# СОДЕРЖАНИЕ

-

\_

## Том 99, номер 1, 2022

Неравновесная нейтронизация и крупномасштабная конвекция при гравитационном коллапсе	
А. Г. Аксенов, В. М. Чечеткин	3
О гигантских импульсах радиопульсаров	
И. Ф. Малов	15
О механизмах торможения радиопульсаров	
И. Ф. Малов, А. П. Морозова	29
Обнаружение импульсного излучения от магнетара SGR 1935+2154	
А. Е. Родин, В. А. Федорова	37
Первый телескоп российско-кубинской обсерватории	
Д. В. Бисикало, М. Е. Сачков, М. А. Ибрагимов, И. С. Саванов, М. А. Наливкин, С. А. Нароенков, А. М. Фатеева, А. С. Шугаров, Руди Монтеро Мата, Омар Родригес Понс, Марта Р. Родригес Урацука	43
Солнечный ветер от максимума до минимума 24 цикла в данных мониторинга межпланетных мерцаний	
И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев	48
Итоги и уроки 24 цикла – первого цикла второй эпохи пониженной солнечной активности	
В. Н. Ишков	54
Сравнение различных оценок точности прогноза параметров вращения Земли	
З. М. Малкин, В. М. Тиссен	70
О синфазности вариаций параметров движения земного полюса и прецессии орбиты Луны	
В. В. Перепёлкин, Л. В. Рыхлова, Вэй Ян Сое	75
Поправка: статистический анализ результатов 20 лет работы международной службы РСДБ для геодезии и астрометрии (Астрономический журнал, Т. 97, № 2, С. 155 (2020))	
3. М. Малкин	88

## НЕРАВНОВЕСНАЯ НЕЙТРОНИЗАЦИЯ И КРУПНОМАСШТАБНАЯ КОНВЕКЦИЯ ПРИ ГРАВИТАЦИОННОМ КОЛЛАПСЕ

© 2022 г. А. Г. Аксенов<sup>1,\*</sup>, В. М. Чечеткин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт автоматизации проектирования РАН, Москва, Россия <sup>2</sup> Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия \*E-mail: aksenov@icad.org.ru

Поступила в редакцию 27.08.2021 г. После доработки 30.09.2021 г. Принята к публикации 30.09.2021 г.

Большая часть энергии, высвобождаемой при гравитационном коллапсе ядер массивных звезд, уносится нейтрино. С помощью 2D газовой динамики с учетом спектрального переноса нейтрино в рамках диффузии с ограничением потоков решается самосогласованная задача о гравитационном коллапсе. Показано, что крупномасштабная конвекция развивается в области вблизи нейтриносферы и приводит к увеличению средней энергии нейтрино до 15–18 МэВ, что в 1.5 раза выше результатов 1D расчетов. В данной работе уточнена простая модель нейтронизации в центральной непрозрачной области, строго говоря, применимая только в прозрачной области. Используемая 2D модель правильно воспроизводит высокий химический потенциал вырожденных электронов ~60 МэВ в центре с высокой плотностью вещества, как в сферически симметричных расчетах с точным учетом слабого взаимодействия. Поскольку из-за запертых нейтрино нейтронизация в центре обратима, процесс развития неустойчивости в центре подавлен, высокий химический потенциал электронов в центре в уточненной модели нейтронизации не сказывается на энергии уходящих нейтрино. Полученные энергии нейтрино важны как для объяснения явления сверхновой, так и для постановки эксперимента по регистрации нейтрино от сверхновой.

*Ключевые слова:* нейтрино, нейтронная звезда, сверхновая **DOI:** 10.31857/S0004629922010029

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхновые типа II (СН II), так называемые коллапсирующие, связаны с эволюцией массивных звезд с массой  $\gtrsim 10 M_{\odot}$ . В центре массивной звезды образуется железное ядро с массой (1.2-1.6)  $M_{\odot}$  в результате термоядерного горения [1]. Этот результат близок к Чандрасекаровскому пределу массы белых карликов (политропа n = 3 для вырожденных релятивистских электронов)  $M_{\rm Ch} = 5.83 Y_e^2 M_{\odot}$ , где  $Y_e -$  число электронов на нуклон [2]. Полная энергия, высвобождаемая при коллапсе, достигает значения 10<sup>54</sup> эрг и уносится, в основном, нейтрино. Малая доля этой энергии (~10<sup>51</sup> эрг) поглощается веществом звезды. При коллапсе массы 1.4  $M_{\odot}$  в нейтронную звезду с радиусом ~10 км выделяется ~ 100 МэВ на нуклон в виде нейтрино, в то время как термоядерная энергия может обеспечить только 8 МэВ на нуклон. Соответственно нейтринный механизм взрыва, связанный с поглощением энергии от нейтрино, является наиболее перспективным [3].

Нейтринные процессы в ядрах звезд впервые рассмотрены в работе [3]. Вопрос доли поглощения энергии нейтрино (1%) в предсверхновой остается до конца нерешенной задачей [4–6] из-за необходимости кинетического описания переноса нейтрино, наличия разных масштабов времени для слабого взаимодействия и газодинамического времени, многомерности задачи на фоне разных пространственных масштабов предсверхновой, нейтронной звезды и области развития неустойчивости. От указанных процессов зависят количество поглощенной энергии нейтрино и сброс оболочки, наблюдаемый как CH II.

Впервые физика процесса гравитационного коллапса, пригодная для расчетов на доступных вычислительных мощностях, была сформулирована в работах [7, 8] путем введения нейтринной теплопроводности и введением в расчеты двух областей, прозрачной и непрозрачной для нейтрино, разделенных нейтриносферой. Принципиальное ограничение подхода состоит в зависимости нейтриносферы от энергий нейтрино и их типа. Вообще говоря, нейтриносфер надо вводить несколько. А в случае конвекции в многомерном случае прозрачная и непрозрачная области, разделенные нейтриносферой, могут становиться не односвязными.

Следующий шаг состоял в рассмотрении спектрального переноса нейтрино в рамках диффузии с ограничением потоков [9]. Этот подход точный в двух случаях: в оптически плотном веществе – обычная диффузия, а в прозрачной области – свободное распространение нейтрино. Ограничение потока осуществляется путем введения нелинейной теплопроводности, т.е. произвольной сшивки потоков в промежуточном случае [10– 12]. Сферически симметричные расчеты в рамках диффузии с ограничением потоков [13–17] дали большее значение средней энергии нейтрино в сравнении с нейтринной теплопроводностью.

Вероятная причина неопределенности в построении модели взрыва коллапсирующей СН состоит в определяющей роли 3D неустойчивостей при коллапсе и учете конвекции. Одна область конвективной неустойчивости формируется в центре коллапсирующего ядра звезды, является протяженной и существует в течение >10 мс, в то время как другая неустойчивая область в области аккреции тонкая, но существует все время коллапса. Конвекция в центре может иметь два важных эффекта: помимо увеличения потока энергии нейтрино центр содержит много высокоэнергичных нейтрино в сравнении с нейтрино вблизи нейтриносферы в 1D модели [18, 19]. Модели 2D [20, 21] и 3D [22, 23] демонстрируют крупномасштабный характер конвекции и приводят к взрыву СН. В то же время уточненные расчеты 3D ставят под сомнение крупномасштабную конвекцию и взрыв [24-26].

Крупномасштабная конвекция в центре звезды впервые предложена для СН в работе [27]. Начальное условие выбрано стационарным с плотностью в центре  $2 \times 10^{13}$  г · см<sup>-3</sup> и постоянной энтропией, за исключением центральной области с избытком энтропии. 3D расчеты газовой динамики показывают развитие крупномасштабной конвекции в неустойчивой области  $\mathbf{g}\nabla s > 0$ . Конвекция в центральной области протонейтронной звезды в 3D идеальной газовой динамике с начальным реалистичным профилем удельной энтропии, соответствующей решению 1D с кинетическим переносом нейтрино, рассмотрена в работах [28, 29] без учета переноса нейтрино в 3D газовой динамике. Предположение о применимости критерия конвективной неустойчивости Шварцшильда для газовой динамики было спорным. Оказалось, помимо нейтронизации, есть потери нейтрино, и имеет место сильное вырождение [30, 31]. Тем не менее упрощенная газоди-

намическая модель с уравнением состояния идеального газа (идеальный газ с показателем адиабаты 4/3 точно описывает вырожденные релятивистские электроны, если использовать удельную внутреннюю энергию вместо температуры) позволила получить количественно правильные результаты. Конвекция развилась за газодинамическое время ~10 мс в центральной области с плотностью  $\rho_c \sim 10^{12}$  г · см<sup>-3</sup>, ее масштаб крупный из-за протяженной неустойчивой центральной области, а также наличия небольшого врашения звезды. Был сделан вывод о необходимости учитывать конвекцию в расчетах коллапса, а вращение способствовало выделению длинноволновых возмущений и приближает 3D расчеты к 2D случаю. Это было проверено как для газодинамической модели развития неустойчивости [29], так и в 3D самосогласованном расчете коллапса с учетом переноса нейтрино без учета их спектра [32].

Неравновесная нейтронизация вследствие учета процессов слабого взаимодействия при начальной высокой плотности энергии исследована в работе [33] в рамках однородной изотропной модели для функций распределения нейтрино при расширении однородного пузыря. Сделан вывод о предположительно высокой энергии (≳40 МэВ) при наступлении непрозрачности. Это много больше нейтрино с энергиями 10 МэВ в 1D сферически симметричной модели с излучением вблизи нейтриносферы. Задание средней энергии нейтрино в интервале 30–60 МэВ даже при неизменной светимости нейтрино обеспечивает кинетическую энергию оболочки в интерва-

ле  $(1.5-50) \times 10^{51}$  эрг [28]. Это следствие пропорциональности сечения рассеяния и доли передаваемой энергии веществу средней энергии нейтрино [34–36].

Самосогласованная 2D задача о коллапсе с переносом нейтрино рассмотрена в работах [30, 31, 37] с упрощенной моделью взаимодействия нейтрино с веществом. Газодинамический код для описания переноса использует явную схему и оригинальный решатель задачи Римана для многокомпонентной смеси газов с табличным уравнением состояния, включая нейтрино [38-40]. Процессы обмена энергиями между компонентами (вещество и нейтрино разных энергий) рассматриваются на отдельном шаге с применением неявного метода Гира. В литературе присутствует единственная альтернатива — код Castro [21], отличающийся приближенным "решателем" задачи Римана. Другие модели газовой динамики для расчета коллапса используют раздельное описание газовой динамики для вещества, перенос нейтрино, например, код Fornax [41].

С точки зрения математики отличие от совместного описания нейтрино с веществом в газо-

вой динамике не принципиально, поскольку учет реакций взаимодействия вещества и нейтрино уравнивают оба подхода. Но для расчетов реальной задачи раздельное описание упирается в доступные ограничения вычислительных мощностей. В методе разделения задачи по физическим процессам газовая динамика используется явная. В оптически плотной области число временных шагов для расчета обмена энергиями между нейтрино разных энергий будет определять толща для наиболее быстрой реакции, поскольку независимый перенос вещества и нейтрино - это большое возмущение для последующего шага расчета кинетики реакций. Поэтому авторам кода Fornax [41] приходится искусственно подавлять неустойчивости, корректируя потоки для нейтрино при расчетах для непрозрачных областей с временным шагом, определяемым скоростью звука вещества. При совместном рассмотрении вещества и нейтрино перенос слабо меняет тепловое равновесие, а реакции слабого взаимодействия, вычисляемые по неявной схеме на отдельном шаге, не влияют на количество временных шагов газодинамического переноса. Естественно, в расчетах для непрозрачных областей с временными шагами, определяемыми газовой динамикой, разностная схема должна быть консервативной. Единственное существенное ограничение на временной шаг в сравнении с газовой динамикой получается из-за прозрачной области, где скорость переноса нейтрино с по крайней мере на порядок больше скорости звука и газодинамической скорости вещества с запертым излучением.

Моделирование коллапса с переносом нейтрино подтвердило развитие крупномасштабной конвекции в центре за время ~10 мс благодаря неравновесной нейтронизации из-за потерь части нейтрино. А учет небольшого вращения ядра привел к выделению крупномасштабных мод [32, 42]. Как показано в наших прошлых расчетах коллапса, с переносом нейтрино конвекция в центре успевает развиться за время существования неустойчивого профиля энтропии [31, 30, 35]. Благодаря потере части нейтрино нейтронизация оказывается необратимой, реализуется сценарий неустойчивости, близкий к Шварцшильду [30, 31].

