k_{L0} \left\| \mathbf{r}_3 - \mathbf{s}_3 \right\| \Big), \end{split}$$

где

$$a_1 = \frac{1}{2}\min\{A, B, C\}, a_2 = \frac{1}{2}\max\{A, B, C\}, a_3 = \left\|\mathbf{D}^{-1}\mathbf{J}\right\|.$$

Используя критерий Сильвестра, нетрудно показать, что если

$$\mu h^2 > \frac{a_3^2(k_{M0} + k_{L0})}{2a_1},\tag{12}$$

то найдутся положительные числа  $b_1$  и  $b_2$  такие, что

$$b_{1}(\|\mathbf{\omega}'\|^{2} + \|\mathbf{r}_{2} - \mathbf{s}_{2}\|^{2} + \|\mathbf{r}_{3} - \mathbf{s}_{3}\|^{2}) \leq V \leq b_{2}(\|\mathbf{\omega}'\|^{2} + \|\mathbf{r}_{2} - \mathbf{s}_{2}\|^{2} + \|\mathbf{r}_{3} - \mathbf{s}_{3}\|^{2}).$$

Продифференцируем теперь функцию V в силу системы (10), (11). Имеем

$$\begin{split} \dot{V} &= -\mu h \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \mathbf{D} \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} - \mu \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \mathbf{G} \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} - \mu \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \mathbf{\Xi}_{1}(\mathbf{s}_{2}, \mathbf{s}_{3}) \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} + \\ &+ \mu \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \mathbf{\Psi}(t) + c \mu \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \mathbf{T}_{t-\tau}^{\mathsf{T}} \mathbf{\Psi}(u) du - \mu \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \mathbf{\Xi}_{2}(\mathbf{s}_{2}, \mathbf{s}_{3}) \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} - \\ &- \frac{1}{h} \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \mathbf{J} \mathbf{D}^{-1} \left( k_{L0} \mathbf{r}_{3} \times (\mathbf{s}_{3} \times \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}}) + k_{M0} \mathbf{r}_{2} \times (\mathbf{s}_{2} \times \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}}) \right) - \\ &- \frac{1}{h} \mathbf{\Psi}^{\mathsf{T}}(t) \mathbf{D}^{-1} \left( \boldsymbol{\omega}_{0} \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \times \mathbf{r}_{2} - \mathbf{G} \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} - \mathbf{\Xi}_{1}(\mathbf{s}_{2}, \mathbf{s}_{3}) \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} + \\ &+ \mathbf{\Psi}(t) + c \int_{t-\tau}^{t} \mathbf{\Psi}(u) du - \mathbf{\Xi}_{2}(\mathbf{s}_{2}, \mathbf{s}_{3}) \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \right] \\ &\leq - \left( \mu h \lambda_{1} + \mu \lambda_{2} + \frac{\lambda_{3}}{h} \right) \| \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \|^{2} + \left( \mu + \frac{a_{4}}{h} \right) \| \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \| \| \mathbf{\Psi}(t) \| + \\ &+ |c| \mu \| \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \| \int_{t-\tau}^{t} \| \mathbf{\Psi}(u) \| du - \frac{1}{h} \mathbf{\Psi}^{\mathsf{T}}(t) \mathbf{D}^{-1} \mathbf{\Psi}(t) - \\ &- \frac{c}{h} \mathbf{\Psi}^{\mathsf{T}}(t) \mathbf{D}^{-1} \times \int_{t-\tau}^{t} \mathbf{\Psi}(u) du + \frac{1}{h} \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \mathbf{\Xi}_{3}(\mathbf{s}_{2}, \mathbf{s}_{3}) \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} - \\ &- \mu \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} \left( \mathbf{\Xi}_{1}(\mathbf{s}_{2}, \mathbf{s}_{3}) + \mathbf{\Xi}_{2}(\mathbf{s}_{2}, \mathbf{s}_{3}) \right) \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}} + \\ &+ \frac{1}{h} \mathbf{\Psi}^{\mathsf{T}}(t) \mathbf{D}^{-1} \left( \mathbf{\Xi}_{1}(\mathbf{s}_{2}, \mathbf{s}_{3}) + \mathbf{\Xi}_{2}(\mathbf{s}_{2}, \mathbf{s}_{3}) \right) \boldsymbol{\omega}^{\mathsf{T}}, \end{split}$$

где  $\|\Xi_3(\mathbf{s}_2, \mathbf{s}_3)\| \to 0$  при  $\|\mathbf{s}_2 - \mathbf{r}_2\| + \|\mathbf{s}_3 - \mathbf{r}_3\| \to 0$ ,  $\lambda_1$  – наименьшее собственное число матрицы **D**,  $\lambda_2$  – наименьшее собственное число матрицы (**G** + **G**<sup>T</sup>)/2,  $\lambda_3$  – наименьшее собственное число матрицы (**F** + **F**<sup>T</sup>)/2,

$$\mathbf{F} = \mathbf{J}\mathbf{D}^{-1} \left( k_{L0} \begin{pmatrix} r_{31}^2 - 1 & r_{31}r_{32} & r_{31}r_{33} \\ r_{31}r_{32} & r_{32}^2 - 1 & r_{32}r_{33} \\ r_{31}r_{33} & r_{32}r_{33} & r_{33}^2 - 1 \end{pmatrix} + k_{M0} \begin{pmatrix} r_{21}^2 - 1 & r_{21}r_{22} & r_{21}r_{23} \\ r_{21}r_{22} & r_{22}^2 - 1 & r_{22}r_{23} \\ r_{21}r_{23} & r_{22}r_{23} & r_{23}^2 - 1 \end{pmatrix} \right),$$
$$a_4 = \left\| \mathbf{D}^{-1}\mathbf{G} \right\| + \omega_0 \left\| \mathbf{D}^{-1} \begin{pmatrix} 0 & r_{23} & -r_{22} \\ -r_{23} & 0 & r_{21} \\ r_{22} & -r_{21} & 0 \end{pmatrix} \right\|.$$

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022

Далее строим функционал Ляпунова-Красовского по формуле

$$\tilde{V} = V + \frac{1}{h} \int_{-\tau}^{0} \int_{t+u}^{t} \Psi^{\mathrm{T}}(\theta) \mathbf{W} \Psi(\theta) d\theta du,$$

где W – постоянная, симметричная и положительно определенная матрица. Тогда

$$\tilde{V} = \dot{V} + \frac{\tau}{h} \Psi^{\mathrm{T}}(t) \Psi \Psi(t) - \frac{1}{h} \int_{t-\tau}^{t} \Psi^{\mathrm{T}}(u) \Psi \Psi(u) du.$$

Рассмотрим выражение

$$\chi(t) = \boldsymbol{\Psi}^{\mathrm{T}}(t) \mathbf{D}^{-1} \boldsymbol{\Psi}(t) + c \boldsymbol{\Psi}^{\mathrm{T}}(t) \mathbf{D}^{-1} \int_{t-\tau}^{t} \boldsymbol{\Psi}(u) du - \tau \boldsymbol{\Psi}^{\mathrm{T}}(t) \mathbf{W} \boldsymbol{\Psi}(t) + \int_{t-\tau}^{t} \boldsymbol{\Psi}^{\mathrm{T}}(u) \mathbf{W} \boldsymbol{\Psi}(u) du.$$

С помощью замены  $\mathbf{z}(t) = \mathbf{D}^{-1/2} \Psi(t)$  получаем

$$\chi(t) = \mathbf{z}^{\mathrm{T}}(t)\mathbf{z}(t) + c\mathbf{z}^{\mathrm{T}}(t)\int_{t-\tau}^{t} \mathbf{z}(u)du - \tau \mathbf{z}^{\mathrm{T}}(t)\mathbf{L}\mathbf{z}(t) + \int_{t-\tau}^{t} \mathbf{z}^{\mathrm{T}}(u)\mathbf{L}\mathbf{z}(u)du = \int_{t-\tau}^{t} \left(\frac{\mathbf{z}(t)}{\mathbf{z}(u)}\right)^{\mathrm{T}} \Gamma\left(\frac{\mathbf{z}(t)}{\mathbf{z}(u)}\right)du,$$
  
where  $\mathbf{L} = \mathbf{D}^{1/2}\mathbf{W}\mathbf{D}^{1/2}$ 

где L =

$$\boldsymbol{\Gamma} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\tau} \mathbf{I}_3 - \mathbf{L} & \frac{c}{2} \mathbf{I}_3 \\ \frac{c}{2} \mathbf{I}_3 & \mathbf{L} \end{pmatrix}$$

С использованием результатов работ [28, 29] нетрудно показать, что для существования положительно определенной матрицы L, при которой матрица Г положительно определена, необходимо и достаточно, чтобы выполнялось условие

$$\tau |c| < 1. \tag{13}$$

Кроме того (см. [28, 29]), если справедливо неравенство (13), то матрицу L можно выбрать в виде  $L = |c| I_3/2.$ 

Получим **W** = 
$$|c| \mathbf{D}^{-1}/2$$
,

$$\chi(t) \geq \lambda_4 \tau \| \Psi(t) \|^2 + \lambda_4 \int_{t-\tau}^t \| \Psi(u) \|^2 du,$$

где

$$\lambda_4 = \frac{|c|}{2\lambda_5} \left( \frac{1}{|c|\tau} - \sqrt{\left(\frac{1}{|c|\tau} - 1\right)^2 + 1} \right),$$

а  $\lambda_5$  – наибольшее собственное число матрицы **D**.

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ Nº 5 2022 том 60

Следовательно, справедливо неравенство

$$\begin{split} \dot{\tilde{V}} &\leq -\left(\mu h\lambda_1 + \mu\lambda_2 + \frac{\lambda_3}{h}\right) \left\|\boldsymbol{\omega}'\right\|^2 - \frac{1}{h}\lambda_4 \tau \left\|\boldsymbol{\Psi}(t)\right\|^2 - \\ &- \frac{1}{h}\lambda_4 \int_{t-\tau}^t \left\|\boldsymbol{\Psi}(u)\right\|^2 du + \left(\mu + \frac{a_4}{h}\right) \left\|\boldsymbol{\omega}'\right\| \left\|\boldsymbol{\Psi}(t)\right\| + \\ &+ \left|c\right| \mu \sqrt{\tau} \left\|\boldsymbol{\omega}'\right\| \left(\int_{t-\tau}^t \left\|\boldsymbol{\Psi}(u)\right\|^2 du\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{h} \boldsymbol{\omega}'^{\mathrm{T}} \Xi_3(\mathbf{s}_2, \mathbf{s}_3) \boldsymbol{\omega}' - \\ &- \mu \boldsymbol{\omega}'^{\mathrm{T}} \left(\Xi_1(\mathbf{s}_2, \mathbf{s}_3) + \Xi_2(\mathbf{s}_2, \mathbf{s}_3)\right) \boldsymbol{\omega}' + \\ &+ \frac{1}{h} \boldsymbol{\Psi}^{\mathrm{T}}(t) \mathbf{D}^{-1} \left(\Xi_1(\mathbf{s}_2, \mathbf{s}_3) + \Xi_2(\mathbf{s}_2, \mathbf{s}_3)\right) \boldsymbol{\omega}'. \end{split}$$

Снова применяя критерий Сильвестра, получаем, что если

$$4\lambda_4 \tau \left(\mu \lambda_1 + \frac{\mu}{h} \lambda_2 + \frac{\lambda_3}{h^2}\right) > \left(\mu + \frac{a_4}{h}\right)^2 + c^2 \mu^2 \tau^2, \quad (14)$$

то положительные числа b<sub>3</sub> и δ можно выбрать так, чтобы имела место оценка

$$\dot{\tilde{V}} \leq -b_3 \left( \left\| \boldsymbol{\omega}' \right\|^2 + \left\| \boldsymbol{\Psi}(t) \right\|^2 + \int_{t-\tau}^t \left\| \boldsymbol{\Psi}(u) \right\|^2 du \right)$$

при  $\|\mathbf{s}_2 - \mathbf{r}_2\| + \|\mathbf{s}_3 - \mathbf{r}_3\| < \delta.$ 

Значит (см. [30]), при выполнении условий (12)-(14) положение равновесия (2) асимптотически устойчиво.

С помощью замены переменной  $\varepsilon = \mu h$  неравенства (12) и (14) можно привести к виду

$$h > \frac{a_3^2(k_{M0} + k_{L0})}{2a_i \varepsilon}, \quad h > f(\varepsilon),$$

гле

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{4\lambda_1\lambda_4\tau} \times \left( \left(1 + c^2\tau^2\right)\varepsilon + \left(a_4^2 - 4\lambda_3\lambda_4\tau\right)\frac{1}{\varepsilon} + 2a_4 - 4\lambda_2\lambda_4\tau \right) \right).$$

Таким образом, справедлива следующая теорема.