Нас в первую очередь интересует влияние конвекции на спектр исходящих нейтрино. Если интересоваться только спектром нейтрино, но не интересоваться взаимодействием выходящих нейтрино с оболочкой, можно использовать разработанную простую модель взаимодействия нейтрино с веществом [37]: спектральная плотность энергии нейтрино релаксирует к равновесному значению с температурой и химическим потенциалом, определяемыми температурой вещества и химическим потенциалом электронов, с характерным постоянным сечением слабого вза-

имодействия  $\sigma_0 = 1.7 \times 10^{-40}$  см<sup>2</sup>. А количество электронов на нуклон (точнее разница чисел электронов и позитронов на нуклон) релаксирует к приближенному аналитическому табличному значению из работы [43], где исследовалось β равновесие для реакций слабого взаимодействия электронов и позитронов со свободными нуклонами при условии свободного выхода нейтрино. Такое же приближение свободного выхода нейтрино было использовано в более ранней работе [44] при изучении термодинамических свойств вешества при высокой плотности из-за нейтронизации для выводов об устойчивости относительно коллапса звезды. Строго говоря, упрощенная модель β равновесия реализуется вблизи нейтриносферы, там где важно учесть потоки энергии нейтрино. В глубоко непрозрачной области нейтрино никуда не уходят, простая модель β равновесия количественно неправильная, но и потоки энергии нейтрино в непрозрачной области пренебрежимо малы.

В работе [37] мы произвели самосогласованный аксиально симметричный 2D расчет газодинамического коллапса со спектральным переносом энергии нейтрино с целью выяснения влияния конвекции на спектр уходящих нейтрино и получили энергию уходящих нейтрино на уровне 15 МэВ в соответствии с энергией Ферми вырожденных электронов в зоне развития конвекции. При упрощенном описании процессов слабого взаимодействия мы переоценили скорость нейтронизации вещества при большой плотности, и химический потенциал электронов в центре при повышении плотности от начального значения  $2 \times 10^{12}$  до 4 × 10<sup>12</sup> г см<sup>-3</sup> даже снизился с 20 до 13 МэВ. Такое несоответствие приближенной кинетики нейтронизации строгому учету всех реакций слабого взаимодействия в сферически симметричном расчете [34] с энергиями Ферми десятки МэВ следует исправить, ожидая при больших допустимых энергиях вырожденных электронов в ходе конвекции больших энергий уходящих нейтрино. Целью данной работы является уточнение спектра нейтрино в более правильной математической модели.

Несомненно, для подтверждения модели коллапса и взрыва важно наблюдение нейтрино от СН. От СН1987А зарегистрировано только 20 нейтринных событий, первые публикации указывают на высокие энергии: 20–40 МэВ IMB [45], 9–35 МэВ Kamiokande-II [46], 20 МэВ Baksan-LSD [47, 48], что ближе к модели крупномасштабной конвекции, чем к сферически симметричному коллапсу.

#### 2. КОНВЕКЦИЯ ПРИ КОЛЛАПСЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ЯДРА ЗВЕЗДЫ С УЧЕТОМ СПЕКТРАЛЬНОГО ПЕРЕНОСА НЕЙТРИНО

Физическая задача о гравитационном коллапсе включает плотность нуклонов, разницу чисел электронов и позитронов, уравнение для плотности энергии вешества, определение гравитационного поля, кинетические уравнения для нейтрино разных сортов. Помимо зависимости от пространственных переменных и времени функции распределения нейтрино зависят от импульса (двух углов и энергии частицы). Решение усложняет наличие прозрачных и непрозрачных областей для нейтрино. Из-за различных характерных времен процессов полная физическая задача может быть численно рассмотрена только в сферически симметричном случае в рамках неявного кинетического кода. В многомерном случае привлекательна модель диффузии с ограничением потоков, впервые предложенная в работе [9] для сферически симметричного коллапса. В этой модели нет зависимости функций распределений от углов, содержится неопределенный на границе прозрачной и непрозрачной областей параметр сшивки потоков в прозрачной и непрозрачной областях. Сами потоки пропорциональны градиентам спектральных плотностей энергий нейтрино. Модель легко расширяется на многомерный случай, как только решена проблема разрешения численного решения многокомпонентной газовой динамики на неподвижной эйлеровой сетке.

Наш многокомпонентный гидродинамический код [38, 39, 49] содержит независимые переменные: плотности компонентов  $\rho_i$  (или плотности концентраций  $n_i = \rho/m_p$ ), внутренние энергии  $\epsilon_i$  компонентов *i*, плотность импульса  $\rho v$  (скорости всех компонентов предполагаются одинаковыми, но безмассовые частицы могут переносить энергию относительно вещества). Имеем систему уравнений Эйлера для описания гравитационного коллапса. Уравнение для плотности числа барионов

$$\frac{\partial \rho/m_p}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho/m_p \mathbf{v}) = 0, \qquad (1)$$

уравнение для разницы между концентраций электронов и позитронов

$$\frac{\partial \Delta n_e}{\partial t} + \operatorname{div}(\Delta n_e \mathbf{v}) = \dot{Y}_e \rho / m_p, \qquad (2)$$

уравнение для импульса вещества (передача энергии между нейтрино и веществом не важна из-за скорости много меньше скорости света). Скорости всех компонентов с ненулевой массой предполагаются равными, а для безмассовых частиц присутствует перенос энергии. Закон сохранения импульса вещества

$$\frac{\partial \rho v_j}{\partial t} + \nabla_i \Pi_{ij}^{\rm m} = \rho g_j + \rho f_{\rm v}, \qquad (3)$$

уравнение для плотности энергии вещества

$$\frac{\partial \rho E_{\rm m}}{\partial t} + \operatorname{div}(E_{\rm m}\rho + P_{\rm m})\mathbf{v} = \rho \mathbf{v}\mathbf{g} + \rho q_{\rm m}, \qquad (4)$$

с тензором  $\Pi_{ij}^{m} = \rho v_i v_j + P_m \delta_{ij}$ ,  $E_m = \varepsilon_m + v^2/2 - сумма удельных внутренней и кинетических энергий и <math>\rho q_m$  – нагрев вещества нейтрино. Ускорение силы тяжести есть градиент потенциала  $\mathbf{g} = -\operatorname{grad} \Phi$ , получаемого из численного решения уравнения Пуассона [50]

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho. \tag{5}$$

Перенос нейтрино сорта v описывается кинетическим уравнением Больцмана

$$\frac{1}{c}\frac{\partial f_{\nu}(\mathbf{r},\mathbf{p},t)}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{p}\nabla f_{\nu} = \sum_{q} (\eta_{\nu}^{q} - \chi_{\nu}^{q}f_{\nu})$$
(6)

с коэффициентами испускания и поглощения  $\eta_v^q$ ,  $\chi_v^q$  в реакции *q*. Главное упрощение состоит в переходе от функции распределения к спектральной плотности энергии нейтрино  $\rho \varepsilon_v(\mathbf{r}, t) = \int d\varepsilon U_v(\varepsilon)$ ,

 $U_{v}(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^{3}}{c^{3}} \int dof_{v} = \frac{4\pi\varepsilon^{3}}{c^{3}} f_{v}$  без учета угловой зависимости между радиус-вектором и импульсом нейтрино. Примем одинаковые функции распределения в лабораторной и сопутствующей веществу системах отсчета (справедливо для нерелятивистских скоростей вещества  $v \ll c$ ), и спектр нейтрино в тепловом равновесии

$$f_{\nu}^{\text{eq}} = \frac{2}{\left(2\pi\hbar c\right)^3} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu_{\nu}}{kT_{\nu}}\right)}, \quad \mu_{\nu} \approx \mu_e.$$
(7)

Для получения спектра уходящих нейтрино требуется ввести сетку для энергий нейтрино и использовать спектральные плотности энергии нейтрино и антинейтрино,

$$\Delta \rho \varepsilon_{\nu,\omega} \equiv \int_{\varepsilon_{\omega}-1/2}^{\varepsilon_{\omega}+1/2} d\varepsilon \varepsilon_{\nu} f_{\nu}$$
(8)

в каждом интервале сетки по энергии нейтрино ( $\varepsilon_{\omega-1/2}, \varepsilon_{\omega+1/2}$ ). Отдельно антинейтрино рассматривать не будем. Уравнение переноса спектральной плотности энергии есть

$$\frac{\partial \rho \Delta \varepsilon_{\nu,\omega}}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla (\rho \Delta \varepsilon_{\nu,\omega}) = \operatorname{div} \Delta \mathbf{F}_{\nu,\omega} - \rho \Delta q_{\mathrm{m},\omega}, \qquad (9)$$

где поток определяется градиентом нулевого момента, а **v** – скорость вещества, предполагается много меньше скорости света *c*. В непрозрачном случае имеется выражение для потока из диффузионного приближения  $\Delta \mathbf{F}_{v,\omega}^{\text{thick}} = -\frac{1}{3\chi} \operatorname{grad} \Delta U_{v,\omega}$ , в прозрачном поток ограничивает только скорость света для нейтрино  $\Delta F_{v,\omega}^{\text{max}} = c\Delta U_{v,\omega}$ . В произвольном случае используется сшивка (так называемое ограничение потоков)

$$\Delta \mathbf{F}_{\nu,\omega} = \frac{\Delta \mathbf{F}_{\nu,\omega}^{\text{thick}}}{\left|\Delta \mathbf{F}_{\nu,\omega}^{\text{thick}}\right| / \Delta F_{\nu,\omega}^{\text{max}} + 1}.$$
 (10)

Уравнения переноса для каждой спектральной плотности энергии из диффузионного (параболического) в непрозрачной области переходит в гиперболическое (перенос) в прозрачной области.

Обмен энергиями между нейтрино и веществом описывается релаксацией к тепловому равновесию  $\rho\Delta q_{\rm m} = c\chi(\Delta U_{\rm v,\omega} - \Delta U_{\rm v,\omega}^{\rm th})$ , где  $\sum_{\omega} \Delta U_{\rm v,\omega}^{\rm th}(T_{\rm eq}) +$ +  $\rho\epsilon(\rho, T_{\rm eq}, Y_e) = \sum_{\omega} \Delta U_{\rm v,\omega} + \rho\epsilon$ , скорость релаксации выбрана пропорциональной концентрации свободных нуклонов ( $c\chi \approx c\sigma_0\rho/m_n$ ) с постоянным сечением  $\sigma_0 = 1.7 \times 10^{-40}$  см<sup>2</sup>. Данная модель позволит определить спектр испускаемых нейтрино, а для точного учета их поглощения в оболочке постоянного сечения недостаточно. Сечение рассеяния с веществом оболочки для энергий выходящих нейтрино от 10 МэВ (много больше энергии Ферми электронов оболочки) оказывается пропорциональным энергии нейтрино [34].

Уравнение состояния  $P_{\rm m} = P_{\rm m}(\rho, \varepsilon_{\rm m}, Y_e)$  ядра в статистическом равновесии со свободными нуклонами:  $(A_i, Z_i) \rightleftharpoons (A_i - Z_i)n + Z_i p$ , дает связь химических потенциалов  $\mu_i = (A_i - Z_i)\mu_n + Z_i\mu_p);$ "число электронов" Y<sub>e</sub> определяется из кинетики нейтронизации  $\frac{\partial Y_e}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla Y_e = \dot{Y}_e(\rho, T_m, \varepsilon_v)$ . Ограничиваясь упрощенным описанием кинетики вместо всех реакций слабого взаимодействия, принимаем время релаксации  $Y_e$ :  $\dot{Y}_e = -(c\sigma_0(n_n + n_p))(Y_e - C\sigma_0(n_n + n_p))$  $-Y_e^{eq}(\rho, T(\rho, \varepsilon)))$  к  $\beta$  равновесию  $Y_e^{eq}(\rho, T)$  из работы [43], где рассмотрены только две реакции,  $e^{-} + p \rightarrow n + v$  и  $e^{+} + n \rightarrow p + \tilde{v}$ , со свободным выходом нейтрино. Расширение этой модели, количественно применимой только в прозрачной области около нейтриносферы, на непрозрачную область оправдывает малость диффузии нейтрино в непрозрачной области. Для  $\ln(Y_e^{eq})^{-1}$  прибли-женно применима линейная интерполяция по переменной  $Z = \ln \rho / T^3$  в интервале  $(Y_{e,\min}, Y_{e,0})$ . В работе [37] с малым допустимым значением  $Y_{e,\min} = 0.001$  получалась переоцененная нейтронизация в непрозрачной области, сопровождаемая уменьшением химического потенциала электронов при росте плотности в центре. В данных расчетах минимальное значение числа электро-

нов на нуклон  $Y_e^{eq}$  ограничено снизу величиной 0.05, что воспроизводит химический потенциал электронов в 2D задаче на рис. 1 как в сферически симметричном расчете коллапса с точным расчетом реакций слабого взаимодействия [34].