Теорема. Если

$$h > \min_{\varepsilon > 0} \max\left\{\frac{a_3^2(k_{M0} + k_{L0})}{2a_1\varepsilon}; f(\varepsilon)\right\}$$

и выполнено неравенство (13), то положение равновесия (2) системы (9), (10) асимптотически устойчиво.

При практическом использовании доказанной теоремы задаются значения конструктивных параметров и коэффициентов при восстанавливающих компонентах управляющих моментов и по ним находится область допустимых значений ко-



**Рис. 2.** Проекции относительной угловой скорости ( $\tau = 0$ ).

эффициентов при диссипативных составляющих управляющих моментов.

казан на рис. 1 и рис. 2. По оси абсцисс откладывается аргумент широты — угол  $u = \omega_0 t$ .

#### 5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Рассмотрим для примера ИСЗ, движущийся по круговой экваториальной орбите с высотой 630 км над поверхностью Земли. В этом случае  $\omega_0 = 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$ . Пусть главные центральные моменты инерции ИСЗ принимают значения  $A = 1500 \text{ кг м}^2$ ,  $B = 1050 \text{ кг м}^2$ ,  $C = 1200 \text{ кг м}^2$ . Постоянные множители, входящие в коэффициенты управляющих моментов (6) и (7), соответственно равны  $k_{L0} = 2.5 \cdot 10^{-3}$  Н м,  $k_{M0} = 2 \cdot 10^{-3}$  Н м,  $h_{L0} = 0.1$  Н м с,  $h_{M0} = 0.5$  Н м с.

Пусть программная ориентация ИСЗ (2) в орбитальной системе координат определяется следующими значениями "самолетных" углов (в радианах):  $\varphi = 0.3$  (угол крена),  $\theta = 0.2$  (угол тангажа),  $\psi = 0.1$  (угол рыскания). Начальная ориентация ИСЗ определяется углами  $\varphi(t) = 0.5$ ,  $\theta(t) = -0.5$ ,  $\psi(t) = 0.5$  при  $t \in [-\tau, 0]$ . Начальные значения проекций угловой скорости ИСЗ  $\omega$  выбраны следующими:  $\omega_x(t) = 0.5\omega_0$ ,  $\omega_y(t) = 1.5\omega_0$ ,  $\omega_z(t) = 0.5\omega_0$ при  $t \in [-\tau, 0]$ .

Вначале расчеты были выполнены для случая  $\tau = 0$ , соответствующего управлению без интегрального члена. Процесс стабилизации ИСЗ поЗатем аналогичные расчеты при тех же параметрах и тех же начальных условиях были выполнены для управления с распределенным запаздыванием. С целью выполнения неравенства (13) были взяты значения c = 1 и  $\tau = 0.7$ . Процесс стабилизации ИСЗ в этом случае происходит в соответствии с рис. 3 и рис. 4.

Сравнение рис. 1 и рис. 3, а также рис. 2 и рис. 4 свидетельствует о том, что при наличии распределенного запаздывания в управлении: 1) переходные процессы становятся намного более гладкими; 2) угловая стабилизация ИСЗ происходит в несколько раз быстрее.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Электродинамический метод управления угловой ориентацией ИСЗ [14], опирающийся на взаимно дополняющие свойства лоренцева момента и момента магнитного взаимодействия, может использоваться для решения широкого круга задач динамики управляемого движения ИСЗ. К числу публикаций, отражающих это направление исследований, относятся, например, [15–17]. В частности, представляет практический интерес задача об электродинамической стабилизации ИСЗ в орбитальной системе координат. Для этой задачи, рассмотренной в [16], были по-



**Рис. 4.** Проекции относительной угловой скорости ( $\tau = 0.7$ ).

лучены аналитически в явном виде достаточные условия асимптотической устойчивости стабилизируемого прямого положения равновесия ИСЗ. При этом было показано, что для обеспечения выполнения данных условий не требуется накладывать никаких условий на параметры  $h_{L0}$  и  $h_{M0}$ , кроме их положительности.

В данной работе рассмотрена более общая задача, как по постановке, так и по методу управления: стабилизируемое положение ИСЗ в орбитальной системе координат может быть произвольным, а управление содержит члены с распределенным запаздыванием. Показано, что электродинамическое управление, построенное таким образом по типу PID-регулятора, позволяет не только существенно уменьшить нежелательные колебания ИСЗ в процессе стабилизации, но и значительно (в разы) сократить время установления программного режима движения.

Доказанная в данной работе теорема об асимптотической устойчивости произвольного углового положения ИСЗ в орбитальной системе координат (программного режима движения) позволила получить конструктивные условия асимптотической устойчивости программного режима движения. Интересно заметить, что эти условия (в противоположность работе [16]) накладывают ограничения лишь на параметры  $h_{L0}$  и  $h_{M0}$ , но не накладывают никаких ограничений на параметры  $k_{L0}$  и  $k_{M0}$ , кроме их положительности. Предложенная в работе методика построения функционала Ляпунова—Красовского может быть использована для распространения полученных результатов на более общие случаи, приводящие к более сложным дифференциальным уравнениям с почти периодическим коэффициентами (неэкваториальные и некеплеровы орбиты, недипольные модели геомагнитного поля и др.).

Раздел 4 (Анализ устойчивости) выполнен при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-573).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Коваленко А.П.* Магнитные системы управления космическими летательными аппаратами. М.: Машиностроение, 1975.
- Алпатов А.П., Драновский В.И., Салтыков Ю.Д., Хорошилов В.С. Динамика космических аппаратов с магнитными системами управления. М.: Машиностроение, 1978.
- 3. *Silani E., Lovera M.* Magnetic spacecraft attitude control: A survey and some new results // Control Engineering Practice. 2005. V. 13. № 3. P. 357–371. https://doi.org/10.1016/j.conengprac.2003.12.017
- Овчинников М.Ю., Пеньков В.И., Ролдугин Д.С., Иванов Д.С. Магнитные системы ориентации малых спутников. М.: ИПМ им. М.В. Келдыша, 2016.
- 5. *Ivanov D.S., Ovchinnikov M.Y., Penkov V.I. et al.* Advanced numerical study of the three-axis magnetic attitude control and determination with uncertainties //

412

Acta Astronautica. 2017. V. 132. P. 103–110. https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2016.11.045

- 6. Игнатов А.И., Сазонов В.В. Стабилизация режима солнечной ориентации искусственного спутника Земли электромагнитной системой управления // Космич. исслед. 2018. Т. 56. № 5. С. 375–383. https://doi.org/10.31857/S002342060002224-4
- Sofyali A., Jafarov E.M., Wisniewski R. Robust and global attitude stabilization of magnetically actuated spacecraft through sliding mode // Aerospace Science and Technology. 2018. V. 76. P. 91–104. https://doi.org/10.1016/j.ast.2018.01.022
- 8. Морозов В.М., Каленова В.И. Управление спутником при помощи магнитных моментов: управляемость и алгоритмы стабилизации // Космич. исслед. 2020. Т. 58. № 3. С. 199–207. https://doi.org/10.31857/S0023420620030048
- 9. Тихонов А.А. Метод полупассивной стабилизации космического аппарата в геомагнитном поле // Космич. исслед. 2003. Т. 41. № 1. С. 69–79.
- Abdel-Aziz Y.A., Shoaib M. Numerical analysis of the attitude stability of a charged spacecraft in the Pitch-Roll-Yaw directions // Int. J. Aeronaut. Space Sci. 2014. V. 15. P. 82–90.
- 11. *Giri D.K., Sinha M.* Magneto-coulombic attitude control of Earth-pointing satellites // J. Guid. Control. Dyn. 2014. V. 37. № 6. P. 1946–1960. https://doi.org/10.2514/ 1.G000030
- Giri D.K., Sinha M., Kumar K.D. Fault-tolerant attitude control of magneto-Coulombic satellites // Acta Astronaut. 2015. V. 116. P. 254–270. https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2015.06.020
- Giri D.K., Sinha M. Three-axis attitude control of Earth-pointing isoinertial magneto-Coulombic satellites // International J. Dynamics and Control. 2017. V. 5. № 3. P. 644–652. https://doi.org/10.1007/s40435-015-0206-x
- 14. *Антипов К.А., Тихонов А.А.* Параметрическое управление в задаче о стабилизации космического аппарата в магнитном поле Земли // Автоматика и телемеханика. 2007. № 8. С. 44–56.
- Тихонов А.А., Спасич Д.Т., Антипов К.А., Саблина М.В. Оптимизация электродинамического метода стабилизации ИСЗ // Автоматика и телемеханика. 2011. № 9. Р. 112–121. https://doi.org/10.1134/S0005117911090116
- Александров А.Ю., Тихонов А.А. Электродинамическая стабилизация ИСЗ на экваториальной орбите // Космич. исслед. 2012. Т. 50. № 4. С. 335–340.
- 17. Aleksandrov A.Yu., Aleksandrova E.B., Tikhonov A.A. Stabilization of a programmed rotation mode for a satellite with electrodynamic attitude control system // Advances in Space Research. 2018. V. 62. № 1. P. 142–151. https://doi.org/10.1016/j.asr.2018.04.006
- 18. Каленова В.И., Морозов В.М. Стабилизация положения относительного равновесия спутника при

помощи магнитных и лоренцевых моментов // Космич. исслед. 2021. Т. 59. № 5. С. 393–407. https://doi.org/10.31857/S0023420621050058

Moradi M. Self-tuning PID controller to three-axis stabilization of a satellite with unknown parameters // International J. Non-Linear Mechanics. 2013. V. 49. P. 50–56.
 https://doi.org/10.1016/j.iinonlines.2012.00.002

https://doi.org/10.1016/j.ijnonlinmec.2012.09.002

- Li Y., Zhaowei S., Dong Y. Time Efficient Robust PID Plus Controller for Satellite Attitude Stabilization Control Considering Angular Velocity and Control Torque Constraint // J. Aerospace Engineering. 2017. V. 30. № 5. P. 04017030. https://doi.org/10.1061/(ASCE)AS.1943-5525.0000743
- Formal'sky A.M. On a Modification of the PID Controller // Dynamics and Control. 1997. V. 7. № 3. P. 269–277. https://doi.org/10.1023/A:1008202618580
- Aleksandrov A.Y., Tikhonov A.A. On the attitude stabilization of a rigid body under control with distributed delay // Mechanics Based Design of Structures and Machines. 2021. https://doi.org/10.1080/15397734.2021.1891935
- 23. Белецкий В.В. Движение искусственного спутника относительно центра масс. М.: Наука, 1965.
- Tikhonov A.A., Antipov K.A., Korytnikov D.G., Nikitin D.Yu. Electrodynamical compensation of disturbing torque and attitude stabilization of a satellite in J2 perturbed orbit // Acta Astronautica. 2017. V. 141. P. 219–227. https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2017.10.009
- 25. Aleksandrov A.Yu., Kosov A.A. Asymptotic stability of equilibrium positions of mechanical systems with a nonstationary leading parameter // J. Computer and Systems Sciences Intern. 2008. V. 47. № 3. P. 332–345. https://doi.org/10.1134/S1064230708030027
- 26. Aleksandrov A.Yu., Kosov A.A., Chen Y. Stability and stabilization of mechanical systems with switching // Automation and Remote Control. 2011. V. 72. № 6. P. 1143–1154. https://doi.org/10.1134/S0005117911060026
- 27. Aleksandrov A.Y., Tikhonov A.A. Attitude stabilization of a rigid body under the action of a vanishing control torque // Nonlinear Dynamics. 2018. V. 93. № 2. P. 285–293.

https://doi.org/10.1007/s11071-018-4191-4

- Aleksandrov A.Y., Mason O. Diagonal Riccati stability and applications // Linear Algebra Appl. 2016. V. 492. P. 38–51.
- 29. *Aleksandrov A.Y., Mason O.* Diagonal stability of a class of discrete-time positive switched systems with delay // IET Control Theory and Applications. 2018. V. 12. № 6. P. 812–818.
- 30. *Kharitonov V.L.* Time-Delay Systems. Lyapunov Functionals and Matrices. Basel. Birkhauser, 2013.

УДК 629.7.087

# ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ТРОСОВОЙ ГРУППИРОВКИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ В ВИДЕ ТРЕУГОЛЬНОГО "СОЗВЕЗДИЯ"

© 2022 г. Ю. М. Заболотнов<sup>1,</sup> \*, А. А. Назарова<sup>1</sup>, Чанцин Ван<sup>2</sup>, Айдзюнь Ли<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева, Самара, Россия <sup>2</sup>Северо-западный политехнический университет, Китай

> \*e-mail: yumz@yandex.ru Поступила в редакцию 28.01.2022 г. После доработки 02.03.2022 г. Принята к публикации 04.05.2022 г.