Для электронов используется уравнение состояния ультрарелятивистских пар  $k_{\rm B}T \ll \rho \epsilon/m_n$ ,

$$\mu_{e} \gg m_{e}c^{2}: \frac{Y_{e}\rho}{m_{p}} = \frac{1}{2\pi^{2}} \left(\frac{kT}{\hbar c}\right)^{3} (\mu_{e}^{3} + \pi^{2}\mu_{e}), P_{e} = \left(\frac{4}{3} - 1\right)\rho\epsilon_{e} = \frac{1}{12\pi^{2}(\hbar c)^{3}} \left(\mu_{e}^{4} + 2\pi^{2}\mu_{e}^{2}(k_{B}T)^{2} + \frac{7}{15}\pi^{4}(k_{B}T)^{4}\right).$$

В качестве начальных данных принята связь давления и плотности как в политропе  $P \propto \rho^{1+1/n}$  с индексом n = 3, соответствующему ультрарелятивистским электронам с небольшим начальным вращением. Закон вращения выбран в виде постоянного отношения центробежной силы к силе тяжести ( $\alpha = \text{const} - \text{обобщение твердотельного}$  вращения для несжимаемой жидкости) из [51]. Отношение полярного радиуса  $r_p$  к экваториальному  $r_{eq}$  выбрано 0.9, энергия вращения получилась 1.25% от гравитационной. Небольшое вращение обеспечивает аксиальную симметрию и способствует выделению крупномасштабной конвекции, как было показано в 3D расчетах с учетом переноса нейтрино без учета их спектра [32].

Политропная начальная модель содержит три независимых физических параметра, например гравитационная постоянная *G*, центральная плотность  $\rho_0$  и экваториальный радиус  $r_{eq}$ . Для выбранной центральной плотности  $\rho_c = 2 \times 10^{12}$  г · см<sup>-3</sup> для заданной типичной массы коллапсирующего ядра  $1.4 M_{\odot}$  политропа дает экваториальный радиус  $r_{eq} = 2.68 \times 10^7$  см, гравитационную энергию  $E_{gr} = -2.93 \times 10^{52}$  эрг, энергию вращения  $E_k/(-E_{gr}) = = 0.0125$ , момент импульса  $J_z = 9.87 \times 10^{48}$  эрг · с.

Выбранный закон дифференциального вращения (угловая скорость зависит от цилиндрического радиуса) позволяет рассматривать сколь угодно большие энергии вращения, вплоть до тонкого диска, достижимые только в конце сжатия, когда, после потерь энергии на нейтринное излучение, гравитационная сила в основном удерживается центробежной силой. С другой стороны, в начале гравитационного коллапса для ядра звезды с радиусом ~10<sup>9</sup> см следовало выбрать твердотельное вращение политропы n = 3, поскольку процессы горения в массивной звезде сопровождаются конвекцией, и происходит вырав-



**Рис. 1.** Химический потенциал электронов в начале расчетов ( $t \approx 0$ ) и в конце ( $t_f = 11.72$  мс) 2D расчетов в экваториальной плоскости.

нивание угловой скорости. Пространственное распределение плотности в политропе n = 3 получается достаточно рыхлым, и максимально сильное твердотельное вращение для нее возможно при достижении на экваторе первой космической скорости с энергией вращения  $E_{\rm k}/(-E_{\rm gr}) = 0.009$ и моментом импульса 6.4×10<sup>49</sup> эрг с [52]. Поэтому выбранное дифференциальное вращение в постановке задачи уже на стадии коллапса импульса можно считать слабым относительно максимально возможного. Для рыхлой конфигурации политропы n = 3 при твердотельном вращении роль центробежной силы велика к краю звезды, в случае принятого в начале расчетов дифференциального закона вращения отношение центробежной силы к силе тяжести во всей экваториальной плоскости постоянно в точности, как для жесткого уравнения состояния несжимаемой жидкости. Эффекты вращения затрагивают центральную область, конвекция в которой нас интересует.

#### Для заданных профилей плотности и давления

надо пересчитать параметры T,  $Y_e = Y_e^{eq}(\rho, T)$  с температурой  $T = T(\rho, \epsilon = 3P/\rho)$ , обеспечивающие начальное равновесие (без учета потерь энергии нейтрино) в момент времени t = 0 (см. рис. 2). Выбранная центральная плотность в начальном равновесии соответствует уже продолжающемуся коллапсу реального ядра звезды.

Малый начальный радиус позволяет обойтись меньшей неподвижной эйлеровой расчетной сеткой. Требуется разрешить формирование нейтронной звезды с радиусом ~10 км. В реальности коллапс начинается при радиусе звезды ~ $10^8$  см, однако начальная стадия потерь энергии нейтрино продолжается несколько секунд и значительно превышает газодинамическое время ( $G\rho$ )<sup>-1/2</sup> даже для малой начальной центральной плотности ~ $10^9$  г см<sup>-3</sup> [34].

В результате реконструкции решения в 2D задаче мы получаем тот же снижающийся в центре профиль энтропии ds/dr < 0 (см. рис. 2), как в сферически симметричном расчете коллапса с большим реалистичным начальным радиусом [34]. Спадающий профиль возникает из-за нейтронизации. Нейтронизация уменьшает число электронов Y<sub>e</sub>, и удельная энергия из электронного компонента переходит к нуклонам. Дополнительно рис. 2 показывает переход показателя адиабаты  $\Gamma \equiv (\rho c_s^2 / P)$  от релятивистских электронов, 4/3, к нуклонам, 5/3 при высокой плотности ~10<sup>13</sup> г · см<sup>-3</sup>. В задаче о коллапсе [34] мы получали две предположительно неустойчивые области для конвекции (если использовать критерий устойчивости Шварцшильда  $\frac{ds}{dr} < 0$  без учета нейтрино). Первая область вблизи центра звезды суще-



**Рис. 2.** Вверху – начальная модель ( $t \approx 0$ ) и окончание расчетов ( $t_f = 11.72$  мс) в экваториальной плоскости в 2D расчетах. Зависимости плотности  $\rho$  (сплошные линии) и температуры T (штриховые линии) от радиуса. Внизу – зависимости энтропии на нуклон  $s/k_B$  (сплошные линии), числа электронов  $Y_e$  (штриховые линии) и показателя адиабаты  $\Gamma$  (пунктирные линии) от радиуса.

ствует в течение ≥10 мс. Области соответствует спадающей профиль энтропии на рис. 2. Вторая узкая область формируется вблизи аккрецирующей ударной волны и существует длительное время. Другой критерий возникновения конвекции для газовой динамики с химическим превращением (нейтронизация вещества происходит за газодинамическое время) есть критерий устойчивости Леду [53, 54]. Критерий Леду не учитывает перенос нейтрино, который оказывается важным.

для большой части политропы (расчетная область ограничена  $r \le 0.6r_{eq}$ ) в предположении аксиальной симметрии  $\partial/\partial \phi = 0$ , и плоскости симметрии  $\theta = \pi/2$ . Для учета спектра нейтрино используется логарифмическая сетка из 15 интервалов до 40 МэВ. Пространственная сетка при приближении к началу координат сгущается по угловой переменной, а при расчете по явной схеме дей-

Для расчетов 2D задачи в сферических коорди-

натах ( $r, 0 < \theta < \pi/2$ ) использовалась сетка  $60 \times 30$ 

ствует ограничение Куранта на временно́й шаг  $\Delta t \lesssim \Delta r \Delta \theta / (c_s + |v|)$ . Скиннер и др. [41] использовали менее подробную сетку по углам при приближении к началу координат, объединяли интервалы по углам. Мы же в своих расчетах сетку не меняли, а дробили временные шаги интегрирования по углам на несколько при приближении к началу координат, т.е. огрубляли описание в угловом направлении вблизи начала координат.

Граничные условия задачи. На внешней границе заданы непротекание вещества и гладкая стенка, нейтрино свободно покидают расчетную область. В данном расчете мы не претендуем на описание сброса оболочки, а если бы ставили такую цель, то выбрали достаточно большую расчетную область, ограниченную гладкой стенкой для вещества, чтобы контролировать результаты счета. Масса сохраняется с машинной точностью, потери полной энергии, связанные с неточностью гидродинамического описания в условиях гравитации на конечной сетке, много меньше потерь энергии нейтрино, несохранение *z*-компонента момента импульса также связано с ошибками аппроксимации (присутствуют "схемная" вязкость и трение слоев вещества) и не превышает долей процента в методе даже для нескольких оборотов вещества в случае сильного вращения [29]. В данном расчете вращение слабое, в формирующейся нейтронной звезде из-за потерь энергии нейтрино угловая скорость выходит на значение 0.4 мс, получается менее одного оборота в центральной части за все время расчетов.

Вычислительная сложность задачи заключается в малых газодинамических скоростях вещества и звука в сравнении со световой скоростью переноса нейтрино только в прозрачной области,  $\Delta t \lesssim \Delta r/(c_s + |v|)$ . Хотя диффузия и обмен энергиями с нейтрино считаются по неявной схеме, нет возможности за один временной шаг просчитать перенос нейтрино через несколько пространственных интервалов расчетной сетки без потери точности. Непрозрачная область не ограничивает временные шаги явной газодинамической схемы. На практике временной шаг газовой динамики выбирается из требования ограниченного числа временны́х шагов неявной схемы, описывающей перенос энергии нейтрино на один газодинамический шаг. Это требование автоматически приводит к условию временно́го шага  $\Delta t \lesssim \Delta r/c$  в прозрачной области, в которой энергию переносят нейтрино со световой скоростью, а не все вещество (его газодинамическая скорость и скорость звука много меньше скорости света). Другая особенность задачи – использование консервативной схемы при наличии большого вырождения электронов. В каждом объеме пространственной сетки для построения консервативной схемы мы используем объемные плотности энергии вещества и спектральной плотности энергии нейтрино. Это решает проблему непрозрачной области, в которой временные шаги определяют газодинамический перенос и скорость звука, и нет нужды рассчитывать многократное испускание и поглощение нейтрино. Однако при небольшой ошибке в определении энергии вещества получается большая погрешность в определении температуры, так что можно попасть в физически недопустимую область параметров ядерного статистического равновесия  $(\rho, \rho \epsilon, Y_e)$ . На практике на использованной расчетной сетке удается просчитать развитие неустойчивости для сильного вырождения µ<sub>e</sub> ~ 60 МэВ при температуре  $kT \lesssim 10$  МэВ. Наконец, газовая динамика включает перенос числа электронов на нуклон Y<sub>e</sub> вместе с веществом – это естественная независимая переменная для лагранжева описания задачи на сетке, движущейся с веществом [34]. Оказалось, высокое разрешение эйлеровой схемы на неподвижной сетке не всегда обеспечивает получение физически допустимых параметров ( $\rho, \rho \epsilon, Y_e$ ) в переходной области нейтронизации между железом и свободными нуклонами для уравнения состояния ядерного статистического равновесия, если в качестве независимой переменной использовать число электронов на нуклон У. А использование для независимой переменной разницы концентраций электронов и позитронов  $\Delta n_e$  в уравнении (2) эту проблему снимает.

Линии уровня плотности на рис. 3 в момент времени t = 11.72 мс показывают развитие крупномасштабной конвекции за газодинамическое время  $(G\bar{\rho})^{-1/2} = 4$  мс для средней плотности  $\bar{\rho} \approx 10^{11}$  г · см<sup>-3</sup>. При этом происходит перестройка спадающего наружу неустойчивого профиля энтропии (рис. 2). В этой части нейтрино теряются, благодаря необратимой нейтронизации реализуются условия конвекции, близкие к условию Шварцшильда. Расчеты с учетом вращения демонстрируют выделение более длинноволновых возмущений, чем в случае без вращения [30, 31]. В более реалистичном 3D случае вращение способствует выделению тех же самых длинноволновых возмущений [32, 55].

В центральной части с высокой плотностью нейтрино захвачены веществом, нейтронизация обратима, конвекция развивается хуже. С выключенным переносом нейтрино задача является математически строгой задачей об устойчивости. И конвекция во всей расчетной области развивалась за длительное время (100 мс), начинаясь с периферийной разреженной области. Пересчет удельной энтропии в предположении быстрой релаксации числа электронов  $Y_e$  к равновесному



**Рис. 3.** Линии уровня плотности в плоскости y = 0 ( $\phi = 0$ ) в задаче о коллапсе массы 1.4  $M_{\odot}$  с учетом переноса нейтрино и их спектра в моменты t = 11.72 мс (вверху) и t = 12.59 мс (внизу) для параметров  $\lg \rho_{\min} = 7$ ,  $\lg \rho_{\max} = 13$ ,  $\Delta \lg \rho = 0.1$ , единица плотности г · см<sup>-3</sup> демонстрируют развитие крупномасштабной конвекции.

значению *Y*<sup>eq</sup> убирает неустойчивый профиль энтропии.

Важный результат расчетов – это спектральный поток нейтрино  $dL/d\epsilon$  вблизи нейтриносферы  $r = 5.5 \times 10^6$  см (см. рис. 4). 2D расчет демонстрирует повышение средней энергии нейтрино в сравнении с 1D [34] в 1.5 раза. Спектр уходящих нейтрино становится жестче в сравнении со сферически симметричным расчетом из-за конвекции в центральной области с высокоэнергичными нейтрино, запертыми оптически плотным веществом в 1D. Максимум спектральной светимости достигается при 18 МэВ. Как показывает приведенный на рис. 1 профиль химического потенциала электронов (и близкого к нему химического потенциала нейтрино в непрозрачной области), энергия выходящих частиц примерно соответствует максимальным значениям химиче-

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 1 2022

ского потенциала в конвективной области, не затрагивающей центр с высоким химическим потенциалом ≈60 МэВ.

Сравнивая результаты данной работы с современными газодинамическими моделями (без учета магнитного поля) зарубежных авторов, следует отметить использование в 3D моделях упрощенного переноса нейтрино вместо решения уравнений Больцмана. Авторы Мирфи, Микин, Барроуз, Жанг, Котч, Отт, Радис используют более точное уравнение состояния при ядерных плотностях, полный набор реакций взаимодействия нейтрино с веществом, иногда включают эффекты ОТО, которые не важны при размерах формирующейся прото-нейтронной звезды десятки километров. Основной упор этих моделей делается на объяснение сброса оболочки без детального объяснения физики процессов. В частности, ключевой вопрос о масштабе конвекции в обла-



**Рис. 4.** Спектральная нейтринная светимость при коллапсе,  $dL/d\epsilon$  в момент t = 11.72 мс вблизи нейтриносферы  $r = 5.5 \times 10^6$  см.

сти аккреции и выводах о сбросе оболочки СН оказывается зависящим от принятой размерности математической задачи. В 2D моделях [20, 21] взрыв СН получается одновременно с крупномасштабной конвекцией. В более реалистичной 3D постановке [24, 25] конвекция в области аккреции остается мелкомасштабной, а необходимого энерговложения в оболочку предсверхновой часто не происходит [26]. В нашем анализе это означает недостаточное влияние мелкомасштабной конвекции в 3D постановке прежде всего на энергию выходящих нейтрино. И наши расчеты коллапса в 3D с учетом переноса нейтрино наглядно показывают, что небольшое начальное вращение превращает 3D задачу в 2D постановку и снимает проблему развития крупномасштабных возмущений [32].

Аксиально симметричные расчеты Доленс, Барроуз, Жанг, Накамура, Вартанян [21, 56] демонстрируют средние энергии нейтрино 12–20 МэВ и светимость нейтрино на десятки процентов выше, чем в сферически симметричной модели. Напомним, что в сферически симметричной модели искусственного повышения средней энергией нейтрино до величины 30 МэВ было бы достаточно для объяснения СН даже при неизменной светимости нейтрино [35, 36]. Большинство 3D моделей [24, 25] сосредоточены на анализе развития неустойчивости, а спектров нейтринного излучения не дают. Однако в последнее время появились работы о возможности регистрации нейтрино от коллапсирующих сверхновых, для чего расчет спектра нейтрино обязателен. Если при взрыве последней близкой СН1987А в соседней галактике в 1987 г. было зарегистрировано несколько нейтринных событий. связанных с последующей вспышкой света от взрыва сверхновой (фотоны возникают из расходящейся по веществу протяженной предсверхновой звезды ударной волны, и наблюдаются позже нейтрино из гравитационном коллапса компактной центральной массы 1.4  $M_{\odot}$ ), то современные установки с большим количеством рабочего вещества обещают в тысячу раз большее количество регистраций нейтринных событий от близкой сверхновой и даже возможность регистрации нейтрино от далеких коллапсирующих сверхновых на расстоянии 100 кпк, например Супер-Камиоканда [57]. Рассчитанная нейтринная светимость (полная энергия сравнима с гравитационной энергией нейтронной звезды. испускается несколько секунд) вместе со спектром нейтрино (типичные средние энергии от 10 до 20 МэВ), дает отклик детектора в зависимости от расстояния до Земли. Темп регистрации нейтринных событий оказывается различим для рассчитанных моделей коллапса с разными спектрами нейтрино. Но неопределенность в расчете нейтринных осцилляций вносит неопределенность в предсказание темпа нейтринных событий. Так, средние энергии нейтрино на уровне 5-10 МэВ дают существенно меньший темп регистрируемых событий и всегда оказываются отличимы от нейтрино 15 МэВ (мало энергичные нейтрино тяжелее регистрировать), а средние энергии нейтрино 30 МэВ могут оказаться неотличимы от нейтрино 15 МэВ [57]. Мы же утверждаем, что ключом проверки модели крупномасштабной конвекции является возможность отличить в эксперименте средние энергии нейтрино 15 МэВ от 30 МэВ. Просто регистрации нейтринных событий для проверки теории взрыва недостаточно, нужен спектр нейтрино. Оказывается спектр нейтрино, проинтегрированный по времени, даже при допустимости нейтринных осцилляций можно воспроизвести с помощью регистрации нейтрино на нескольких типах детекторов [58].

#### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена крупномасштабная конвекция в задаче о коллапсе ядра звезды со слабым вращением с учетом переноса нейтрино и их спектра. Конвекция возникает в центральной части за газодинамическое время ~10 мс благодаря неравновесной нейтронизации при выходе нейтрино из этой области. Выделению длинноволновой моды способствует небольшое начальное вращение, поскольку начальная конфигурация отличается от сферической. Полученное значение средней энергии нейтрино 15 МэВ в 1.5 раза превышает значение сферически симметричных расчетов и в соответствующее число раз увеличит энергию, передаваемую от нейтрино расширяющейся оболочке. Этот эффект существенный для объяснения взрыва СН.

Уточнение модели относилось к расчету нейтронизации при высокой плотности. В расчетах удалось воспроизвести правильное увеличение химического потенциала электронов при росте центральной плотности, как при полном учете кинетики слабых взаимодействий в сферически симметричном расчете [34], за счет коррекции минимального значения равновесного числа электронов на нуклон. Имеют место два эффекта при высокой плотности вещества – смещение в сторону обратимой нейтронизации и рост химического потенциала электронов. Первый эффект подавляет развитие крупномасштабной конвекции, а второй эффект должен увеличивать средние энергии уходящих нейтрино. В итоге решения задачи с существенным отличием от публикации [37] получились прежние энергии уходящих нейтрино: средняя энергия ~15 МэВ с максимумом нейтринной светимости при ~18 МэВ. Таким образом, вблизи формирующейся нейтриносферы в области неравновесной нейтронизации реализуются условия устойчивости газовой динамики Шварцшильда. А в самом центре с запертыми нейтрино с высоким химическим потенциалом ≥60 МэВ нейтронизация обратима, конвекция подавлена в соответствии с критерием Леду.

Учет процессов взаимодействия нейтрино с оболочкой в нашей модели осложнен значительным увеличением времени счета пропорционально кубу числа энергетических интервалов в неявной схеме, описывающей реакции слабого взаимодействия. Вероятно, для объяснения сброса оболочки сверхновой с вложением необходимой энергии 10<sup>51</sup> эрг важно как увеличение средней энергии, так и рост светимости из-за крупномасштабной конвекции.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (Проект 20-11-20165).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. K. Nomoto and M. aki Hashimoto, Phys. Rep. 163, 13 (1988).
- 2. *S. Chandrasekhar and E. A. Milne*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **91**, 456 (1931).
- 3. *W. A. Fowler and F. Hoyle*, Astrophys. J. Suppl. **9**, 201 (1964).
- 4. V. S. Imshennik and D. K. Nadezhin, Astrophys. Space Sci. Rev. 8, 1 (1989).
- 5. H. A. Bethe, Rev. Modern Physics 62, 801 (1990).
- H.-T. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martínez-Pinedo, and B. Müller, Phys. Rep. 442, 38 (2007), arXiv:astro-ph/0612072.
- 7. V. S. Imshennik and D. K. Nadezhin, Sov. J. Experim. Theoret. Phys. 36, 821 (1973).
- 8. D. K. Nadezhin, Astrophys. Space Sci. 49, 399 (1977).
- 9. S. W. Bruenn, Astrophys. J. Suppl. 58, 771 (1985).
- 10. L. Dessart, A. Burrows, E. Livne, and C. D. Ott, Astrophys. J. 673, L43 (2008), arXiv:0710.5789 [astro-ph].
- 11. F. D. Swesty and E. S. Myra, Astrophys. J. Suppl. 181, 1 (2009).
- B. Müller, H.-T. Janka, and H. Dimmelmeier, Astrophys. J. Suppl. 189, 104 (2010), arXiv:1001.4841 [astroph.SR].
- 13. A. Mezzacappa and S. W. Bruenn, Astrophys. J. 405, 637 (1993).
- 14. A. Mezzacappa and S. W. Bruenn, Astrophys. J. 405, 669 (1993).
- 15. A. Mezzacappa and S. W. Bruenn, Astrophys. J. **410**, 740 (1993).
- A. Mezzacappa, M. Liebendörfer, O. E. Messer, W. R. Hix, F.-K. Thielemann, and S. W. Bruenn, Phys. Rev. Lett. 86, 1935 (2001), arXiv:astro-ph/0005366.
- E. J. Lentz, A. Mezzacappa, O. E. B. Messer, M. Liebendörfer, W. R. Hix, and S. W. Bruenn, Astrophys. J. 747, id. 73 (2012), arXiv:1112.3595 [astro-ph.SR].
- M. Herant, W. Benz, W. R. Hix, C. L. Fryer, and S. A. Colgate, Astrophys. J. 435, 339 (1994), arXiv:astroph/9404024.

- A. Burrows, J. Hayes, and B. A. Fryxell, Astrophys. J. 450, 830 (1995), arXiv:astro-ph/9506061.
- 20. J. W. Murphy and C. Meakin, Astrophys. J. 742, id. 74 (2011), arXiv:1106.5496 [astro-ph.SR].
- 21. J. C. Dolence, A. Burrows, and W. Zhang, Astrophys. J. 800, id. 10 (2015), arXiv:1403.6115 [astro-ph.SR].
- 22. S. M. Couch and C. D. Ott, Astrophys. J. 778, id. L7 (2013), arXiv:1309.2632 [astro-ph.HE].
- A. Wongwathanarat, E. Müller, and H.-T. Janka, Astron. and Astrophys. 577, id. A48 (2015), arX-iv:1409.5431 [astro-ph.HE].
- 24. S. M. Couch and C. D. Ott, Astrophys. J. **799**, id. 5 (2015), arXiv:1408.1399 [astro-ph.HE].
- D. Radice, C. D. Ott, E. Abdikamalov, S. M. Couch, R. Haas, and E. Schnetter, Astrophys. J. 820, id. 76 (2016), arXiv:1510.05022 [astro-ph.HE].
- 26. A. Burrows and D. Vartanyan, Nature 589, 29 (2021), arXiv:2009.14157 [astro-ph.SR].
- 27. V. M. Chechetkin, S. D. Ustyugov, A. A. Gorbunov, and V. I. Polezhaev, Astron. Letters 23, 30 (1997).
- 28. I. V. Baikov, V. M. Suslin, V. M. Chechetkin, V. Bychkov, and L. Stenflo, Astron. Rep. 51, 274 (2007).
- 29. A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin, Astron. Rep. 60, 655 (2016).
- A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin, Astron. Rep. 62, 251 (2018).
- V. M. Chechetkin and A. G. Aksenov, Phys. Atomic Nuclei 81, 128 (2018).
- 32. A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin, Astron. Rep. 65, 916 (2021).
- 33. V. M. Suslin, S. D. Ustyugov, V. M. Chechetkin, and G. P. Churkina, Astron. Rep. 45, 241 (2001).
- A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin, Astron. Rep. 56, 193 (2012).
- 35. A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin, Astron. Rep. 58, 442 (2014).
- 36. I. V. Baikov and V. M. Chechetkin, Astron. Rep. 48, 229 (2004).
- 37. A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin, Astron. Rep. 63, 900 (2019).

- 38. A. G. Aksenov, Comp. Math. and Math. Physics 55, 1752 (2015).
- 39. G. Vereshchagin and A. Aksenov, Relativistic Kinetic Theory With Applications in Astrophysics and Cosmology (Cambridge University Press, 2017).
- 40. A. G. Aksenov, Astron. Letters 24, 482 (1998).
- 41. M. A. Skinner, J. C. Dolence, A. Burrows, D. Radice, and D. Vartanyan, Astrophys. J. Suppl. 241, id. 7 (2019).
- 42. A. G. Aksenov and V. M. Chechetkin, Astron. Rep. 62, 834 (2018).
- 43. G. S. Bisnovatyi-Kogan, Astrophysics 55, 387 (2012), arXiv:1203.0997 [astro-ph.HE].
- 44. V. S. Imshennik and V. M. Chechetkin, Soviet Astron. 14, 747 (1971).
- 45. *R. M. Bionta, G. Blewitt, C. B. Bratton, D. Casper, and A. Ciocio, Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494 (1987).
- 46. K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, M. Nakahata, and Y. Oyama, Phys. Rev. Lett. 58, 1490 (1987).
- E. N. Alekseev, L. N. Alekseeva, V. I. Volchenko, and I. V. Krivosheina, Sov. J. Experim. Theoret. Phys. Lett. 45, 589 (1987).
- 48. *R. Schaeffer, Y. Declais, and S. Jullian*, Nature **330**, 142 (1987).
- 49. A. G. Aksenov, V. F. Tishkin, and V. M. Chechetkin, Math. Models Computer Simulations 11, 360 (2019).
- 50. A. G. Aksenov, Astron. Lettets 25, 185 (1999).
- 51. A. G. Aksenov and S. I. Blinnikov, Astron. and Astrophys. **290**, 674 (1994).
- 52. A. G. Aksenov, S. I. Blinnikov, and V. S. Imshennik, Astronomicheskii Zhurnal 72, 717 (1995).
- 53. P. Ledoux, Astrophys. J. 105, 305 (1947).
- 54. G. S. Bisnovatyj-Kogan, Physical problems of the theory of stellar evolution (Moscow: Nauka, 1989).
- 55. *S. Chandrasekhar and N. R. Lebovitz*, Astrophys. J. **138**, 185 (1963).
- 56. *H. Nagakura, A. Burrows, and D. Vartanyan*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **506**, 1462 (2021).
- 57. K. Abe, P. Adrich, H. Aihara, R. Akutsu, et al., Astrophys. J. 916, 15 (2021).
- H. Nagakura, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 500, 319 (2021), arXiv:2008.10082 [astro-ph.HE].