В статье рассматривается метод формирования тросовой группировки из четырех космических аппаратов в виде треугольного лучевого "созвездия". Группировка состоит из центрального космического аппарата, с которого происходит выпуск тросов, и трех малых космических аппаратов (спутников). После формирования группировка представляет собой треугольное лучевое симметричное "созвездие" космических аппаратов, стабилизированное вращением с некоторой заданной угловой скоростью. При формировании группировки предлагается использовать комбинированный способ управления, который заключается в совместном применении двигателей малой тяги, расположенных на спутниках, и устройств выпуска тросов, обеспечивающих плавное их торможение на заключительном этапе формирования системы после выключения двигателей. Для выбора законов управления при формировании системы разрабатывается и используется математическая модель плоского движения системы, построенная с помощью уравнений Лагранжа. Для проверки реализуемости предлагаемых законов управления системы, учитывающая движение космического аппарата и спутников относительно своих центров масс, растяжимость и односторонность механических связей (тросов), возмущения при разделении космических аппаратов, неточность знания начальной угловой скорости вращения системы до разделения и т.д

DOI: 10.31857/S0023420622050077

#### **ВВЕДЕНИЕ**

С тросовыми группировками космических аппаратов (ТГКА) связаны новые нетрадиционные технологии создания в космосе протяженных и в тоже время легких конструкций, которые могут иметь много полезных применений, например. многоточечные, включая распределенные в плоскости и в пространстве, измерения гравитационного и магнитного полей Земли, ее ионосферы; космическая интерферометрия; распределенные системы наблюдения и сканирования земной поверхности с базой в несколько километров; транспортные операции в космосе, создание искусственной тяжести при межпланетных полетах и т.д. В связи с этим во многих странах мира в последнее время появляется большое количество проектов ТГКА различной геометрической конфигурации. Наиболее простая и естественная геометрическая структура – это линейная ТГКА, когда КА, связанные тросами, образуют прямолинейную цепь [1–5]. Такая конструкция обычно располагается вдоль местной вертикали в режиме гравитационной стабилизации, что обеспечивает ее устойчивость в течение достаточно длительного времени. Более сложные геометрические кон-

фигурации ТГКА можно условно разделить на плоские и пространственные. Тросовые группировки КА, отличные от линейных, обычно стабилизированы вращением вокруг центра масс всей системы с некоторой заданной угловой скоростью. В этом случае натяжение тросов в системе связано с действием центробежных сил инерции. Центры масс КА, входящих в состав плоских тросовых группировок, в идеальном (или номинальном) случае совершают движение в одной плоскости. Обычно это орбитальная плоскость движения центра масс всей системы, хотя иногда рассматривают вращающиеся ТГКА в плоскости перпендикулярной орбитальной плоскости [6]. К плоским ТГКА можно отнести конфигурации типа "кольца" [1, 7–14] и лучевые структуры или "созвездия" с центральным КА [15-20], которые могут быть как открытые, так и замкнутые. Последние конфигурации получили название "ступица – спицы" (hub-spoke formation). Среди пространственных ТГКА следует отметить пирамидальные структуры, например, пирамида (четыре спутника) [22] или двойная пирамида (пять спутников) [1, 23]. Перечисленные работы, связанные с динамикой и управлением движением ТГКА. составляют лишь небольшую часть того множества работ, которые появились в последние десятилетия в этом научном направлении. Несмотря на большое количество работ, связанных с ТГКА, вопросы динамики и управления движением таких систем еще недостаточно проработаны. Это в основном связанно с этапом формирования (или развертывания) ТГКА, с совершенствованием методов управления и с уточнением математических моделей движения ТГКА как систем с распределенными параметрами, включая учет движения КА относительно своих центров масс (или относительно направлений тросов).

414

В настоящей работе рассматривается динамика и разработка метода управления движением ТГКА лучевой структуры (разомкнутая система), состоящей из базового центрального КА (далее просто КА) и трех микроспутников (далее просто спутников), на этапе ее формирования. После развертывания системы центры масс спутников в номинальном случае образуют правильный треугольник, и вся системы вращается вокруг общего центра масс в плоскости орбиты с некоторой заданной угловой скоростью. В исходном состоянии КА и спутники жестко связаны лруг с лругом в виде правильного треугольника и вращаются в плоскости орбиты (возможны ошибки в направлении вектора угловой скорости) с некоторой угловой скоростью, которая выбирается в процессе решения задачи. В данной работе КА представляет собой твердое тело, а спутники, масса которых существенно меньше массы центрального КА, сначала рассматриваются как материальные точки, а потом в более полной модели как твердые тела конечных размеров. В момент разделения на основании законов сохранения импульса и момента импульса вычисляются скорости центров масс КА и спутников и их компоненты угловых скоростей. Управление процессом формирования ТГКА является комбинированным: используются двигатели малой тяги, расположенные на спутниках, и механизмы выпуска тросов – на КА. Двигатели малой тяги работают в релейном режиме, причем силы тяги постоянны, постоянны и их направления, определенные относительно направления тросов (или относительно направлений "точки крепления тросов к центральному КА – спутник", если тросы не натянуты). В случае, когда спутники рассматриваются как твердые тела, векторы сил тяги сохраняют свою ориентацию в связанных со спутниками системах координат. Имеются два активных участка для сил тяги и один средний – пассивный. Первый участок начинается сразу после разделения КА. Назначения этого участка компенсировать падение угловой скорости вращения системы из-за увеличения ее момента инерции при увеличении длины тросов. На втором (пассивном) участке с помощью механизмов выпуска тросов, которые работают только на торможение, регулируется сила натяжения тросов так, чтобы при достижении за-

данных длин тросов их скорость выпуска была равна нулю. После окончания выпуска тросов реактивные двигатели включаются вновь для доведения угловой скорости вращения системы до заданной величины. Описанная здесь номинальная программа формирования ТГКА имеет много параметров: тяга и направление реактивных сил, продолжительных характерных участков, начальная угловая скорость всей системы до разделения, относительные скорости разделения КА и др. Для упрощения решения многопараметрической задачи приведения системы в заданное состояние с помощью уравнений Лагранжа производится построение упрощенной модели плоского движения ТГКА. в которой предполагается полная симметрия движения системы в процессе развертывания. Полученное движение принимается за номинальное, а отклонения от этого движения определяются действующими возмущениями. На пассивном участке формирования системы механизмы выпуска троса реализуют управление с обратной связью, используя отклонения по длине троса и его скорости. Аналогичное регулирование применялось в реальном тросовом эксперименте YES2 [24]. Действие возмущений учитывается при моделировании пространственного движения системы с использованием более полных уравнений, записанных в геоцентрической системе координат и учитывающих движения КА и спутников относительно своих центров масс, растяжимость тросов, ошибки в начальных условиях движения, и при разделении КА и спутников, инерционность механизмов выпуска тросов и т.д. Приводятся характерные примеры численного моделирования процесса формирования ТГКА с учетом действующих возмущений.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В исходном состоянии при отсутствии возмущений (номинальный случай) КА и спутники представляют собой твердое тело симметричной треугольной конфигурации (рис. 1), которое вращается в плоскости орбиты с угловой скоростью ω<sub>0</sub>, причем направление вращения совпадает с направлением угловой скорости перемещения центра масс системы по околоземной орбите. Начальная орбита центра масс составного спутника круговая. В начальный момент происходит отделение спутников от КА с некоторыми относительными скоростями V<sub>r</sub>. На спутниках расположены двигатели малой тяги, причем они сориентированы так, что векторы тяг составляют постоянный угол ф со связанными осями спутников  $x_k$  (k = 1, 2, 3) (рис. 1), причем плоскости  $c_k x_k y_k$  в номинальном случае совпадают с орбитальной плоскостью. Если спутники рассматриваются как материальные точки (на предварительном этапе анализа движения системы), то это угол между направлениями векторов тяг и тросов. На



КА имеются механизмы управления, которые реализуют управление с обратной связью по длине и скорости троса в соответствии в предварительно построенной с помощью упрощенной модели движения системы номинальной программы выпуска тросов [24]. Используя описанные органы управления процессом формирования ТГКА (двигатели малой тяги и механизмы выпуска тросов) необходимо перевести систему в заданное состояние, которое характеризуется заданными длинами тросов  $l_{end}$   $(l_{end} \approx 0)$  и некоторой угловой скоростью вращения системы в орбитальной плоскости ω<sub>end</sub>, сохраняя ее правильную треугольную конфигурацию. В процессе решения сформулированной задачи рассматриваются два варианта: 1) управление угловым движением для центрального КА отсутствует; 2) имеется возможность коррекции угловой скорости КА для ее согласования с угловыми скоростями вращения тросов.

## УПРОЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ ТГКА

Для предварительного параметрического анализа движения системы при ее формировании, для построения номинальной программы выпуска тросов и для выбора закона изменения тяг двигателей рассматривается построение модели движения ТГКА относительно центра масс с помощью уравнений Лагранжа. При этом принимаются следующие основные допущения: 1) симметрия системы при ее формировании сохраняется; 2) движение системы вокруг центра масс не зависит от движе-



ния ее центра масс по орбите и при определении кинетической энергии системы не учитывается; 3) влияние гравитационных сил на движение системы относительно центра масс не учитывается; 4) рассматривается плоское движение системы (в орбитальной плоскости); 5) тросы нерастяжимы и невесомы; 6) спутники – материальные точки.

Уравнения Лагранжа записываются в традиционной форме

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial T_c}{\partial \dot{q}} - \frac{\partial T_c}{\partial q} = Q,$$
(1)

где  $q = (l, \theta, \theta_t)^T$  – вектор обобщенных координат (рис. 2),  $\dot{q}$  – соответствующий вектор обобщенных скоростей,  $T_c$  – кинетическая энергия системы,  $Q = (Q_l, Q_{\theta}, Q_{\theta t})^T$  – вектор обобщенных сил.

Координаты спутников как материальных точек в орбитальной системе координат  $Ox_oy_o$  (рис. 2), связанной с центром масс системы, определяются из следующих выражений

$$x_{ok} = r\cos(\theta + \theta_{ok}) + l\cos(\theta_t + \theta_{ok}), \qquad (2)$$

$$v_{ok} = r \sin\left(\theta + \theta_{ok}\right) + l \sin\left(\theta_t + \theta_{ok}\right), \qquad (3)$$

где  $\theta_{ok} = \theta + 2(k-1)\pi/3$  (k = 1, 2, 3), r – радиус центрального КА, который имеет форму, близ-кую к сфере.

В этом случае кинетическая энергия системы равна

$$T_{c} = \frac{1}{2} \left[ J \dot{\theta}^{2} + 3m \sum_{k=1}^{3} \left( \dot{x}_{ok}^{2} + \dot{y}_{ok}^{2} \right) \right], \qquad (4)$$

где J — момент инерции КА относительно своего центра масс, который в симметричном случае совпадает с центром масс всей системы; m — масса спутников.

Подставляя выражения (2)–(4) в (1) и проводя дифференцирование, получим

$$A\ddot{q} = B, \tag{5}$$

где  $q = \left(\ddot{l}, \ddot{\Theta}, \ddot{\Theta}_t\right)^T$ ,

$$A = \begin{pmatrix} 1 & -r\sin(\theta - \theta_t) & 0 \\ -r\sin(\theta - \theta_t) & r^2 + J/3m & lr\cos(\theta - \theta_t) \\ 0 & Lr\cos(\theta - \theta_t) & l^2 \end{pmatrix},$$
$$B = \frac{1}{3m} \begin{pmatrix} Q_t - m\left(3r\dot{\theta}^2\cos(\theta - \theta_t) - 6r\dot{\theta}\dot{\theta}_t\cos(\theta - \theta_t) - 3l\dot{\theta}_t^2\right) \\ Q_{\theta} - m\dot{\theta}_t\left(6\dot{l}r\cos(\theta - \theta_t) + 3lr\dot{\theta}_t\sin(\theta - \theta_t)\right) \\ Q_{\theta t} - 3lm\left(2\dot{l}\dot{\theta}_t - r\dot{\theta}^2\sin(\theta - \theta_t)\right) \end{pmatrix}$$

Силы и моменты, определяющие выражения для обобщенных сил, следующие: 1) малые тяги двигателей  $F_0$ , составляющие угол  $\varphi$  с направления тросов и приложенные к каждому спутнику; 2) сила торможения троса в механизмах управления  $F_c$ ; 3) момент  $M_{\theta}$  системы стабилизации углового движения КА. Как было сказано выше, здесь рассматривается два варианта, когда  $M_{\theta} = 0$  и  $M_{\theta} \neq 0$ . В последнем случае осуществляется дополнительная стабилизация движения КА для согласования его угловой скорости с угловыми скоростями тросов.