## О ГИГАНТСКИХ ИМПУЛЬСАХ РАДИОПУЛЬСАРОВ

© 2022 г. И. Ф. Малов<sup>1, \*</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пущинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пущино, Россия

> \**E-mail: malov41@mail.ru* Поступила в редакцию 26.05.2021 г. После доработки 07.09.2021 г. Принята к публикации 28.09.2021 г.

Проанализированы параметры пульсаров с обнаруженными в них гигантскими импульсами (ГИ) и известные модели, предложенные для описания феномена ГИ. Для таких пульсаров оценены значения углов между магнитным моментом и осью вращения нейтронной звезды. Этот параметр важен в целом ряде анализируемых моделей. Отмечается, что вполне вероятно не существует единой модели для объяснения всех особенностей ГИ. Наиболее перспективными для описания ГИ представляются модель Конторовича и модель Мачабели и соавторов. В первой из них ГИ формируются в вакуумном зазоре вблизи поверхности нейтронной звезды. Существование такого зазора и наличие в нем электрических полей считается сегодня общепринятым. Вторая модель использует для объяснения ГИ нелинейные процессы в плазме при генерации дрейфовых волн на периферии магнитосферы пульсара. Появление таких волн, по-видимому, тоже может считаться неизбежным, и их роль в наблюдаемых явлениях может быть существенной. Необходима более детальная разработка каждой из рассмотренных выше моделей, чтобы выводы об их роли в формировании ГИ были более определенными. Эта задача представляется тем более актуальной в свете возможности использования феномена ГИ для объяснения быстрых радиовсплесков.

*Ключевые слова:* нейтронные звезды, радиопульсары, магнитосферы, гигантские импульсы **DOI:** 10.31857/S0004629922010054

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из нерешенных проблем в исследованиях радиопульсаров остается природа их гигантских импульсов (ГИ). Они были впервые обнаружены в пульсаре В0531+21 в Крабовидной туманности как в главном импульсе (МР), так и в интеримпульсе (IP) [1-3]. Детальный анализ особенностей ГИ в пульсаре В0531+21 был выполнен в работах [4-8]. Многочастотные наблюдения от декаметрового до сантиметрового диапазона (от 23 МГц до 15.1 ГГц) позволили выявить целый ряд характерных свойств ГИ. Эти импульсы оказываются намного мощнее среднего импульса пульсара. Максимальная пиковая плотность потока на частоте 2.1 ГГц достигает значений в 670 тыс. янских, что соответствует яркостной температуре  $T_{\rm b} > 10^{38}$  К. Ширина ГИ значительно меньше, чем v среднего импульса и на частоте 1.665 ГГц оказывается меньше 30 наносекунд. ГИ на долготе МР в PSR B0531+21, по-видимому, состоят из десятков-сотен неразрешенных всплесков. Наблюдается сильная линейная и круговая поляризация ГИ, которая в МР составляет 30-50%, а в ІР достигает временами 100%. Аналогичные особенности ГИ наблюдаются во втором по мощности ГИ пульсаре В1937+21 [9]. Пиковая плотность потока на частоте 1.65 ГГц в них достигает 65 тыс. янских и яркостной температуры  $T_{\rm b} > 5 \times 10^{39}$  К. Степень поляризации ГИ может быть порядка десятков процентов. В [9] предлагается связать появление ГИ с электрическими разрядами вблизи поверхности нейтронной звезды.

В настоящее время из более чем 2800 пульсаров, включенных в пополняемый каталог радиопульсаров ATNF [10], ГИ обнаружены всего у 18 объектов, включая и те из них, где отнесение мощных деталей к классу ГИ еще остается под вопросом. ГИ представляют собой вспышечные спорадические явления, для которых характерны перечисленные ниже свойства.

• Большие плотности энергии (до 10<sup>15</sup> эрг/сек) [11].

• Малые длительности, до нескольких наносе-кунд [12].

• Наличие круговой поляризации обоих зна-ков [13].

• Очень высокие яркостные температуры (до 10<sup>41</sup>) [12]. Интенсивности ГИ могут быть в тысячи раз выше, чем у средних импульсов.

PSR	<i>P</i> (c)	Частота (МГц)	<i>R</i> <sub>lum</sub> (мЯн кпс <sup>2</sup> )	$B_{\rm LC}$ (Fc)	$S_{\rm gp}/S$	<i>W</i> <sub>10</sub> (мс)	β (град)	Ссылки
J0034-0721	0.9429	40	55.17	7.02	400	104.5	12	[17]
J0218+ 4232	0.0023	610	466.36	$31.21 \times 10^{5}$		(7.5)	(5)	[18]
J0304+ 1932	1.3876	111	14.79	4.76	69	73.4	25	[19]
J0529-6652*	1.0249	610	_	39.7		50	28	[22]
J0534+ 2200	0.0331	40-8300	2200.00	$9.8 \times 10^{5}$	$5 \times 10^4$	4.7	85	[2, 4, 7, 13, 38]
J0540-6919*	0.05	1390	_	$3.62 \times 10^5$	5000	(38.8)	(3)	[21, 22]
J0653+ 8051	1.214	111	35.90	1.4		419	41	[23]
J0659+ 1414	0.3849	111	0.54	766	630	300	19	[24]
J0814+ 7429	1.2922	70-103	14.74	2.05		89.5	19	[34]
J0953+ 0755	0.2530	111	27.25	141	490	20.6	19	[25, 26]
J1115+ 5030	1.6564	111	10.16	4.24	80	35.0	90	[27]
J1136+ 1551	1.1879	111	35.52	1.9	86	41.8	40	[28]
J1239+ 2453	1.3824	111	77.62	4.14	65	60.6	31	[29]
J1752+ 2359	0.4091	111	32.13	71.1	320	11	72	[30]
J1823-3021A	0.0054	685	2342.56	$2.52 \times 10^5$		1.6	5	[32]
J1824-2452A	0.0030	1510	1210.00	$7.41 \times 10^{5}$	1700	0.98	13	[31]
J1939+ 2134	0.0016	111-5500	2940.00	$1.02 \times 10^6$	600	0.09	79	[9, 33, 38]
J1959+ 2048	0.0016	610	59.86	$3.76 \times 10^5$		0.065	90	[18]
	PSR J0034-0721 J0218+ 4232 J0304+ 1932 J0529-6652* J0534+ 2200 J0540-6919* J0653+ 8051 J0659+ 1414 J0814+ 7429 J0953+ 0755 J1115+ 5030 J1136+ 1551 J1239+ 2453 J1752+ 2359 J1823-3021A J1824-2452A J1939+ 2134 J1959+ 2048	PSRP (c)J0034-07210.9429J0218+ 42320.0023J0304+ 19321.3876J0529-6652*1.0249J0534+ 22000.0331J0540-6919*0.05J0653+ 80511.214J0659+ 14140.3849J0814+ 74291.2922J0953+ 07550.2530J1115+ 50301.6564J1136+ 15511.1879J1239+ 24531.3824J1752+ 23590.4091J1823-3021A0.0054J1939+ 21340.0016J1959+ 20480.0016	PSR $P(c)$ $\begin{array}{c} \mbox{Vactora}\\(M\Gamma\mu) \end{array}$ J0034-07210.942940J0218+42320.0023610J0304+19321.3876111J0529-6652*1.0249610J0534+22000.033140-8300J0540-6919*0.051390J0653+80511.214111J0659+14140.3849111J0814+74291.292270-103J0953+07550.2530111J115+50301.6564111J1136+15511.1879111J1752+23590.4091111J1823-3021A0.0054685J1824-2452A0.00301510J1939+21340.0016111-5500J1959+20480.0016610	PSR $P(c)$ $\begin{array}{c} \mbox{Yactora} (M\Gamma \mu) \\ (M\Gamma \mu) \end{array}$ $\begin{array}{c} \mbox{R_{lum}} \\ (M\Pi \pi \kappa \pi c^2) \end{array}$ J0034-07210.94294055.17J0218+42320.0023610466.36J0304+19321.387611114.79J0529-6652*1.0249610 $-$ J0534+22000.033140-83002200.00J0540-6919*0.051390 $-$ J0653+80511.21411135.90J0659+14140.38491110.54J0814+74291.292270-10314.74J0953+07550.253011127.25J1115+50301.656411110.16J1136+15511.187911135.52J1239+24531.382411177.62J1752+23590.409111132.13J1823-3021A0.00546852342.56J1824-2452A0.003015101210.00J1939+21340.0016111-55002940.00	PSR $P(c)$ $\frac{\text{Yactotra}}{(M\Gamma \mu)}$ $\frac{R_{\text{lum}}}{(M^{9}H \ K\Pi c^{2})}$ $B_{\text{LC}}$ ( $\Gamma c$ )J0034-07210.94294055.177.02J0218+ 42320.0023610466.3631.21 × 10^{5}J0304+ 19321.387611114.794.76J0529-6652*1.0249610-39.7J0534+ 22000.033140-83002200.00 $9.8 \times 10^{5}$ J0540-6919*0.051390- $3.62 \times 10^{5}$ J0653+ 80511.21411135.901.4J0659+ 14140.38491110.54766J0814+ 74291.292270-10314.742.05J0953+ 07550.253011127.25141J1136+ 15511.187911135.521.9J1239+ 24531.382411177.624.14J1752+ 23590.409111132.1371.1J1823-3021A0.00546852342.562.52 × 10^{5}J1939+ 21340.0016111-55002940.001.02 × 10^{6}J1959+ 20480.001661059.863.76 × 10^{5}	PSR $P(c)$ $\frac{\text{Yacrotra}}{(M\Pi \mu)}$ $\frac{R_{\text{lum}}}{(M\Pi H \ K\Pi C^2)}$ $B_{\text{LC}}$ ( $\Gamma c$ ) $S_{\text{gp}}/S$ J0034-07210.94294055.177.02400J0218+ 42320.0023610466.36 $31.21 \times 10^5$ 10304+ 19321.387611114.794.7669J0529-6652*1.0249610-39.710534+ 22000.033140-83002200.009.8 $\times 10^5$ 5 $\times 10^4$ J0540-6919*0.051390-3.62 $\times 10^5$ 500010653+ 80511.21411135.901.4J0659+ 14140.38491110.5476663010953+ 07550.253011127.25141490J1115+ 50301.656411110.164.24801136+ 15511.187911135.521.986J1239+ 24531.382411177.624.14653242.562.52 $\times 10^5$ 1700J1823-3021A0.00546852342.562.52 $\times 10^5$ 170011939+ 21340.0016111-55002940.001.02 $\times 10^6$ 600J1959+ 20480.001661059.863.76 $\times 10^5$ 1700	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$

Таблица 1. Пульсары с гигантскими импульсами

\* Пульсары в Большом Магеллановом Облаке.

• Степенное распределение по энергиям [14] в отличие от гауссова или экспоненциального распределения для нормальных импульсов [15, 16].

• ГИ появляются на долготах МР или ІР.

В настоящее время непонятно, могут ли ГИ появляться у других пульсаров. Однако перечисленные особенности ГИ свидетельствуют о том, что механизм генерации их излучения когерентный и нетепловой и работает он скорее всего по другому сценарию, отличающемуся от механизма генерации регулярных радиоимпульсов.

В табл. 1 приведены данные о пульсарах с зарегистрированными ГИ, которые мы будем использовать в дальнейшем. В некоторых моделях оказывается важной величина угла между магнитным моментом, отождествляемым в настоящее время с осью конуса наблюдаемого излучения, и осью вращения пульсара. В следующем разделе мы обсудим возможность оценки этого угла. ческую тригонометрию, можно получить следующее уравнение:

$$\cos\theta = \cos\beta\cos\zeta + \sin\beta\sin\zeta\cos\frac{\Phi_{\rm p}}{2}.$$
 (1)

Здесь  $\theta$  — угловой радиус конуса излучения, который в модели полярной шапки отождествляется с конусом открытых силовых линий дипольного магнитного поля,  $\beta$  и  $\zeta$  — углы между осью вращения нейтронной звезды, осью конуса излучения и лучом зрения наблюдателя, соответственно,  $\Phi_p$  — угловая ширина наблюдаемого импульса. Для вычисления трех неизвестных углов ( $\theta$ ,  $\beta$  и  $\zeta$ ) необходимо составить еще два описывающих их уравнения. Самую простую оценку угла  $\beta$  можно получить, предположив, что луч зрения проходит через центр конуса излучения, т.е.

$$\beta = \zeta. \tag{2}$$

В этом случае из (1) следует, что

$$\sin\beta = \frac{\sin\frac{\theta}{2}}{\sin\frac{\Phi_{\rm p}}{2}}.$$
 (3)

#### 2. УГЛЫ МЕЖДУ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ И ОСЬЮ ВРАЩЕНИЯ

В распространенной модели геометрии магнитосферы пульсара (рис. 1) [35], используя сфери-



Рис. 1. Геометрия конуса излучения в модели полярной шапки.

В дальнейшем будем полагать, что

$$\Phi_{\rm p} = W_{10},\tag{4}$$

где  $W_{10}$  — угловая ширина наблюдаемого импульса по уровню 10%.

Будем также считать, что единственной причиной, вызывающей наблюдаемое уширение импульса по сравнению с реальным размером конуса излучения  $\theta$ , является приближение конуса к оси вращения пульсара, т.е. уменьшение угла  $\beta$ . Тогда реальный размер конуса соответствует  $\beta = 90^{\circ}$ , при этом видимая ширина для конкретного пульсара будет минимальной. Построив зависимость  $W_{10}(P)$ по наблюдательным данным и проведя на ней нижнюю границу ( $W_{10}$ )<sub>min</sub>(P), положим

$$\theta = \frac{(W_{10})_{\min}}{2}.$$
 (5)

Окончательно для оценки угла <br/> β получим выра-<br/>жение

$$\sin\beta = \frac{\sin\frac{(W_{10})_{\min}}{4}}{\sin\frac{W_{10}}{4}}.$$
 (6)

 $W^{\circ} = 360^{\circ} \frac{W}{P},$ 

нии учитывалось соотношение

чтобы перевести ширину импульса из временной меры в градусную.

Используя значения  $W_{10}$  из табл. 1, построим зависимость, приведенную на рис. 2. При построе-

Переведя приведенные в табл. 1 ширины импульсов в градусную меру, мы вычислили значения углов  $\beta$  по формуле (6). Они приведены в девятом столбце этой таблицы. Нужно сделать одно замечание. Вообще говоря, ширина импульса зависит от частоты, и, поскольку данные табл. 1 получены на разных частотах, необходимо было бы исследовать эту зависимость для нашей выборки. Однако, во-первых, выборка очень бедная, во-вторых, зависимость W от частоты для известных пульсаров неоднозначна [36], и, в-третьих, мы хотим оценить  $\beta$  для всех пульсаров из табл. 1, поэтому при построении рис. 2 указанными тонкостями пренебрегалось. В результате для нижней границы нашей выборки получим

$$(W_{10}^{\circ})_{\min} = 8.375^{\circ} P(c)^{-0.114}.$$
 (8)

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 1 2022

(7)



Рис. 2. Зависимость ширины импульса от периода для исследуемой выборки.

Как показал дополнительный анализ, если использовать ланные только на частоте 111 МГи. на которой были проведены измерения у 10 из 18 пульсаров, то уравнение нижней границы практически совпадает с (8). Необходимо также подчеркнуть, что для разных выборок радиопульсаров, используемых в целом ряде работ, зависимости  $(W_{10}^{\circ})_{\min}(P)$  могут существенно отличаться. Поэтому в каждом конкретном случае такая зависимость должна строиться особо. Кроме того, для двух пульсаров в каталоге ATNF нет значений  $W_{10}$ , но есть  $W_{50}$ . Построив зависимость  $W_{10}$  ( $W_{50}$ ) (рис. 3), мы оценим и  $W_{10}$ . Соответствующие оценки приведены в табл. 1 в скобках. В дальнейшем мы будем использовать вычисленные нами значения β. Подчеркнем, что эти значения для большей части пульсаров представляют собой нижние пределы реальных углов, поскольку при их вычислении предполагалось, что единственная причина, увеличивающая наблюдаемую ширину импульса по сравнению с реальной шириной конуса  $\theta$ , связана с приближением конуса излучения к оси вращения пульсара, и не учитывались другие факторы, искажающие реальную ширину этого конуса.

Прямая на рис. 3 описывается уравнением:

$$W_{10}(\text{MCeK}) = (1.84 \pm 0.22) W_{50}(\text{MCeK}) + (5.64 \pm 4.90)$$
(9)

при коэффициенте корреляции K = 0.92.

Перейдем теперь к обсуждению моделей, предложенных для описания особенностей исследуемых объектов.

#### 3. МОДЕЛЬ ИСТОМИНА

В работе [37] предложена модель для объяснения ГИ в пульсарах B0531+21 и B1937+21. Эти источники имеют большие магнитные поля  $B_{LC}$ вблизи светового цилиндра (см. табл. 1). Если считать магнитное поле дипольным вплоть до границы магнитосферы, то индукцию магнитного поля на расстоянии от поверхности нейтронной звезды, где скорость твердотельного вращения сравнивается со скоростью света, называемом радиусом светового цилиндра

$$r_{\rm LC} = cP/2\pi,\tag{10}$$

можно оценить, используя выражение:

$$B_{\rm LC} = B_{\rm s} (R_*/r_{\rm LC})^3.$$
 (11)

Здесь  $B_{\rm s}$  — поле на поверхности нейтронной звезды,  $R_{\rm s}$  — ее радиус. Для указанных двух пульсаров  $B_{\rm LC}$  оказывается порядка 10<sup>6</sup> Гс. Кроме того, у них есть еще одна особенность. У обоих наблюдаются интеримпульсы, свидетельствующие о больших наклонах магнитного момента нейтронной звезды к ее оси вращения (большой угол  $\beta$ ). В работе [38] другими методами были действительно получены значения  $\beta = 85^{\circ}$  для B0531+21 и 79° для



Рис. 3. Зависимость между ширинами импульса по уровням 50 и 10%.

В1937+21. Они и приведены в табл. 1. В этом случае структура магнитосферы становится аномальной (рис. 4), поскольку плотность зарядов [39]

$$\rho_{\rm GJ} = -\frac{\Omega \mathbf{B}}{2\pi c} \tag{12}$$

обращается в нуль на полюсах дипольного поля. Магнитосфера разделяется на 4 сектора с разными знаками электрического заряда, и силовая линия магнитного поля, выходя с одного полюса с зарядом  $\rho_{GJ}$ , попадает на другой полюс с зарядом противоположного знака. В результате на концах этой силовой линии возникает разность потенциалов. Выполненные в работе [37] расчеты показали, что электроны и позитроны, двигаясь вдоль такой силовой линии с одного полюса на другой, приобретают энергию ү mc<sup>2</sup> с лоренц-фактором  $\gamma \approx 6 \times 10^9$  для пульсара в Крабе и  $\gamma \approx 1.5 \times 10^9$  для PSR B1937+21. При этом плазма вблизи светового цилиндра оказывается неустойчивой по отношению к пересоединению магнитных силовых линий, которое сопровождается электрическим разрядом и ускорением частиц. В результате двухпотоковой неустойчивости происходит увеличение амплитуды альвеновских волн. При этом возможна трансформация энергии волн в радиоизлучение с плотностью энергии порядка 10<sup>10</sup> эрг/см<sup>3</sup> и характерной частотой около 10<sup>9</sup> Гц для PSR B0531+21 и B1937+21 (в то время, как в

долгопериодических пульсарах эта частота оказывается порядка 10<sup>6</sup> Гц).

Для двух исследованных пульсаров вычисленная частота близка к циклотронной частоте около светового цилиндра, что позволяет ожидать в них большую круговую поляризацию, которая, как было уже отмечено, действительно наблюдается.

При определенных предположениях о параметрах в области пересоединения в рамках предложенной модели можно объяснить и степенные распределения энергии ГИ в PSR B0531+21 и B1937+21.

Таким образом, эта модель может объяснить целый ряд характерных особенностей пульсаров с ГИ. Однако для ее реализации должны выполняться два условия: сильные магнитные поля на световом цилиндре и большие значения угла  $\beta$ . У семи пульсаров в табл. 1  $B_{\rm LC} \sim 10^5 - 10^6$  Гс, но кроме двух пульсаров, рассмотренных Истоминым, только еще один пульсар J1959+2048 относится к ортогональным ротаторам. Следовательно, для объяснения других объектов необходимо привлекать альтернативные модели.

#### 4. МОДЕЛЬ ПЕТРОВОЙ

В работе [40] предлагается объяснить появление ГИ в пульсарах индуцированным комптоновским рассеянием радиоизлучения вторичных частиц, движущихся с ультрарелятивистскими



Рис. 4. Модель магнитосферы пульсара с магнитным моментом, ортогональным оси вращения.

скоростями вдоль открытых силовых линий магнитного поля. При этом пучки таких частиц, излучающих на разных частотах, расположены в разных областях магнитосферы и имеют различное направление. Анализ кинетического уравнения, описывающего процесс индуцированного рассеяния, показал, что должна происходить перекачка энергии от пучка с низкой частотой к пучку с более высокой частотой. Этот процесс сопровождается уменьшением углового размера последнего пучка и заметным усилением интенсивности его излучения. Такое увеличение носит экспоненциальный характер и при разумных оценках инкремента усиления обеспечивает отношение интенсивности ГИ к средней интенсивности импульса в сотни-тысячи раз. Предложенный механизм реализуется при определенных условиях. Периоды вращения пульсаров должны быть достаточно короткими. Конкретные оценки сделаны для PSR B1937+21 и B0531+21, и предполагается, что аналогичные условия существуют в PSR B0540-69 и в B1821-24 – источниках с короткими периодами. При гауссовом распределении концентрации частиц и начальной интенсивности можно объяснить степенное распределение интенсивности ГИ.

Привлекательность описываемой модели заключается в том, что она работает на умеренных расстояниях от поверхности, внутри магнитосферы пульсара, не требует перестройки магнитосферы и предполагает, что как обычные, так и гигантские импульсы генерируются одним и тем же механизмом.

Однако, как и в случае модели Истомина, она применима лишь к некоторым из перечисленных в табл. 1 объектам. Требованию малости периода удовлетворяют, кроме уже упомянутых, еще три пульсара: J0218+4232, J1823-3021А и J1959+2048. Остальные пульсары требуют для объяснения ГИ других моделей. Кроме малости периода, модель Петровой предполагает также большие светимости описываемых пульсаров. Посмотрим, как отвечают этому требованию источники в табл. 1. Распределение условных "монохроматических" светимостей R<sub>lum</sub> из каталога ATNF представлено в верхней части рис. 5. Оно бимодально, на нем действительно резко выделяются пульсары с короткими периодами. Лучше, конечно, оперировать интегральными радиосветимостями, которые могут быть вычислены по формулам работы [41]:

$$\log L = (1.03 \pm 0.03) \log R_{\rm lum} + (26.46 \pm 0.07) \quad (13)$$

для пульсаров с периодами *P* > 0.1 с и

$$\log L = (0.82 \pm 0.15) \log R_{\rm lum} + (28.08 \pm 0.29) \quad (14)$$

при P < 0.1 с. Соответствующее распределение приведено на рис. 5 внизу. Как видно из этого рисунка, пульсары с короткими периодами действительно оказываются более мощными радиоизлучателями ( $\langle \log L \rangle = 30.50$ ), чем долгопериодические объекты ( $\langle \log L \rangle = 27.77$ ).

Однако, как уже было сказано, большая часть источников табл. 1 не может быть описана этой моделью, и приходится обращаться к другим возможностям.

Процессы самофокусировки в турбулентной неоднородной плазме в приложении к пульсарам рассматривались неоднократно (см., например, [42, 43]. Они могут приводить к коллапсу волн с образованием волнового пакета малых пространственных размеров или к появлению довольно стабильных солитонов. В этом случае может генерироваться сильное узконаправленное излучение. Так, Хэнкинс и соавт. [13] рассматривали ГИ в пульсаре B0531+21 как результат конверсии электростатической турбулентности через коллапс нелинейных волновых пакетов. В [44] показано, что комптоновское рассеяние может приводить к значительному увеличению интенсивности излучения. Однако в применении к объяснению ГИ пульсаров работа Петровой может считаться наиболее детальной и обстоятельной.

#### 5. МОДЕЛЬ КОНТОРОВИЧА

Рассматривавшиеся в предыдущих разделах модели работали либо на умеренных расстояниях от поверхности нейтронной звезды, либо вблизи светового цилиндра. Конторович [45] предложил объяснение особенностей ГИ процессами в вакуумном зазоре около поверхности (рис. 6). Зазор рассматривается им как резонатор генерируемых в нем волн и излучений, магнитосферная плазма играет роль стенок, ограничивающих "резонатор".