Составляющие обобщенных сил, зависящие от векторов тяг  $\mathbf{F}_k$ , определяются через скалярные произведения

$$\mathbf{Q}^{(F)} = \sum_{k=1}^{3} \frac{\partial \mathbf{r}_{k}}{\partial \mathbf{q}} \mathbf{F}_{k}, \tag{6}$$

где вектор  $\mathbf{r}_k$  имеет компоненты (2)–(3),  $\mathbf{Q}^{(F)} = \left( Q_l^{(F)}, Q_{\theta}^{(F)}, Q_{\theta t}^{(F)} \right)^T$ .

К составляющим (6) добавляются компоненты

$$Q_l^{(Fc)} = -F_c, Q_{\theta}^{(M)} = M_{\theta}, \qquad (7)$$

которые определяются стандартным способом через возможные элементарные перемещения. Суммируя (6) и (7), получим

$$Q_{l} = 3(F_{0}\cos\varphi - F_{c}),$$
  

$$Q_{\theta} = 3F_{0}r\sin(\varphi + \theta_{t} - \theta) + M_{\theta}, Q_{\theta t} = 3F_{0}l\sin\varphi.$$
(8)

Таким образом, система уравнений (5) совместно с выражениями (8) описывает движение ТГКА с точностью до задания векторов тяги  $\mathbf{F}_k$ , сил торможения в механизмах выпуска тросов  $F_c$  и момента  $M_{\theta}$  системы стабилизации движения КА. Кроме параметров и сил от которых зависят правые части уравнений (4) необходимо задать начальные и конечные условия движения ТГКА:  $l(0) = l_0, \theta(0) = \theta_t(0) = 0, \dot{l}(0) = V_r, \dot{\theta}(0) = \dot{\theta}_t(0) =$  $= \omega_0$  и  $l(t_{end}) = l_{end}, \dot{l}(t_{end}) = 0, \dot{\theta}(t_{end}) = \dot{\theta}_t(t_{end}) =$  $= \omega_{end}.$ 

#### НОМИНАЛЬНАЯ ПРОГРАММА РАЗВЕРТЫВАНИЯ ТГКА

Номинальная программа формирования врашающейся ТГКА включает в себя несколько характерных участков. На первом начальном участке сразу после разделения КА и спутников с относительными скоростями V<sub>r</sub> естественно увеличивается момент инерции всей системы относительно своего центра масс. Поэтому свободное или неуправляемое движение ТГКА на этом участке приводит (закон сохранения момента импульса), во-первых, к уменьшению угловой скорости системы практически до нуля, а во-вторых, к ослаблению или провисанию тросов, что недопустимо. В связи с этим для компенсации этого эффекта с помощью реактивных двигателей малой тяги, расположенных на спутниках, создается положительный момент, который поддерживает угловую скорость системы на приемлемом уровне. Назначение второго участка – это обеспечение выполнения конечных условий для выпуска троса  $l(t_{end}) = l_{end}, \dot{l}(t_{end}) = 0$ . На этом участке двигатели малой тяги выключаются и происходит торможение троса с помощью механизмов, расположенных на КА. После выполнения конечных условий движения для тросов двигатели малой тяги включаются снова для доведения угловой скорости вращения ТГКА до заданной величины.

Таким образом, релейная программа работы двигателей малой тяги имеет вид

$$F(t) = \begin{cases} F_0 & \text{if } t < t_1 \\ 0 & \text{if } t_1 \le t \le t_2 \\ F_0 & \text{if } t_2 < t < t_{end} \\ 0 & \text{if } t \ge t_{end}, \end{cases}$$
(9)

где  $t_k$  (k = 1, 2, 3) — моменты времени, определяющие характерные участки процесса формирования ТГКА. Здесь момент времени  $t_{end}$  определяется из условия достижения заданной угловой скорости вращения системы  $\omega_{end}$ .

Силы торможения тросов в механизмах управления их выпуском задаются следующим образом

$$F_c(t) = F_{in} + k_v l, \qquad (10)$$

где  $F_{in} = m(l+r)(\dot{\theta}+\dot{\theta}_{l})^{2}/4$  — приближенное значение центробежной силы инерции, натягивающей тросы;  $k_{v}$  — коэффициент, определяющий интенсивность торможение троса.

Для согласования угловых скоростей КА и тросов вводится момент

$$M_{\theta} = k_{\theta} \left( \dot{\theta} - \dot{\theta}_t \right), \tag{11}$$

где  $k_{\theta} < 0$  — коэффициент обратной связи. Момент (11) приложен к центральному КА и здесь он вводится формально для обеспечения идеального развертывания системы в номинальном случае, чтобы в любой момент времени обеспечить симметричную конфигурацию системы.

Номинальная программа развертывания ТГКА зависит от многих параметров, входящих в выражения (9)–(11). Эти параметры должны быть выбраны так, чтобы выполнялись очевидные ограничения на некоторые характеристики движения системы: 1) конечные условия для выпуска троса  $l(t_{end}) = l_{end}, \dot{l}(t_{end}) = 0; 2)$  сила торможения в механизме управления  $F_c \ge F_{\min} > 0; 3)$  скорость выпуска троса  $l \ge 0; 4)$  обеспечение заданной угловой скорости вращения системы  $\dot{\Theta}(t_{end}) = \dot{\Theta}_t(t_{end}) = \omega_{end}$ . Здесь F<sub>min</sub> – минимальное значение силы торможения, которую могут обеспечить механизмы управления выпуском троса. Так как трос невесом, то сила натяжения троса равна силе торможения F<sub>c</sub>. Из множества параметров, от которых зависит номинальная программа, выделяются основные (или наиболее значимые), выбором которых можно обеспечить выполнение приведенных выше условий и ограничений. Это следующие параметры: угол ф, определяющий направление реактивных сил  $\mathbf{F}_k$  (k = 1, 2, 3) (величину сил будем считать заданной); время окончания первого активного характерного участка движения системы  $t_1$ ; коэффициент k<sub>v</sub>, определяющий силу торможения тросов; относительная скорость разделения КА и спутников  $V_r$ ; начальная угловая скорость вращения системы до разделения системы ω<sub>0</sub>. Выбор параметров осуществляется последовательно по участкам и ключевыми являются первые два участка, на которых задаются параметры  $\varphi, t_1, k_v, V_r, \omega_0$ так, чтобы выполнялись граничные условия  $l(t_{end}) = l_{end}, \dot{l}(t_{end}) = 0$  и приведенные выше ограничения. Как показал опыт решения рассматриваемой параметрической задачи, выбор параметров не представляет затруднений. Кроме того, имеется избыточное количество параметров, поэтому решение параметрической задачи не единственно.

В табл. 1 приводятся исходные данные, принятые при построении номинальной программы управления развертыванием ТГКА, и пример вы-

Таблица	1.	Параметры	ТГКА	и ее	HOM	инальн	ого	дви-
жения								

Обозна- чение	Название	Величина
m <sub>c</sub>	Macca KA	200 кг
т	Масса спутников	20 кг
r	Характерный размер КА	2 м
J	Момент инерции КА	320 кг м <sup>2</sup>
$\omega_0$	Начальная угловая скорость	$0.1 c^{-1}$
ω <sub>end</sub>	Конечная угловая скорость	$0.1 c^{-1}$
V <sub>r</sub>	Относительная скорость разделения системы	0.1 м/с
$\tau_{1,2,3}$	Характерные моменты времени	20, 60, 170
$F_0$	Тяга двигателей	2 H
φ	Угол	π/3
$k_v$	Коэффициент обратной связи	0.202 кг/с
$k_{ ext{ heta}}$	Коэффициент обратной связи	-100 кг м <sup>2</sup> /с
F <sub>min</sub>	Минимальная величина силы натяжения	0.2 H

бора ее параметров, обеспечивающих правильную треугольную конфигурацию системы при длине тросов 1 км, где  $\tau = \omega_0 t$  – безразмерное время.

Изменение характеристик номинального движения ТГКА при ее формировании приводится на рис. 3, где также показан вариант рис. 3д—3е отсутствия управления ориентацией центрального КА ( $k_{\theta} = 0$ ). В последнем случае угловая скорость центрального КА  $\dot{\theta}$  совершает колебания относительно угловой скорости тросов  $\dot{\theta}_t$  (рис. 3в). Соответственно силы натяжения троса (рис. 3е) колеблются относительно значений, которые определены для  $k_{\theta} \neq 0$  (рис. 3г).

### УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЦЕНТРОВ МАСС КА И СПУТНИКОВ

Уравнения движения центров масс центрального КА и спутников в более полной модели движения системы записываются в геоцентрической системе координат *OXYZ*, где плоскость *OXY* 





где  $\mathbf{T}_{ck} = -\mathbf{T}_{kc}$  – силы натяжения тросов,  $\mathbf{R}_c, \mathbf{R}_k$  – радиус-векторы центров масс КА и спутников,  $\mathbf{R}_1$ 

**F**<sub>k</sub> – реактивные силы малой тяги, **G**<sub>c</sub> =  $-\mu m_c \mathbf{R}_c / R_c^3$ , **G**<sub>k</sub> =  $-\mu m \mathbf{R}_k / R_k^3$  – гравитационные силы,  $\mu$  – гравитационная постоянная.

совпадает с плоскостью экватора, а ось *OX* направлена в точку весеннего равноденствия

 $m\ddot{\mathbf{R}}_{k} = \mathbf{G}_{k} + \mathbf{T}_{kc} + \mathbf{F}_{k}, \ (k = 1, 2, 3),$ 

 $m_c \ddot{\mathbf{R}}_c = \mathbf{G}_c + \sum_{k=1}^3 \mathbf{T}_{ck},$ 

Силы натяжения тросов соответствуют односторонней механической связи между КА и спутниками

$$\mathbf{T}_{ck} = T_{ck} \Delta \mathbf{r}_k / \Delta r_k,$$
  

$$T_{ck} = \begin{cases} C \frac{\Delta r_k - L_k}{L_k}, & \text{if } \Delta r_k - L_k \ge 0, \\ 0, & \text{if } \Delta r_k - L_k < 0, \end{cases}$$
(13)

где  $\Delta \mathbf{r}_k$  (k = 1, 2, 3) — радиусы-векторы, соединяющие точки крепления тросов;  $L_k$  — нерастянутые длины тросов, C = ES, E — модуль упругости Юнга, S — площадь поперечного сечения тросов.

Векторы  $\Delta \mathbf{r}_k$  ( k = 1, 2, 3) определяются выражениями

$$\Delta \mathbf{r}_{k} = (\mathbf{R}_{k} + \mathbf{r}_{k}) - (\mathbf{R}_{c} + \mathbf{r}_{ck}), \qquad (14)$$

где векторы  $\mathbf{r}_k, \mathbf{r}_{ck}$  — определяют положение точек крепления тросов к КА и к спутникам относительно их центров масс. На рис. 4 в качестве примера показано, как определяется вектор  $\Delta \mathbf{r}_1$ .

Векторы тяг двигателей  $\mathbf{F}_k$  (k = 1, 2, 3) составляют постоянные углы  $\phi_k = \phi$  (рис. 1) с осями  $c_k x_k$  связанных систем координат спутников (лежат в плоскостях  $c_k x_k y_k$ ). При отсутствии возмущений (номинальный случай) плоскости  $c_k x_k y_k$  совпадают с плоскостью вращения всей системы относительно своего центра масс.

Процесс выпуска троса моделируется с помощью динамических уравнений [25, 26]

$$m_{in}\ddot{L}_k = T_{kc} - U_k, \qquad (15)$$

где коэффициент  $m_{in}$  учитывает инерционность механизмов управления (тросы считаются невесомыми),  $U_k$  – управляющие силы.

Силы торможения в механизмах управления определяются с использованием принципа обратной связи

$$U_{k} = K_{l} (L_{k} - l_{k}) + K_{v} (\dot{L}_{k} - \dot{l}_{k}), \qquad (16)$$

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022

Рис. 4 Где номинальные значения  $l_k, \dot{l}_k$  определяются интегрирования системы уравнений (5),  $K_l, K_v$  – коэффициенты обратной связи. Такой принцип управления выпуском троса использовался ранее при проведении реального тросового эксперимента на орбите YES2 [24]. Предполагается, что механизмы выпуска троса осуществляют только торможение троса, поэтому если  $\dot{L}_k \leq 0$  или  $T_{kc} \leq 0$ , то выпуск троса прекращается  $\dot{L}_k = \ddot{L}_k = 0$ .

## УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ЦЕНТРОВ МАСС КА И СПУТНИКОВ

Динамические уравнения Эйлера для КА и спутников записываются в традиционной форме

$$\dot{\boldsymbol{\omega}}_{c} = J_{c}^{-1} (\mathbf{M}_{c} - \boldsymbol{\omega}_{c} J_{c} \boldsymbol{\omega}_{c}), \dot{\boldsymbol{\omega}}_{k} = J_{k}^{-1} (\mathbf{M}_{k} - \boldsymbol{\omega}_{k} J_{k} \boldsymbol{\omega}_{k}),$$
(17)

где  $\omega_c, \omega_k$  и  $J_c, J_k$  — векторы угловых скоростей и тензоры инерции КА и *k*-ого спутника,  $\mathbf{M}_c, \mathbf{M}_k$  векторы моментов, действующих на КА и спутники. Так как предполагается, что эллипсоиды инерции КА и спутников близки к сфере и рассматривается движение ТГКА на высоких орбитах, то гравитационные и аэродинамические моменты не учитываются. Тензоры инерции  $J_c, J_k$ здесь определяются в главных связанных системах координат.

(12)



Кинематические уравнения используются в форме уравнений Эйлера–Пуассона

$$\dot{\mathbf{e}}_{xk} = \mathbf{\omega}_k \times \mathbf{e}_{xk}, \dot{\mathbf{e}}_{yk} = \mathbf{\omega}_k \times \mathbf{e}_{yk}, \dot{\mathbf{e}}_{zk} = \mathbf{\omega}_k \times \mathbf{e}_{zk},$$
 (18)

где  $\mathbf{e}_{xk}$ ,  $\mathbf{e}_{yk}$ ,  $\mathbf{e}_{zk}$  (k = 1, 2, 3) — орты главных связанных систем координат. Аналогично записываются кинематические уравнения для KA.

Моменты  $\mathbf{M}_{c}$ ,  $\mathbf{M}_{k}$  в главных связанных системах координат определяются следующим образом

$$\mathbf{M}_{c} = \mathbf{M}_{\theta} + \sum_{k=1}^{3} \mathbf{r}_{ck} \times \mathbf{T}_{ck}, \ \mathbf{M}_{k} = \mathbf{r}_{k} \times \mathbf{T}_{kc} + \mathbf{M}_{Fk}, \ (19)$$

где  $\mathbf{M}_{Fk}$  — моменты от сил тяги  $\mathbf{F}_k$  (k = 1, 2, 3), если линии их действия не проходят через центры масс спутников;  $\mathbf{M}_{\theta}$  — управляющий момент, приложенный к КА для согласования угловых скоростей вращения КА и тросов. Момент  $\mathbf{M}_{\theta}$  определяется по формуле (10) и его вектор перпендикулярен плоскости связанной с КА системы координат  $c_c x_c y_c$  (рис. 1). В номинальном случае плоскость  $c_c x_c y_c$  совпадает с плоскостью вращения системы до ее разделения с угловой скоростью  $\mathbf{\omega}_{a}$ .

Проекции единичных векторов  $\mathbf{e}_{xk}$ ,  $\mathbf{e}_{yk}$ ,  $\mathbf{e}_{zk}$  на оси неподвижной системы координат *OXYZ* являются компонентами матриц *OXYZ* перехода от системы координат *OXYZ* к связанным системам координат каждого спутника (аналогично для KA)

$$E_k = \left(\mathbf{e}_{xk}, \mathbf{e}_{yk}, \mathbf{e}_{zk}\right). \tag{20}$$

При интегрировании уравнений (18) должны с заданной погрешностью выполняться условия ортогональности векторов  $\mathbf{e}_{xk}, \mathbf{e}_{yk}, \mathbf{e}_{zk}$  и  $|\mathbf{e}_{xk}| = |\mathbf{e}_{yk}| = |\mathbf{e}_{zk}| = 1\mathbf{e}_{xk}, \mathbf{e}_{yk}, \mathbf{e}_{zk}$ . Для этого используется алгоритм коррекции, основанный на минимизации корректирующих добавок при изменении значений компонент векторов  $\mathbf{e}_{xk}, \mathbf{e}_{yk}, \mathbf{e}_{zk}$  [27].

Для контроля колебаний спутников относительно тросов и колебаний тросов относительно направлений векторов  $\mathbf{r}_{ck}$  (рис. 4) осуществляется вычисление углов (рис. 4)

$$\alpha_{k} = \pi - \operatorname{acos}\left(\frac{\Delta \mathbf{r}_{k} \cdot \mathbf{e}_{xk}}{\Delta r_{k}}\right),$$

$$\alpha_{ck} = \operatorname{acos}\left(\frac{\Delta \mathbf{r}_{k} \cdot \mathbf{r}_{ck}}{\Delta r_{k} r_{ck}}\right), (k = 1, 2, 3).$$
(21)

В общем случае при наличии возмущений амплитуды колебаний пространственных углов (21) должны быть ограничены относительно своих невозмущенных значений  $\alpha_k = \alpha_{ck} = 0$ .

Система уравнений (12), (17), (18) описывает пространственное движение ТГКА с учетом растяжимости тросов (они считаются невесомыми), работы механизмов выпуска тросов и движения спутников и КА относительно своих центров масс, и может быть проинтегрирована при соответствующем задании начальных условий (начальная задача). При интегрировании системы (12), (17), (18) в основном используются матричные вычисления.

#### ПРОЦЕСС РАЗДЕЛЕНИЯ КА И СПУТНИКОВ

Для задания начальных условий движения ТГКА, для учета возникающих при этом возмущений необходимо рассмотреть процесс разделения КА и спутников. Векторы скоростей центров масс, угловых скоростей КА и спутников определяются в соответствии с теоремами механики. Пусть  $V_{rk}$  (k = 1, 2, 3) относительные скорости отделения спутников от КА. Используя закон сохранения импульса, определим скорости центра масс КА и спутников  $V_c$ ,  $V_k$  после их разделения

$$\mathbf{V}_{c} = \mathbf{V}_{s} - \frac{m}{m_{s}} \sum_{k=1}^{3} \mathbf{V}_{rk}, \, \mathbf{V}_{k} = \mathbf{V}_{c} + \mathbf{V}_{rk}, \quad (22)$$

где  $V_s$  — вектор скорости центра масс системы до разделения,  $m_s = m_c + 3m$  — масса всей системы.

Используя теорему об изменении кинетического момента твердого тела при ударном взаимодействии, получаем

$$\Delta \mathbf{K}_{k} = \mathbf{r}_{k} \mathbf{S}_{k}, \quad \Delta \mathbf{K}_{c} = \sum_{k=1}^{3} \mathbf{r}_{ck} \mathbf{S}_{k}', \quad (23)$$

где  $\Delta \mathbf{K}_c$ ,  $\Delta \mathbf{K}_k$  — приращение моментов импульса

КА и спутников,  $\mathbf{S}_k = m(\mathbf{V}_k - \mathbf{V}_s) = -\mathbf{S}'_k$  – импульсы, действующие на *k*-ый спутник при его отделении.

Используя приращения моментов импульса (23), определяются изменение угловых скоростей КА и спутников после их разделения:

$$\Delta \boldsymbol{\omega}_c = J_c^{-1} \Delta \mathbf{K}_c, \ \Delta \boldsymbol{\omega}_k = J_k^{-1} \Delta \mathbf{K}_k. (k = 1, 2, 3).$$
(24)

В номинальном случае линии действия импульсов  $S_k$  проходят через центры масс КА и спутников, поэтому  $\Delta K_k = \Delta K_c = 0$ , и их угловые скорости равны угловой скорости системы до отделения спутников  $\omega_0$ . В противоположном случае, когда  $\Delta K_k \neq 0$ ,  $\Delta K_c \neq 0$ , имеют место возмущения при разделении КА и спутников, и их угловые скорости изменяются.

#### ВОЗМУЩЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ ТГКА

В табл. 2 показаны исходные данные, принятые для численного моделирования движения тросовой группировки по математической модели (12), (17), (18). Табл. 2 дополняет данные, представленные в табл. 1. Коэффициенты обратной

связи  $K_{l}$ ,  $K_{v}$  были выбраны в соответствии с работой [26]. гле рассматривалось лвижение тросовой системы, состоящей из двух КА, однако масса малого КА, характеристики троса и механизма управления его выпуском были такими же как в данной работе. Эллипсоиды инерции КА и спутников в невозмущенном случае – сферы. При численном анализе лвижения ТГКА с использованием модели (12), (17), (18) сначала анализировался случай, который был наиболее близок к номинальному движению системы, то есть спутники рассматривались как материальные точки. Другие характерные особенности системы (12), (17), (18) учитывались: растяжимость троса, работа механизмов выпуска тросов, пространственный характер движения системы, возмущения при разделении КА и спутников, статическая и динамическая асимметрия КА как твердого тела. На рис. 5 показано изменение характеристик движения ТГКА в этом случае, где рассматривались следующие возмущения: вектор  $\omega_0$  не перпендикулярен орбитальной плоскости и имеет составляющие  $\omega_{x0} = 0.05 \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_{y0} = -0.05 \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_{z0} = 0.1 \text{ c}^{-1}$  в связанной с КА системе координат (пространственное движение), центр масс КА смещен относительно связанной оси  $c_c x_c$  на 0.1r (статическая асимметрия КА), учитывается динамическая асимметрия вида  $(J_{zc} - J_{yc})/J_{xc} = 0.1$ . Наличие статической и динамической асимметрии КА приводит к изменению угловых скоростей КА после отделения спутников в соответствии с (24). Характерные зависимости для этого случая приведены на рис. 5, где на рис. 5а-5г штриховой линией показаны характеристики номинального движения, сплошной линией — возмущенное движение. На рис. 5д представлены траектории спутников относительно центра масс всей системы (0,0), на рис. 5е колебания угла  $\alpha_{c1}$  (рис. 4), которые ограничены и после развертывания ТГКА амплитуда этих колебаний почти постоянна. Аналогично изменя-

ется углы  $\alpha_{c2}$ ,  $\alpha_{c3}$ , которые соответствуют другим тросам.

Если рассматривать спутники как твердые тела, то реализация движения ТГКА, близкого к номинальному, усложняется. Как показали результаты моделирования движения ТГКА с использованием всех уравнений системы (12), (17), (18), угловое движение спутников относительно направлений тросов оказывается неустойчивым. Это в свою очередь ведет к тому, что ориентация реактивных двигателей относительно направлений троса нарушается (заданный угол  $\varphi$  не реализуется) и формирование системы заданной конфигурации не происходит. Для устранения рассматриваемой неустойчивости движения ТГКА можно использовать простой вариант управления угловым движением спутников, когда стабилизация их коле-

Таблица 2. Данные для численного	моделирования си-
стемы (12), (17), (18)	_

Обозна- чение	Название	Величина
$J_{xc}, J_{yc}, J_{zc}$	Моменты инерции КА	320 кг м <sup>2</sup>
$J_{xk}, J_{yk}, J_{zk}$	Моменты инерции спутников	$0.32 \text{ Kgm}^2$
Н	Начальная высота круговой орбиты	500 км
С	Жесткость троса	7070 H
m <sub>in</sub>	Коэффициент инерционно- сти механизма выпуска троса	0.2 кг
$r_k$	Характерный размер спутников	0.2 м
$K_v$	Коэффициент обратной связи	$7.8 \ { m kg} { m c}^{-1}$
$K_l$	Коэффициент обратной связи	$0.2 \ \mathrm{kf} \ \mathrm{c}^{-2}$

баний относительно направлений тросов осуществляется по показаниям датчиков угловых скоростей (ДУС) с помощью использования стандартных малых реактивных двигателей системы ориентации и стабилизации движения КА. Проектирование системы управления спутников и соответствующие конструктивные решения выходят за рамки представленной статьи. Принципиально управляющие моменты системы стабилизации движения спутников в этом случае можно задать в виде

$$M_{x,y,z}^{(k)} = K_{\omega}\omega_{xk,yk,zk},\tag{25}$$

где  $K_{\omega} < 0$  — коэффициент обратной связи,  $\omega_{xk,yk,zk}$  — угловые скорости, определенные в связанных осях спутников.

После введения стабилизации угловых скоростей спутников ( $K_{\omega} = -0.1 \text{ кг м}^2/\text{c}$ ) формирование заданной конфигурации ТГКА осуществляется успешно, и результаты мало отличаются от случая, когда спутники рассматривались как материальные точки. Результаты моделирования движения ТГКА для этого случая с использованием уравнений (12), (17), (18) показаны на рис. 6. Графики для длин тросов и их скоростей на рис. 6 не приводятся, так как они практически не отличаются от зависимостей, представленных на рис. 5.