Центральная часть полярной области вблизи магнитной оси и щели на границе открытых силовых линий представляют собой "волноводы", обеспечивающие выход сформировавшегося в зазоре излучения к наблюдателю. Косвенным подтверждением мощных колебаний в зазоре может служить корреляция между радио- и гамма-излучением, возникающим благодаря комптоновскому рассеянию мощного низкочастотного излучения на ускоренных электронах. Другим проявлением колебаний в зазоре могут послужить ГИ. Само излучение возникает при разрядах в вакуумном зазоре. Объяснение микроструктуры ГИ может быть связано с непосредственным излучением индивидуальных разрядов, выходящим, минуя плазму, через щели и волновод. Это позволяет объяснить как наносекундные длительности, так и наблюдаемую круговую поляризацию ГИ. С этой точки зрения ГИ представляют собой прямое высвечивание излучения из зазора через просветы в магнитосфере, а за тонкую наносекундную структуру ответственно излучение отдельных разрядов. Локализация фазы ГИ определяется выходом излучения через волноводы. В пульсаре В1112+50 ГИ располагаются в центре среднего импульса [27]. Это в рассматриваемой модели может соответствовать выходу излучения через "волновод" вблизи от магнитной оси пульсара. Если фаза ГИ соответствует "краю" среднего импульса, то это может быть связано с выходом излучения через боковые щели, и возможно как запаздывание ГИ по сравнению со средним профилем (В1937+21) [14], так и опережение (Ј1823-3021А) [31] в зависимости от того, через левую или правую щель на границах открытых силовых линий выходит ГИ. Тонкая структура ГИ может объясняться дискретностью разрядов, видимых через просветы. Корреляция локализации ГИ и жесткого излучения [12] объясняется тем, что оба типа излучения возникают при тех же процессах ускорения частиц и выходят через те же самые волноводы. Круговая поляризация обоих знаков объясняется особенностями пробоя в вакуумном



**Рис. 5.** Распределение каталожных (вверху, в единицах мЯн × кпк<sup>2</sup>) и интегральных (внизу) радиосветимостей исследуемых пульсаров.

зазоре. Кулоновское поле расталкивания зарядов в пучке разряда создает ортогональное к магнитному электрическое поле. За счет дрейфа в скрещенных полях это приводит к вращению струи разряда вокруг своей оси и, соответственно, круговой поляризации генерируемых волн. Знаки вращения и круговой поляризации противоположны для электронов и позитронов, а благодаря дрейфу канал разряда превращается в своеобразный вихрь, напоминающий известные смерчи, но, в отличие от гидродинамической природы обычных смерчей, описанный вихрь имеет чисто электродинамическое происхождение.

Возможно квантование вращения с условием  $mrV_{0} = n\hbar, \Omega_{n} = n\hbar/mr^{2}$  и тока emBn/c, где n – целое

или полуцелое. Частоты вращения образуют полосы, границы которых определяются внутренним и внешним радиусами смерчей. Радиусу  $r \approx \approx 10^{-5}$  см соответствует частота  $\Omega \approx 10^{10}$  с<sup>-1</sup>. Такая структура могла бы объяснить частотные полосы, наблюдаемые в спектре ГИ PSR B0531+21. Степенные распределения мощности ГИ означают степенную зависимость вероятности появления просвета от его площади. Оценки показывают, что в рамках этой модели можно объяснить мощности излучения порядка  $10^{15}$  эрг/см<sup>3</sup>. Рассматриваемая модель качественно описывает некоторые особенности ГИ. Необходимо ее развитие для объяснения различий в характеристиках ГИ у разных пульсаров с учетом влияния периода, угла



Рис. 6. Схема полярной шапки и вакуумного зазора пульсара. Рисунок из работы [47].

наклона, скорости потерь вращательной энергии и других параметров.

#### 6. ПЛАЗМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ПЕРИФЕРИИ МАГНИТОСФЕРЫ

Кроме Истомина попытку описать ГИ в пульсаре В0531+21 процессами на периферии магнитосферы предприняли Лютиков [46] и группа китайских теоретиков [47]. Их основной целью было объяснить циклотронным резонансом наблюдаемые спектральные полосы в ГИ этого пульсара. Однако использованная Лютиковым исходная модель магнитосферы (рис. 1 в его работе) не применима к исследованному им пульсару. На этом рисунке представлена соосная геометрия. в то время как пульсар в Крабе по всем признакам принадлежит к ортогональным ротаторам. В этом случае магнитосфера должна иметь вид, приведенный на нашем рис. 3, и вся структура силовых линий и сопутствующих им процессов должна сильно отличаться от соосного случая. В [47] использована геометрия с умеренным значением угла  $\beta$  (дается ссылка на работу [48] с  $\beta = 45^{\circ}$ , хотя приведенный в [47] рисунок построен, как и у Лютикова, для малого угла β). Если β ~ 90°, магнитный экватор будет расположен внутри светового цилиндра и значительная часть рассматриваемых в [46] и [47] областей может находиться от нейтронной звезды на расстояниях больше  $r_{\rm LC}$ ), поэтому все количественные оценки должны быть существенным образом скорректированы. К тому же (еще раз подчеркнем) использованные в [46] и в [47] модели, близкие по своему физическому смыслу, могут быть применимы только к пульсарам с большими значениями  $B_{IC}$ . В [47] все пульсары с ГИ предложено разделить на два типа:

похожие на пульсар в Крабе с большими значениями  $B_{\rm LC}$  (тип I) и с умеренными величинами  $B_{\rm LC} \lesssim 100$  Гс (тип II). Природа источников типа II в этих работах не обсуждается.

В работе [49] нами было предложено для объяснения феномена ГИ использовать дрейфовые волны, которые могут генерироваться на периферии магнитосферы вблизи светового цилиндра.

Вблизи поверхности нейтронной звезды генерируется электрон-позитронная плазма с одномерной функцией распределения, представленной на рис. 7. Такая плазма неустойчива и может приводить к возбуждению трех типов волн в магнитосфере пульсара – поперечной и двух продольно-поперечных. При этом циклотронно-черенковская неустойчивость приводит к генерации центрального излучения (core emission), а черенковско-дрейфовая – бокового излучения (conal emission). Возбужденные волны распространяются вдоль линий магнитного поля, и частота генерируемых волн для типичных пульсаров попадает в радиодиапазон. Эти неустойчивости возникают во внешних частях магнитосферы вблизи светового цилиндра и приводят к формированию узких импульсов излучения, распространяющихся вдоль силовых линий магнитного поля и быстро покидающих магнитосферу. Вместе с продольными волнами происходит возбуждение и волн, связанных с дрейфом частиц плазмы поперек силовых линий магнитного поля. Эти дрейфовые волны движутся вокруг силовых линий с малой скоростью и долго существуют на периферии магнитосферы в области циклотронного резонанса. Резонансные частицы покидают область взаимодействия с дрейфовыми волнами достаточно быстро (за время порядка  $10^{-3}$  с), но новые частицы непрерывно входят в эту область,



**Рис.** 7. Функция распределения для одномерной электрон-позитронной плазмы в магнитосфере пульсара.

и волны имеют достаточно времени для накопления энергии. Такая энергия затем приходит к наблюдателю в виде радиоизлучения пульсара, формирующегося вследствие изменения направления волн в процессе нелинейного рассеяния. Поскольку дрейфовые волны имеют гораздо больше времени для получения кинетической энергии от частии, чем волны, которые непосредственно покидают магнитосферу, наблюдаются импульсы с высокой интенсивностью. Оценки для индуцированного рассеяния волн на частицах плазмы показывают, что волны могут копить энергию в течение порядка 10<sup>5</sup> с. В этом случае отношение пиковых плотностей потока в ГИ и в обычном среднем импульсе достигает величины ~10<sup>5</sup> для пульсара в Крабовидной туманности. Наблюдения показывают, что ГИ могут появляться в произвольном месте в пределах среднего импульса. Это может быть вызвано возбуждением дрейфовых волн на разных высотах и вокруг разных линий магнитного поля. Тем же эффектом можно объяснить и появление ГИ на разных наблюдаемых частотах и отсутствие заметной корреляции ГИ с эмиссией в более жестких диапазонах. Механизм генерации высокоэнергичного излучения в пульсарах отличается от механизма радиоизлучения и связан с появлением у частиц питч-углов вследствие развития черенковского циклотронного и дрейфового резонансов, включающих синхротронный механизм генерации излучения [50].

Таким образом, дрейфовая модель объясняет целый ряд наблюдаемых особенностей ГИ, по крайней мере, для пульсара в Крабе. Ее развитие для описания объектов II типа представляется перспективным, поскольку генерация дрейфовых волн должна происходить в любых пульсарах. Накопление энергии волнами за счет пролетающих релятивистских частиц тоже, по-видимому, является общим для пульсаров процессом. Необходимо проанализировать, как предложенная схема работает при различных параметрах объектов (разных периодах и, соответственно, размерах магнитосферы, углах между магнитным моментом и осью вращения, скоростях потери вращательной энергии и др.).

Прежде всего посмотрим, как энергия ГИ связана с потерей энергии вращения. На рис. 8 представлена зависимость отношения плотностей потока в ГИ и в среднем импульсе от dE/dt. Как можно было ожидать, наиболее мощные ГИ наблюдаются в пульсарах с наибольшей выделяемой ими энергией. Приведенная на рисунке прямая описывается уравнением

$$\log(S_{\rm gp}/S) = (0.28 \pm 0.04) \log dE/dt - -6.71 \pm 1.37$$
(15)

при коэффициенте корреляции K = 0.91.

Как уже отмечалось, в рассмотренных моделях существенную роль может играть наклон магнитного момента к оси вращения пульсара. Используя вычисленные нами значения угла  $\beta$ , построим зависимость мощности ГИ от sin  $\beta$  (рис. 9). Несмотря на малое число использованных объектов, в этой зависимости намечается бимодальность. Отдельную группу представляют ортогональные ротаторы. Что касается пульсаров с умеренным наклоном осей, то для них мощность ГИ убывает с увеличением наклона (рис. 10):

$$\log(S_{\rm sp}/S) = (-3.28 \pm 0.68) \sin\beta + 3.69 \pm 0.26$$
(16)

при K = -0.89. Ослабление ГИ с увеличением наклона связано с тем, что при этом уменьшается размер магнитосферы пульсара (рис. 11)

$$r_* = r_{\rm LC} / \sin\beta. \tag{17}$$

Инкремент Г усиления дрейфовых волн уменьшается с увеличением угла наклона. Чтобы показать это, используем выражение [49]:

$$\Gamma = \left(\frac{n_{\rm b}}{n_{\rm p}}\right)^{1/2} \frac{\gamma_{\rm p}^{3/2}}{\gamma_{\rm b}^{1/2}} k_{\rm x} u_{\rm x},$$
(18)

где  $n_b$  и  $n_p$  — концентрации электронов в пучке и во вторичной плазме,  $\gamma_b$  и  $\gamma_p$  — их лоренц-факторы,  $k_x$  — волновое число и  $u_x$  — дрейфовая скорость. Для оценки инкремента будем считать, что почти вся энергия первичного пучка передается вторичной плазме:

$$n_{\rm b}\gamma_{\rm b}mc^2 \approx n_{\rm p}\gamma_{\rm p}mc^2.$$
 (19)

Принимаем для концентрации первичного пучка значение [39]

$$n_{\rm b} = \frac{B}{Pce},\tag{20}$$



Рис. 8. Зависимость относительной мощности ГИ от скорости потери энергии вращения.

для дрейфовой скорости и волнового числа — выражения из работы [49]:

$$u_{\rm x} = \frac{c^2 \gamma_{\rm b}}{\omega_{\rm B} \rho},\tag{21}$$

$$k_{\rm x} \sim \frac{3\omega_{\rm p}^2}{2\gamma_{\rm p}^2 c^2}.$$
 (22)

Здесь  $\omega_{\rm B} = \frac{eB}{mc}$  — циклотронная частота,  $\omega_{\rm p} = \left(\frac{4\pi n_{\rm p}e^2}{m}\right)^{1/2}$  — плазменная частота,  $\rho$  — радиус кривизны магнитной силовой линии.

Будем считать, что структура магнитного поля остается дипольной до периферии магнитосферы. В этом случае из зависимости радиуса кривизны от расстояния *r* и полярного угла θ

$$\rho = \frac{r(4 - 3\sin^2\theta)^{3/2}}{3\sin\theta(2 - \sin^2\theta)}$$
(23)

следует, что при приближении к границе магнитосферы, где угол  $\theta$  стремится к 90°,

$$\rho \approx \frac{r}{3}.$$
 (24)

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 1 2022

Учтя все приведенные выше соотношения, получим окончательно для Г следующее выражение:

$$\Gamma = \left(\frac{54\pi c^3 m \gamma_{\rm b} r}{e B_{\rm s} P R_{\rm *}^3}\right)^{1/2}.$$
(25)

Из этого выражения следует, что инкремент возрастает с удалением от нейтронной звезды. Его максимальное значение достигается на границе магнитосферы при  $r = r_*$ :

$$\Gamma = \left(\frac{27c^4 m\gamma_{\rm b}}{eB_{\rm s}R_{\rm *}^3\sin\beta}\right)^{1/2}.$$
(26)

Подставляя сюда  $\gamma_{\rm b}=10^7,~R_*=10^6~{\rm см},~B_{\rm s}=10^{12}~B_{\rm s12}$ и значения фундаментальных постоянных, получим

$$\Gamma = 20 \left( \frac{1}{B_{\rm sl2} \sin \beta} \right)^{1/2},\tag{27}$$

откуда действительно следует, что чем меньше  $sin\beta$ , тем мощнее ожидаются ГИ.