Из рис. 6в и рис. 6г следует ограниченность колебаний КА и спутников как твердых тел относительно направлений тросов, причем углы, определяющие ориентацию спутников относительно тросов, вследствие введения стабилизации вида (25) стремятся к нулю (для примера на рис. 6г показан



Рис. 5





угол  $\alpha_1$ , соответствующий первому спутнику). На рис. 6д и рис. 6е показано, как изменяются управляющие моменты, приложенные к КА и первому спутнику, и обеспечивающие успешное формирование ТГКА заданной конфигурации. Если при моделировании движения системы отказаться от стабилизации движения КА ( $\mathbf{M}_{\theta} = 0$ ), то это накладывает очень жесткие ограничения на величину возмущений. Если в плоском случае развертывание ТГКА оказывается успешным (угловая скорость вращения КА  $\dot{\theta}$  совершает ограниченные колебания относительно угловых скоростей вращения тросов  $\dot{\theta}_i$ ), то в пространственном случае (для данных, соответствующих рис. 6) процесс формирования ТГКА оказывается неустойчивым.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предлагается метод формирования ТГКА в виде треугольного созвездия, основанный на использовании комбинированного управления, при котором часть управляющих функций возложено на центральный КА, а другая часть – на концевые спутники. Для построения законов управления используются две модели. Первая простая модель движения системы в плоском случае, построенная с помощью уравнений Лагранжа в предположении полной геометрической симметрии ТГКА в каждый момент времени. Эта модель позволяет построить номинальную программу развертывания системы. Вторая модель, построенная с помощью общих теорем механики, учитывает растяжимость тросов (односторонняя механическая связь), работу систем стабилизации КА и спутников, их движения относительно своих центров масс и других возмущений. Эта модель служит для проверки реализуемости построенной номинальной программы развертывания ТГКА. Очевидно, что такой подход к построению управлений для формирования ТГКА в виде симметричных вращающихся созвездий может быть использован для ТГКА с более сложной структурой. например. с четырьмя или пятью спутниками.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и ГФЕН Китая в рамках совместного научного проекта № 21-51-53002.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Белецкий В.В., Левин Е.М. Динамика космических тросовых систем. М.: Наука, 1990.
- Bainum P.M., Harkness R.E., Stuiver W. Attitude Stability and Damping of a Tethered Orbiting Interferometer Satellite System // J. Astronautical Sciences. 1975. V. 19. № 5.

- 3. *Breakwell J.V., Andeen G.B.* Dynamics of a flexible passive space array // J. Spacecraft and Rockets. 1977. V. 14. №. 9. P. 556–561.
- 4. *Shi G., Zhu Z., Zhu Z.H.* Dynamics and control of tethered multi-satellites in elliptic orbits // Aerospace Science and Technology. 2019. V. 91. P. 41–48.
- 5. Ван Ч., Заболотнов Ю.М. Анализ динамики формирования тросовой группировки из трех наноспутников с учетом их движения вокруг центров масс // ПММ. 2021. Т. 85. № 1. С. 21–43.
- 6. *Pizarro-Chong A., Misra A.K.* Dynamics of multi-tethered satellite formations containing a parent body // Acta Astronautica. 2008. V. 63. P. 1188–1202.
- Slane J.H., Tragesser S.G. Stability and Control of Tethered Satellite Formations // AIAA/AAS Astrodynamics Specialist Conference. 2012. AIAA 2012-4658. P. 1–8.
- Huang H., Zhu Y., Yang L. et al. Stability and shape analysis of relative equilibrium for three-spacecraft electromagnetic formation // Acta Astronautica. 2014. V. 94. P. 116–131.
- Cai Z., Li X., Wu Z. Deployment and retrieval of a rotating triangular tethered satellite formation near libration points // Acta Astronautica. 2014. V. 98. №. 1. P. 37–49.
- Cai Z., Zhou H., Li X. Nonlinear dynamics of a rotating triangular tethered satellite formation near libration points // Aerospace Science and Technology. 2018. V. 42. P. 384–391.
- 11. *Williams P.* Optimal deployment/retrieval of a tethered formation spinning in the orbital plane // J. Spacecraft and Rockets. 2006. V. 43. №. 3. P. 638–650.
- Huang J., Li C., Ma G. Nonlinear attitude tracking control of underactuated three-inline tethered satellite // Acta Aeronaut. Astronaut. Sinica. 2015. V. 36. №. 6. P. 1995–2004.
- 13. *Bae Y.K.* A Contamination-Free Ultrahigh Precision Formation Flight Method Based on Intracavity Photon Thrusters and Tethers: Photon Tether Formation Flight (PTFF) // NASA. Institute for Advanced Concepts: Final Report. Program 07605-003-041. 2006. P. 72.
- Young K.A Contamination-Free Ultrahigh Precision Formation Flying Method for Micro-, Nano-, and Pico-Satellites with Nanometer Accuracy // Space Technology and Applications International Forum. STAIF -2006. American Institute Physics. 2006. P. 1213–1223.
- Misra A.K., Pizzaro-Chong A. Dynamics of tethered satellites in a hub-spoke // Advances in the Astronautical Sciences. 2004. V. 117. P. 219–229.
- *Zhao J., Cai Z.* Nonlinear dynamics and simulation of multi-tethered satellite formations in Halo orbits // Acta Astronautica. 2008. V. 63. P. 673–681.
- 17. *Avanzini G., Fedi M.* Effects of eccentricity of the reference orbit on multi-tethered satellite formations // Acta Astronautica. 2014. V. 94. P. 338–350.
- *Zhai G., Su F., Zhang J. et al.* Deployment strategies for planar multi-tethered satellite formation // Aerospace Science and Technology. 2017. V. 71. P. 475–484.

- 19. Su F., Zhai G., Zhang J. et al. Dynamics and control during spinning deployment for hub-and-spoke configured multi-tethered satellite formation // Acta Aeronaut. Astronaut. Sinica. 2016. V. 37. №. 9. P. 2809–2819.
- Huang P., Zhao Y., Zhang F. et al. Deployment/retraction of the rotating Hub-Spoke Tethered Formation System // Aerospace Science and Technology. 2017. V. 69. P. 495–503.
- Alary D., Andreev K., Boyko P. et al. Dynamics of multitethered pyramidal satellite formation // Acta Astronautica. 2015. V. 117. P. 222–230.
- Yarotsky D., Sidorenko V., Pritykin D. Three-dimensional multi-tethered satellite formation with the elements moving along Lissajous curves // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. 2016. V. 125. № 3. P. 309–322.

- 23. *Pizzaro-Chong A., Misra A.K.* Dynamics of multi-tethered satellite formations containing a parent body // Acta Astronautica. 2008. V. 63. P. 1188–1202.
- 24. *Kruijff M.* Tethers in Space. Netherlands: Delta-Utec Space Research. 2011.
- 25. Заболотнов Ю.М., Наумов О.Н. Движение спускаемой капсулы относительно центра масс при развертывании орбитальной тросовой системы // Космич. исслед. 2012. Т. 50. № 2. С. 177–187.
- 26. Dong Z., Zabolotnov Yu.M., Wang Ch. Motion Modeling and Deployment Control of a Long-Tethered Spacecraft System with an Atmospheric Sounder // Engineering Letters. 2018. V. 26. №. 4. P. 478–488.
- 27. Шилов А.А. Оптимальная коррекция матрицы направляющих косинусов при расчетах вращения твердого тела // Ученые записки ЦАГИ. 1977. Т. 8. № 3. С. 137–139.

УДК 629.786.2:52.728

## ВТОРОЙ ЭТАП КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА "БТН НЕЙТРОН" НА БОРТУ РОССИЙСКОГО СЕГМЕНТА *МЕЖДУНАРОДНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ*: АППАРАТУРА БТН-М2

© 2022 г. М. И. Мокроусов<sup>1,</sup> \*, И. Г. Митрофанов<sup>1</sup>, А. А. Аникин<sup>1</sup>, Д. В. Головин<sup>1</sup>, Н. Е. Карпушкина<sup>1</sup>, А. С. Козырев<sup>1</sup>, М. Л. Литвак<sup>1</sup>, А. В. Малахов<sup>1</sup>, А. Н. Пеков<sup>1</sup>, А. Б. Санин<sup>1</sup>, В. И. Третьяков<sup>1</sup>

> <sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия \*e-mail: mokromax@iki.rssi.ru Поступила в редакцию 03.09.2021 г. После доработки 04.11.2021 г. Принята к публикации 24.11.2021 г.

Как показали последние исследования на борту различных космических аппаратов, единственной нерешенной технической проблемой пилотируемых межпланетных полетов на данный момент является высокий радиационной фон межпланетного пространства, который, как например в случае пилотируемой миссии на Марс, может оказаться критически опасным для экипажа. Работы по данной тематике ведутся во всех космических агентствах, одним из таких космических экспериментов является аппаратура "БТН-Нейтрон" на борту Российского сегмента *Международной космической станции*. Основным результатом работы явилось создание аппаратуры БТН-М2 для создания эффективной радиационной защиты на борту перспективных пилотируемых космических аппаратов, создания инженерной модели радиационного фона как внутри, так и снаружи *MKC*, и для регистрация гамма-лучей и нейтронов во время солнечных вспышек и космических гамма-всплесков.

DOI: 10.31857/S0023420622050041

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

В ноябре 2006 г. на борту Российского сегмента Международной космической станции начал работу нейтронный спектрометр БТН-М1, установленный снаружи гермоотсека (ГО) модуля "Звезда" Российского сегмента МКС. Этот прибор был создан для проведения первого этапа эксперимента "БТН-Нейтрон" [1-3], который продолжается и в настоящее время. В его научные задачи в первую очередь входит непрерывный мониторинг нейтронной компоненты радиационного фона в широком спектральном диапазоне, включая поиск ее пространственной (пролеты на разных геомагнитных широтах, в том числе над Южно-Атлантической Магнитной Аномалией) и временной переменности (на разных временных масштабах, включая эпизоды сильных солнечных протонных событий).

Нейтронная компонента радиационного фона в окрестности *МКС* возникает в результате взаимодействия заряженных частиц (протоны из радиационных поясов, заряженные частицы галактических и солнечных космических лучей) с веществом, из которого состоит *МКС*. Нейтронный спектрометр БТН-М1 позволяет измерить потоки нейтронов в разных спектральных диапазонах, от надтепловых до быстрых нейтронов, и по ним восстановить энергетический спектр нейтронов, после чего может быть проведена оценка мощности нейтронной компоненты радиационной дозы и выполнено ее сопоставление с данными других экспериментов на МКС [2, 13]. В космосе за пределами земной магнитосферы основной вклад в радиационную дозу на борту космических аппаратов вносят заряженные частицы, а нейтроны составляют лишь небольшую долю около 1-5% (см., например, [8, 9]). Для больших космических станций на низкой околоземной орбите, таких как МКС, это соотношение может существенно измениться. Было показано, что пассивная алюминиевая защита с толщиной порядка 20 г/см<sup>2</sup> не снижает уровень радиационного облучения космонавтов, поскольку эквивалентные значения дозы увеличиваются за счет переработки первичных заряженных частиц во вторичное излучение нейтронов [10]. Измерения показывают, что средняя мощность дозы по заряженным частицам на МКС составляет около 650 мкЗв/сут, в то время как нейтронная компонента может достигать ~140 мкЗв/сут [10-12]. Таким образом, для МКС вклад нейтронной составляющей достигает около 20% от полной дозы.
В процессе проведения эксперимента БТН-М1 на протяжении более пятнадцати лет были изучены вариации нейтронной компоненты космического фона снаружи МКС, что позволило оценить пространственную переменность (пролеты над высокими геомагнитными широтами и ЮАМА) и долгопериодические вариации в течение одиннадцатилетнего солнечного цикла [2, 13]. Было показано, что мощность нейтронной компоненты радиационной дозы возрастает в ~100 раз при пролетах над ЮАМА по сравнению с пролетами над экваториальными районами с небольшим индексом геомагнитного обрезания. В течение одиннадцатилетнего солнечного цикла мощность нейтронной компоненты радиационной дозы менялась в пределах 1.5-1.6 раз (от минимума к максимуму солнечной активности) [2, 13]. Полученные данные хорошо коррелируют с данными, полученными другими дозиметрами [2].

Таким образом, уже при получении первых результатов с аппаратуры БТН-М1 стало понятно, что эксперимент "БТН-Нейтрон" существенно выиграет в научном плане, если на борту *МКС* появится аналогичная аппаратура, но установленная внутри гермоотсека и регистрирующая как вторичные нейтроны, так и гамма-лучи. Это позволит одновременно получать и сопоставлять измерения радиационного фона снаружи и внутри *МКС*. Поэтому было принято решение о продолжении эксперимента "БТН-Нейтрон" в части создания дополнительной научной аппаратуры, которая получила название БТН-М2.

Функциональные возможности предлагаемой аппаратуры было предложено расширить, чтобы не ограничиваться только анализом радиационной обстановки на *MKC* на орбите Земли, а также получить дополнительные данные о возможных средствах защиты от вторичной нейтронной радиации на борту космического аппарата, на основе которых можно было бы планировать будущие пилотируемые экспедиции в дальний космос к Луне и Марсу.

Создание постоянно действующей лунной базы и подготовка будущих экспедиций к Марсу активно обсуждается различными космическими агентствами. Как показывают последние исследования, одной из важнейших задач была и остается задача обеспечения радиационной безопасности экипажа в условиях дальнего космоса [4—5]. И если при работах на орбите Земли (при невысоких наклонениях орбит — ниже 60°) этот вопрос частично решен благодаря экранированию космических лучей земной магнитосферой, то в условиях межпланетных перелетов и работах в радиационных поясах Земли безопасность экипажа напрямую зависит от окружающей радиационной обстановки.

В состав аппаратуры БТН-М1 входит сцинтилляционный детектор на основе кристалла CsI. Его основное предназначение — это использование в схеме антисовпадений для защиты детектора быстрых нейтронов от заряженных частиц (в основном протонов). Но этот детектор также эффективно регистрирует гамма-кванты с энергиями от 60 кэВ до нескольких МэВ с достаточно высоким временным разрешением (1/4 с), что позволяет использовать его для наблюдений за профилями сильных солнечных гамма-вспышек и космическими гамма-всплесками. Эта возможность также сохранена и в аппаратуре БТН-М2.

Кроме этого, за время проведения первого этапа космического эксперимента "БТН-Нейтрон" начала активно развиваться смежная область исследований, связанная с принципиально новым космическим явлением, которое наблюдается в верхних слоях земной атмосферы. Это явление связано с наземными гамма-вспышками, или НГВ (или TGF, от Terrestrial Gamma Flares) [15, 16]. Предполагается, что гамма-излучение НГВ возникает за счет тормозного излучения релятивистских электронов, которые ускоряются в сильном электрическом поле от разряда, созданного молнией. Энергия фотонов может достигать 20 МэВ, а характерная длительность НГВ может составлять несколько миллисекунд, поэтому аппаратура БТН-М1 не может их регистрировать. При разработке электроники аппаратуры БТН-М2 было специально заложена возможность пофотонной регистрации гамма-лучей с очень высоким временным разрешением так, чтобы эксперимент "БТН-Нейтрон" на борту РС МКС принял участие в международной программе исследований НГВ.

Таким образом, основные цели второго этапа эксперимента БТН-Нейтрон были определены следующим образом:

• Исследование радиационно-защитных свойств различных материалов для разработки эффективной радиационной защиты на борту перспективных космических аппаратов и для создания радиационных убежищ для будущих пилотируемых экспедиций на Луну и Марс;

• Создание инженерной модели радиационного фона нейтронов как внутри гермоотсеков PC, так и снаружи в различных условиях полета *MKC* на околоземной орбите по данным БТН-М1 и БТН-М2.

• Регистрация гамма-лучей и нейтронов во время солнечных вспышек и солнечных протонных событий (совместно с БТН-М1);

• Регистрация событий НГВ и измерение спектров гамма-лучей этих событий, проверка гипотезы о наличии у части НГВ компоненты нейтронного излучения;

• Регистрация космических гамма-всплесков.

## 2. ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ АППАРАТУРЫ

### 2.1. Общая структура

При разработке второго этапа эксперимента была использована концепция, хорошо себя зарекомендовавшая на первом этапе эксперимента "БТН-Нейтрон": за основу берется уже разработанный и прошедший летные испытания прибор, к которому разрабатывается "оболочка" для адаптации интерфейсов с бортом РС МКС. В данном случае в качестве детекторной части был использован нейтронный и гамма-спектрометр МГНС для Европейской миссии БепиКоломбо [6, 14], отличие заключается лишь в том, что для задач регистрации космических и земных гамма вспышек была использована электроника спектрометра с быстрой обработкой сигнала, также заимствованная от летного образца прибора АДРОН-ЛР российской миссии "Луна-Глоб" (Луна-25) [7]. Таким образом, вся детекторная часть гамма и нейтронного спектрометра (ГНС) прибора БТН-М2 базируется на уже проверенных технических решениях, прошедших все стадии разработок, квалификационных испытаний, наземных отработок и летных испытаний. Это минимизирует все риски, связанные с выявлением проблем на поздних этапах испытаний и отработок.

Одной из важнейших новых частей конструкции прибора являются съемные экраны, которые содержат внутри себя сборки материалов для исследования их защитных свойств от нейтронного излучения. В процессе проведения эксперимента с аппаратурой БТН-М2 предполагается довозка на РС *МКС* второй серии экранов с другими вариантами защитных материалов, разработанными на основе результатов эксперимента с первой серии экранов.

Детекторная часть внутри экранируемого объема закреплена на механическую ферму (рис. 1), обеспечивающую целостность всей конструкции. Эта ферма обеспечивает закрепление съемных защитных экранов, а также крепление прибора на узкую модуль-полку малого лабораторного модуля внутри гермоотсека. Сменные защитные экраны представляют собой полностью пассивные элементы механической конструкции, и на рис. 1 не показаны. Фотография всей аппаратуры БТН-М2 в сборе с защитными экранами приведена на рис. 2.

Общая блок-схема электроники прибора БТН-М2 показана на рис. 3. Аппаратура БТН-М2 представляет собой дублированное устройство с двумя полукомплектами, один из которых находится в холодном резерве. Подача первичного питания (+27 вольт) и переключение полукомплектов электроники производится подачей релейных команд от системы управления бортовым комплексом (СУБК). Подтверждение работы первого



Рис. 1

или второго полукомплекта соответственно, а также мониторинг тепловых режимов прибора производится системой бортовых измерений (СБИ) РС *МКС*. Обмен командной и телеметрической информацией реализован с помощью резервированного интерфейса Ethernet 10/100 Мбит. Для переключения на резервный полукомплект электроники прибора необходимо физическое переключение интерфейсного кабеля на резервный разъем средствами экипажа *МКС*. Сводные характеристики аппаратуры БТН-М2 приведены в табл. 1.

#### 2.2. Устройство детекторной части

Структурная схема детекторной части ГНС приведена на рис. 4, а внешний вид – на рис. 5. Как уже отмечалось выше, основной детекторный блок (ГНС) представляет собой практически полную копию прибора МГНС, состоящего из пяти детекторных узлов, цифрового ядра управления и обработки сигналов, резервированных источников вторичного питания и резервированного командно-телеметрического интерфейса.

Детектирование нейтронов низких энергий производится с помощью трех сенсоров, которые имеют одинаковые гелиевые счетчики фирмы



Рис. 2

LND 25169 с давлением газа 20 атмосфер и различные конструкции внешних частей:

• Сенсор SD1 не имеет оболочки и детектирует тепловые и эпитепловые нейтроны с энергиями от 0.025 эВ до верхнего порога чувствительности <500 эВ;

• Сенсор SD2 имеет оболочку из листа кадмия толщиной 1 мм и детектирует только эпитепло-

### Таблица 1. Характеристики аппаратуры БТН-М2

Параметр	Значение
Габаритные размеры	266 × 450 × 480 мм
Macca	Не более 42 кг (вместе с защитными экранами)
Потребляемая мощность	Не более 15 Вт
Напряжение питания	15–50 B
Пусковой ток	Не более 700 мА
Рабочий температурный диапазон	-40+50°C
Командно-телеметрический интерфейс	Ethernet 10/100 mbit
Объем телеметрической информации	Не более 4 Мбайт/сут
Количество команд	Не более 5 команд/сут
Объем внутренней памяти, Мбайт	2 Гбайт
Место установки	ПГО 1 МЛМ РС <i>МКС</i> , УРМ-В, узкая модуль-полка
Радиационная стойкость	Не менее 5 крад
Назначенный ресурс	Не менее 35000 ч
Вероятность безотказной работы	Не менее 0.9









Рис. 5

вые нейтроны с энергиями от 0.4 эВ (порог кадмиевого поглощения) до 500 эВ. Сопоставление данных измерений детекторов SD1 и SD2 позволяет определить поток тепловых нейтронов;

 Сенсор MD имеет оболочку из листа кадмия толщиной 1 мм и толстую оболочку замедлителя нейтронов из полиэтилена высокого давления с толщиной 10 мм; этот сенсор детектирует нейтроны с энергиями 10 эВ-1 МэВ.

Детектирование нейтронов разных энергий одними и теми же нейтронными счетчиками обеспечивается специальными физическими свойствами оболочек указанных сенсоров: так, полиэтилен высокого давления, имеющий в своем составе большое количество водорода, хорошо замедляет исходные нейтроны до тепловых и эпитепловых энергий, тем самым смещая исходный спектр в область более низких энергий, где счетчик имеет максимальную эффективность регистрации. Оболочка из листа кадмия толщиной не менее одного миллиметра обеспечивает защиту SD2 и MD от потока нейтронов с энергиями <0.4 эВ.

Сцинтилляционный детектор нейтронов высоких энергий 0.1-8 МэВ выполнен на основе составного детектора из стильбена и органического

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5

пластика с ФЭУ Hamamatsu R5611. В данном детекторе применена схема дискриминации сигналов по форме для разделения нейтронных событий в сцинтилляторе от событий заряженных частиц. Таким образом, своими нейтронными детекторами прибор покрывает энергетический диапазон энергий от 0.025 эВ до 8 МэВ.

В сцинтилляционном гамма детекторе используется кристалл бромида церия CeBr<sub>3</sub> размером 3 × × 3 дюйма. На данный момент этот сцинтиллятор имеет одно из наилучших спектральных разрешений из всех сцинтилляционных детекторов. Устройством считывания сигнала является фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) с усиленной прочностью Hamamatsu R1307. Данная пара "детектор-ФЭУ" уже неоднократно демонстрировала в нескольких предыдущих разработках свою надежность, низкий собственный шум и спектральное разрешение на уровне 4.3% на 662 кэВ (рис. 6). Как уже отмечалось выше, в данном приборе используется спектрометр с уменьшенным мертвым временем обработки сигнала (<4 мкс.) для записи профилей гамма событий с высоким временным разрешением, а энергетический диапазон гамма канала составляет 0.2-10 МэВ.



**Рис. 6.** Спектр гамма детектора с источником Cs-137. Ось X – каналы спектрометра, ось Y – отсчеты.

Для всех пяти детекторных узлов требуется высокое напряжение с различными значениями (600—1100 В), которое формируется внутри прибора с помощью слаботочных миниатюрных высоковольтных преобразователей фирмы PICO Electronics. Каждый из преобразователей имеет несколько фиксированных значений напряжений для подбора оптимального режима измерений каждого из детекторов. Значения высокого напряжения могут быть изменены командами с Земли.

Электронным ядром прибора является программируемая логическая интегральная микросхема (ПЛИС) фирмы Actel объемом 3 млн. вентилей, благодаря которой реализованы практически все основные функции прибора:

• Прием и выполнение команд;

• Обработка и запись в память событий от пяти детекторов;

• Формирование и передача фотонных слов процессорным модулям;

• Формирование и передача служебной телеметрической информации (значения термодатчиков, отказы высоковольтных преобразователей, статус прибора и пр.).

В режиме измерений детекторный блок ГНС формирует "сырую" информацию в виде битового потока фотонных и нейтронных "слов" с данными о событиях регистрации в пяти детекторах для последующей обработки этой информации программным обеспечением процессорных модулей. Каждое нейтронное (фотонное) слово состоит из 10 байт информации в строго определенном формате, в котором присутствуют: синхромаркер (1 байт), номер канала детектора (1 байт), значение амплитуды с детектора (2 байта) и внутреннее время ГНС с дискретностью привязки 20 нс.

Для предотвращения потери данных при больших загрузках детекторов (солнечные события, гамма-вспышки и пр.) в ГНС организован буфер для хранения научных данных на тридцать две тысячи зарегистрированных событий.

#### 2.3. Устройство защитных экранов

Одним из важнейших элементов конструкции прибора БТН-М2 являются защитные экраны от вторичного потока нейтронов на борту *МКС*, эф-фективность которых намечено измерять во время проведения эксперимента.

На начальном этапе эксперимента с аппаратурой БТН-М2 будет применяться первая серия экранов из слоя полиэтилена высокого давления, работающего как замедлитель нейтронов, и слоя порошка изотопа бора <sup>10</sup>В, работающего как поглотитель нейтронов низких энергий. Данная двуслойная пара уже подтвердила свою высокую эффективность в таких космических экспери-





ментах как ЛЕНД (миссия NASA LRO) и ФРЕНД (российско-европейская миссия ЭкзоМарс-2016). На начальном этапе эксперимента БТН-М2 планируется экспериментально оценить экранирующие свойства первой серии экранов с точки зрения биологической защиты. В дальнейшем, с учетом данных измерений, планируется создать вторую серию экранов с возможным увеличением толщины слоев и/или добавлением слоев из других веществ, поглощающих нейтроны.

Сечение конструкции одного из защитных экранов приведено на рис. 7. Толщины и отношения защитных слоев рассчитывались исходя из оптимального соотношения экранирующих свойств и массовых характеристик — слой полиэтилена составляет 2 см (свыше этой толщины повышение эффективности замедления нейтронов космического спектра резко падает), а толщина поглощающего борового слоя занимает всю оставшуюся доступную массу аппаратуры. На предварительном этапе были проведены натурные испытания экранирующих свойств экранов с источником нейтронов PuBe со спектром, показанном на рис. 8 [17]. Эти испытания показали ослабление потока тепловых нейтронов на 60% и для эпитепловых ней-

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022

тронов на 35-40%. Эффективность защиты от нейтронов высоких энергий составила более 50%.

Особенностью конструкции экрана и всего прибора в целом является то, что не существует ни одного прямого луча прохождения радиоактивной частицы, который бы миновал защитные слои экранов. Поскольку данные экраны являются съемными и сменными, то методика проведения эксперимента подразумевает сравнение радиационного фона в окрестности прибора без защитных экранов и с установленными экранами для разных направлений потока нейтронов внутри станции.

Измерения гамма-лучей и нейтронов в различных конфигурациях аппаратуры позволит оценить степень анизотропии вторичного излучения на разные условия космического полета. Очевидно, что изменение конфигурации экранов потребует активного участия космонавтов-исследователей в проведении эксперимента.

На последующем этапе эксперимента планируется доставка на борт *МКС* второй серии экранов с другими защитными материалами, разработанных с учетом результатов, полученных на начальном этапе. В итоге выполнения эксперимента будут найдены оптимальные комбинации состава за-



Рис. 8

медляющих и поглощающих нейтроны материалов для их последующего применения на борту пилотируемых космических аппаратов в дальнем космосе.

#### 2.4. Устройство интерфейса с бортовыми системами МКС

Для соответствия требованиям МКС в части командно-телеметрического интерфейса в приборе использованы резервированные индустриальные процессорные модули Cool SpaceRunner-LX800 фирмы Lippert, работающие в режиме холодного резервирования. Данные модули осушествляют командно-телеметрический обмен с информационно-управляющей системой (ИУС) *МКС* по интерфейсу Ethernet 10/100 Мбит, прием "сырой" информации от детекторного блока ГНС по интерфейсу RS-422 (на скорости до 1.5 Мбит/с), а также предварительную обработку полученной научной информации в зависимости от заданного режима работы. Процессорные модули работают под управлением операционной системы Debian 10, в программных модулях применены все возможные методы повышения надежности работы, а также предусмотрена возможность обновления программного обеспечения в полете.

### 3. КОМАНДНАЯ И ТЕЛЕМЕТРИЧЕСКАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Командование прибором БТН-М2 осуществляется с помощью ИУС посылками фиксированного формата с частотой посылок не чаще одной команды в секунду; все команды подразделяются на команды для детекторного блока ГНС и для интерфейсных процессорных модулей (ПМ), производящих обработку информации. Общий список команд приведен в табл. 2. Получение и исполнение каждой поданной на прибор команды подтверждается ответным статусным пакетом с кодом результата выполнения команды.

Для управления прибором БТН-М2 предусмотрены следующие команды:

1. Команда установки уровня дискриминаторов устанавливает уровень шума аналоговой части в каждом из аналоговых трактов детекторов для дискриминации полезного сигнала от шума;

2. Команда регулировки высокого напряжения на детекторах обеспечивает возможность подбора оптимального режима измерений. Для сцинтилляционных детекторов увеличение (уменьшение) высокого напряжения увеличивает (уменьшает) коэффициент усиления ФЭУ и тем самым сужает (расширяет) энергетический диапазон измерений соответствующего канала измерений. Для гелиевых счетчиков регулировка высокого напряжения позволяет компенсировать тепловые нестабильности аналогового тракта;

3. *Команда выбора режима* позволяет устанавливать режимы работы прибора: режим передачи исходных данных; режим накопления спектров; режим всплесков.

Выбор режима работы будет продиктован доступным объемом передаваемой на Землю телеметрической информации. Так, для режима передачи исходных данных объем телеметрии максимален, аппаратура записывает в телеметрию каждое отдельное событие в детекторе, ему присваивается бортовое время с высокой точностью. В этом режиме процессорный модуль передает данные в ИУС без дополнительной обработки, полученные на Земле данные предполагают самый широкий спектр пост-обработки, включая точное пофотонное воспроизведение временных профилей. Оценочный объем суточной телемет-

## ВТОРОЙ ЭТАП КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Номер	Команда	Получатель команды	Назначение команды
1	Установка уровней дискри-	ГНС	Устанавливает нужный уровень дискриминатора для
	минаторов		конкретного канала детектора
2	Установка уровней высо-	ГНС	Устанавливает нужный уровень высокого напряжения
	кого напряжения		для конкретного детектора
3	Режим работы	ПМ	Устанавливает режим обработки "сырых" данных и тип производимой информации
4	Время накопления спектра	ПМ	Устанавливает время накопления спектра при режиме
			генерации спектров
5	Параметры всплесков	ПМ	Устанавливает параметры и критерии триггеров всплес-ковой логики
6	Образ системы	ПМ	Устанавливает номер образа системы при следующей загрузке активного процессорного модуля
7	Размер файла	ПМ	Устанавливает максимальный размер файла данных на флэш-диске активного процессорного модуля
8	Канал обмена с ГНС	ПМ	Устанавливает активный канал обмена с блоком ГНС
			(основной/резервный)
9	Перезагрузка	ПМ	Команда на принудительную перезагрузку процессор-
			ного модуля

Таблица 2. Список команд аппаратуры БТН-М2

рии в этом режиме при спокойной солнечной активности может достигать 2 Гбайт/сут.

В режиме накопления спектров для уменьшения телеметрической нагрузки на радиоканал *МКС* процессорные модули производят накопление спектров с каждого из детекторов на борту за установленное время, которое задается командой с Земли, с последующей передачей в ИУС. В этом режиме объем суточной телеметрии минимален (порядка 50 Мбайт/сут. для времени накопления спектра 20 с), но отсутствует какая-либо возможность записи временных профилей солнечных событий и всплесков в высоком временном разрешении, объем телеметрии в данном режиме можно регулировать путем изменения времени накопления спектров.

Режим всплесков — паллиативный режим, имеющий невысокий телеметрический объем, но записывающий временные профили всплесковых событий с высоким временным разрешением при выполнении заданных критериев всплесковой логики;

4. Команда на изменение времени накопления спектра; эта команда актуальна только в режиме всплесков и накопления спектров;

5. Команда на изменение параметров всплесковой логики; эта команда актуальна только в режиме всплесков;

6. Команда на загрузку нового программного обеспечения процессорных модулей; команда мо-

КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ том 60 № 5 2022

жет понадобится в полете для расширения функциональности аппаратуры в будущем;

7. Команда управления размером файла для передачи научных данных из БТН-М2 в ИУС происходит по протоколу NFS (network file system), где БТН-М2 выступает в роли сервера, хранящего файлы данных. Через определенные промежутки времени ИУС забирает с флэш-диска прибора новые файлы, максимальный размер этих файлов регулируется этой командой;

8. *Команда выбора канала обмена* с ГНС позволяет выбрать основной или резервный канал RS-422.

9. Команда перезагрузки процессорного модуля производит перезагрузку всего программного обеспечения прибора.

Дополнительно БТН-М2 производит синхронизацию бортового времени по протоколу NTP с одним из бортовых серверов *MKC* для записи кода бортового времени (КБВ) в каждое из нейтронных или фотонных слов, а также для привязки служебной телеметрической информации к траекторным данным.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На данный момент опытный образец аппаратуры БТН-М2 проходит полный цикл конструкторско-доводочных испытаний (КДИ), включающий вибрационные, ударные, климатические испытания, а также испытания на электромагнитную совместимость в соответствии с общими требованиями РКК "Энергия" для космической аппаратуры, устанавливаемой на РС *МКС*. Начало работы штатного образца аппаратуры (ШО) на борту модуля *МКС* "Наука" запланировано на 2023–2024 г.

Второй этап космического эксперимента "БТН-Нейтрон" с комплексом аппаратуры БТН-М1 вне гермоотсека модуля "Звезда" и БТН-М2 в гермоотсеке модуля "Наука" позволит:

• Измерить потоки нейтронов и широком диапазоне энергий вдоль различных направлений внутри и вне гермоотсека *МКС* в различных геомагнитных условиях орбитального полета *МКС* как во время спокойного Солнца, так и в условиях солнечных вспышек или протонных событий.

• Изучить поглощающие характеристики различных защитных экранов от вторичного нейтронного на борту *МКС*. Данные, полученные в условиях полета на высоких геомагнитных широтах или в области ЮАМА, позволят экспериментально воспроизвести условия на межпланетном космическом аппарате под воздействием галактических космических лучей.

• Измерить энергетические спектры потоков вторичных гамма-лучей вдоль разных направлений внутри гермоотсека *МКС* в различных геомагнитных условиях орбитального полета *МКС* во время спокойного Солнца или в течение солнечных вспышек или протонных событий.

• Измерить потоки и энергетические спектры гамма-лучей от солнечных вспышек, наземных гамма-вспышек НГВ и космических гаммавсплесков КГВ с предельно высоким временным разрешением; проверить гипотезу о возможном спорадическом нейтронном излучении земной атмосферы во время НГВ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Третьяков В.И. и др.* Первый этап космического эксперимента "БТН-Нейтрон" на борту российского сегмента *Международной космической станции* // Космич. исслед. 2010. Т. 48. № 6. С. 291.
- 2. Литвак М.Л. и др. Наблюдение пространственных и временных вариаций спектральной плотности нейтронного потока вне российского сегмента Международной космической станции по данным космического эксперимента "БТН-Нейтрон" // Космич. исслед. 2017. Т. 48. № 6. С. 291.
- Mitrofanov I., Litvak M., Tretyakov V. et al. Neutron components of radiation environment in the near-Earth and near-Mars space // Planetary and Space Science. 2009. V. 57. P. 1993–1995.

- Semkova J. et al. Charged particles radiation measurements with Liulin-MO dosimeter of FREND instrument aboard ExoMars Trace Gas Orbiter during the transit and in high elliptic Mars orbit // Icarus. 2018. V. 303. P. 53–66.
- Semkova J. et al. Results from radiation environment measurements aboard ExoMars Trace Gas Orbiter in Mars science orbit in May 2018–December 2019 // Icarus. 2021. V. 361. P. 114264.
- 6. *Kozyrev A. et al.* A comparative study of LaBr3(Ce3+) and CeBr3 based gamma-ray spectrometers for planetary remote sensing applications // Review of Scientific Instruments. 2016. V. 87. P. 085112.
- 7. Литвак М.Л. и др. Наземные измерения с активным гамма- и нейтронным спектрометром "АДРОН", предназначенным для лунных и марсианских посадочных миссий // Астрономический вестник. 2017. Т. 51. № 3. С. 189–203.
- 8. *Köhler J. et al.* Measurements of the neutron spectrum in transit to Mars on the Mars science laboratory // Life Sciences in Space Research. 2015. V. 5. P. 6–12.
- Litvak M.L. et al. Mars neutron radiation environment from HEND/Odyssey and DAN/ MSL observations // Planetary Space Science. 2020. V. 184. P. 104866.
- Slaba T.C. et al. Optimal shielding thickness for galactic cosmic ray environments // Life Sciences in Space Research. 2017. V. 12. P. 1–15.
- Berger T. et al. DOSIS & DOSIS 3D: Radiation measurements with the DOSTEL instruments onboard the Columbus Laboratory of the ISS in the years 2009– 2016 // J. Space Weather and Space Climate. 2017. V. 7. P. A08.
- Shurshakov V.A. et al. Evaluation of the spectrometric and dose characteristics of neutron fields inside the Russian segment of the ISS by fission detectors // Cosmic Research. 2016. V. 54. P. 111–117.
- Литвак М.Л., Митрофанов И.Г., Головин Д.В. и др. Долгопериодические вариации нейтронной компоненты радиационного фона в окрестности международной космической станции по данным космического эксперимента "БТН-Нейтрон" // Космич. исслед. 2022. Т. 60. № 3. С. 206–217.
- 14. *Mitrofanov I.G. et al.* The Mercury Gamma and Neutron Spectrometer (MGNS) onboard the Planetary Orbiter of the BepiColombo mission // Planetary and Space Science. 2010. V. 58. P. 116–124.
- Fishman G., Bhat P., Mallozzi R. et al. Discovery of Intense Gamma-Ray Flashes of Atmospheric Origin // Science. 1994. V. 264. P. 1313–1316.
- Smith D. M., Lopez L.I., Lin R.P. et al. Terrestrial Gamma-Ray Flashes Observed up to 20 MeV // Science. 2005. V. 307. P. 1085–1088.
- Griffin M. A. et al. Characterization of a plutonium beryllium source for use in neutron damage studies // J. Radioanalytical and Nuclear Chemistry. 2008. V. 276. № 3. P. 807–811.