Нужно также учесть, что в рамках дрейфовой модели увеличение наклона приводит к меньшему времени циркуляции дрейфовой волны и, соответственно, меньшему накоплению ее энергии, которая в результате высвечивается в виде ГИ.



Рис. 9. Зависимость относительной мощности ГИ от наклона магнитного момента к оси вращения.



Рис. 10. Зависимость относительной мощности ГИ от наклона магнитного момента к оси вращения для пульсаров с умеренным наклоном.



Рис. 11. Схема магнитосферы пульсара.

Таким образом, дрейфовая модель может объяснить энергетику ГИ в пульсарах с умеренным наклоном осей. Как уже подчеркивалось, для описания ортогональных ротаторов необходимо исследовать поведение плазмы на световом цилиндре, и здесь вполне может работать модель Истомина [37].

#### 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы наблюдаемые параметры пульсаров с известными ГИ. Для них оценены значения углов между магнитным моментом и осью вращения нейтронной звезды. Этот параметр важен в целом ряде предложенных для описания феномена ГИ моделей.

Дается краткое описание известных моделей формирования ГИ.

• Отмеченное во Введении предположение об отсутствии в настоящее время единой модели, описывающей все наблюдаемые особенности пульсаров с ГИ, остается и после рассмотрения предложенных моделей.

• Возможно, что такой единой модели вообще нет и наблюдаемое разнообразие параметров ГИ

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 1 2022

свидетельствует о функционировании разных механизмов их генерации. Тогда каждая из упомянутых выше моделей играет определенную роль в отдельных пульсарах.

• Наиболее перспективными для описания ГИ представляются две модели. Это, во-первых, модель Конторовича, поскольку существование вакуумного зазора вблизи поверхности нейтронной звезды и наличие в нем электрических полей считается сегодня общепринятым. Второй можно рассматривать модель Мачабели и соавт. Генерация дрейфовых волн на периферии магнитосферы пульсара, по-видимому, тоже может считаться неизбежной, и их роль в наблюдаемых явлениях, как было показано выше, может быть существенной.

• Как уже отмечалось, необходима более детальная разработка каждой из рассмотренных выше моделей, чтобы выводы об их роли в формировании ГИ были более определенными.

• Эта задача представляется тем более актуальной в свете возможности использования феномена ГИ для объяснения быстрых радиовсплесков (FRB) [51].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- J. M. Cordes, N. D. R. Dhat, T. H. Hankins, et al., Astrophys. J. 612, 375 (2004).
- S. W. Ellingson, T. E. Clarke, J. Craig, et al., Astrophys. J. 768, 136 (2013).
- 3. *T. H. Hankins, G. Jones, and J. A. Eilek*, Astrophys. J. **802**, 130 (2015).
- 4. С. В. Костюк, В. И. Кондратьев, А. Д. Кузьмин, М. В. Попов, В. А. Согласнов, Письма в Астрон. журн. 29, 440 (2003).
- 5. *М. В. Попов, А. Д. Кузьмин, О. М. Ульянов и др.*, Астрон. журн. **83**, 630 (2006).
- M. Popov, V. Soglasnov, V. Kondratiev, et al., Publ. Astron. Soc. Jap. 61, 1197 (2009).
- 7. *A. Jessner, M. V. Popov, V. I. Kondratiev, et al.*, Astron. and Astrophys. **524**, A60 (2010).
- 8. В. И. Журавлев, М. В. Попов, В. И. Кондратьев и др., Астрон. журн. **88**, 787 (2011).
- V. A. Soglasnov, M. V. Popov, N. Bartel, et al., Astrophys. J. 616, 439 (2004).
- 10. *R. N. Manchester, J. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs*, Astron. J. **129**, 1993 (2005).
- 11. D. H. Staelin and J. M. Sutton, Nature 226, 69 (1970).
- 12. T. H. Hankins and J. A. Eilek. Astrophys. J. 670, 693 (2007).
- 13. T. H. Hankins, J. S. Kern, J. C. Weatherall, and J. A. Eilek, Nature **422**, 141 (2003).
- 14. *M. V. Popov and B. Stappers*, Astron. and Astrophys. **470**, 1003 (2007).
- 15. S. C. Lundgren, J. N. Cordes, M. Ulmer, et al., Astrophys. J. 453, 433 (1995).
- A. Kinkhabvala and S. E. Thorsett, Astrophys. J. 535, 365 (2000).
- A. D. Kuzmin and A. A. Ershov, Astron. and Astrophys. 427, 575 (2004).
- 18. B. C. Joshi, M. Kramer, A. G. Lyne, et al., Proc. IAU Symp. 218, 319 (2004).
- A. N. Kazantsev, V. A. Potapov, and G. B. Safronov, Astron. Tsirk. 1638, 1 (2017).
- F. Crawford, D. Altemose, H. Li, and D. R. Loriner, Astrophys. J. 762, 97 (2013).
- S. Johnston and R. W. Romani. Astrophys. J. Lett. 590, L95 (2003).
- S. Johnston, R. W. Romani, F. E. Marshall, and W. Zhang, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 355, 31 (2004).
- В. М. Малофеев, О. И. Малов, Н. Б. Щеголева, Астрон. журн. 75, 275 (1998).
- 24. *А. Д. Кузьмин, А. А. Ершов.* Письма в Астрон. журн. **32**, 650 (2006).

- 25. Т. В. Смирнова, Астрон. журн. 89, 480 (2012).
- 26. J.-W.Tsai, J. H. Simonetti, B. Akukwe, et al., Astron. J. 149, 65 (2015).
- 27. *А. А. Ершов, А. Д. Кузьмин*, Письма в Астрон. журн. **29**, 111 (2003).
- 28. A. N. Kazantsev and V. A. Potapov, Astron. Tsirk. 1628, 1 (2015).
- 29. *А. Н. Казанцев, В. А. Потапов*, Астрон. журн. **94**, 749 (2017).
- 30. A. A. Ershov and A. D. Kuzmin, Chin. J. Astron. Astrophys. Suppl. 6, 30 (2006).
- 31. H. S. Knight, M. Bailes, R. N. Manchester, and S. M. Ord, Astrophys. J. 625, 951 (2005).
- 32. *R.W. Romani and S. Johnston*, Astrophys. J. Lett. **557**, L93 (2001).
- А. Д. Кузьмин, Б. Я. Лосовский. Письма в Астрон. журн. 28, 25 (2002).
- 34. V. Kondratiev, Proc. IAU Symp. 291, 317 (2012).
- 35. Р. Манчестер, Дж. Тейлор Пульсары (М. "Мир", 1980).
- 36. J. L. Chen and H. G. Wang, Astrophys. J. Supp. 215, id. 11 (2014).
- 37. Ya. N. Istomin, Proc. IAU Symp. 218, 369 (2004).
- 38. И. Ф. Малов, Астрон. журн. 67, 377 (1990).
- 39. P. Goldreich and W. H. Julian, Astrophys. J. 157, 869 (1969).
- 40. S. A. Petrova, Astron. and Astrophys. 424, 227 (2014).
- 41. *И.* Ф. *Малов, О. И. Малов*, Астрон. журн. **83**, 542 (2006).
- 42. *E. Asseo, G. Pelletier, and H. Sol*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **247**, 529 (1990).
- 43. J. C. Weatherall, Astrophys. J. 506, 341 (1998).
- 44. J. C. Weatherall, Astrophys. J. 559, 196 (2001).
- 45. *V. M. Kontorovich*, Journal of Physical Science and Application **5**, 48 (2009).
- 46. *M. Lyutikov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **381**, 1190 (2007).
- W. Wang, J. Lu, S. Zhang, X. Chen, R. Luo, and R. Xu, Science China Physics, Mechanics & Astronomy 62, 979511 (2019).
- 48. Y. J. Du, G. J. Qiao, and W. Wang, Astrophys. J. 748, 84 (2012).
- 49. G. Machabeli, N. Chkheidze, and I. Malov, Astrophys. Space Sci. 364, 40 (2019).
- I. F. Malov and G. Z. Machabeli, Astrophys. J. 554, 587 (2001).
- 51. *M. Lyutikov, L. Burzawa, and S. B. Popov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **462**, 941 (2016).

## О МЕХАНИЗМАХ ТОРМОЖЕНИЯ РАДИОПУЛЬСАРОВ

© 2022 г. И. Ф. Малов<sup>1, \*</sup>, А. П. Морозова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия <sup>2</sup> Пущинский государственный естественно-научный институт, Пущино, Россия \*E-mail: malov41@mail.ru

> Поступила в редакцию 16.06.2021 г. После доработки 30.08.2021 г. Принята к публикации 01.11.2021 г.

Проведен анализ зависимости dP/dt(P) для трех групп пульсаров с различными значениями периода: P > 2 с, 0.1 с < P < 2 с и P < 0.1 с. В рамках предположения о слабом затухании магнитного поля нейтронной звезды в течение эволюции пульсара, а также о медленном изменении со временем угла между ее магнитным моментом и осью вращения сравнивались полученные зависимости dP/dt(P) и предсказания различных моделей замедления вращения пульсара. Показано, что долгопериодические пульсары тормозятся уносом углового момента ускоренными частицами — пульсарным ветром. Оценена средняя мощность ветра  $L_p = 2.3 \, 10^{30}$  эрг/с, необходимая для объяснения наблюдаемой статистической зависимости. Для пульсаров с промежуточными значениями периода необходимо учитывать совместное действие магнитодипольного излучения и пульсарного ветра. Пульсары с P < 0.1 с делятся на три неперекрывающиеся группы: P < 10 мс, P = 16 мс – 100 мс при  $dP/dt > 10^{-16}$ . В первой из них работают вместе магнитодипольное торможение и пульсарным ветром, в третьей – магнитодипольными злачение вращения во второй группе вызвано пульсарным ветром, в третьей – магнитодипольным излучением.

*Ключевые слова:* нейтронные звезды, радиопульсары, механизмы торможения **DOI:** 10.31857/S0004629922020074

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из инструментов, используемых для анализа путей эволюции радиопульсаров, остается исследование положения этих объектов на диаграмме dP/dt(P), которая описывает зависимость производной периода между последовательными импульсами от самого периода. Это связано с тем обстоятельством, что указанные величины измеряются непосредственно в процессе достаточно длительных наблюдений и не связаны с различными предположениями о природе пульсаров и их моделях. Следует отметить, что на значения *dP/dt* и *P* влияет движение пульсаров относительно наблюдателя. Для источников, входящих в двойные системы, эффект Доплера вызывает модуляцию периода. Если пульсар обладает заметной пространственной скоростью, то может быть необходимым введение поправки Шкловского [1], когда из-за изменения расстояния между барицентром солнечной системы и пульсаром со временем растет величина задержки импульса, влияющая на наблюдаемые значения периода и его производной. Чаще всего заметное влияние этого эффекта проявляется в шаровых скоплениях, где велики ускорения пульсаров во

внешнем гравитационном поле. Поэтому при дальнейшем анализе мы исключаем из рассмотрения пульсары в двойных системах и шаровых скоплениях и используем параметры, приведенные в каталоге [2] для остальных объектов.

За время пульсарных исследований предпринималось много попыток объяснить расположение пульсаров на диаграмме dP/dt(P) (см., например, работу [3] и ссылки в ней). Все они, к сожалению, содержат результаты, сильно зависящие от выбранных моделей. Так, в [4] предполагалось экспоненциальное уменьшение магнитного поля и угла β между магнитным моментом и осью вращения. Однако магнитогидродинамические расчеты [5] показали, что β уменьшается по степенному закону (обратно пропорционально корню из возраста). Существование значительного числа пульсаров с каталожными возрастами до миллиардов лет свидетельствует о достаточно медленном затухании поля, по крайней мере, у заметной части пульсаров. Кроме того, существуют механизмы дополнительной генерации поля в процессе эволюции пульсара [6, 7]. В работе [8] при анализе диаграммы dP/dt(P) затухание магнитного поля считалось несущественным, тормо-



Рис. 1. Зависимость производной периода от периода для 150 радиопульсаров с P > 2 с (рисунок из работы [10]).

жение вращения всех нейтронных звезд приписывалось магнитодипольному излучению, а реальный возраст пульсаров приравнивался к их характеристическому возрасту. Последние два момента предполагают, что вся эволюция пульсара связана с дипольным излучением намагниченной нейтронной звезды, т.е. скорость потери энергии вращения приравнивается к мощности магнитодипольного излучения:

$$-I\Omega\frac{d\Omega}{dt} = \frac{B_s^2 R_*^6 \Omega^4 \sin^2\beta}{6c^3},$$
 (1)

где  $\Omega = 2\pi/P$  — угловая скорость вращения нейтронной звезды с радиусом  $R_*$ , I — ее момент инерции,  $B_s$  — индукция магнитного поля на магнитных полюсах, c — скорость света. Характеристический возраст

$$\tau = \frac{P}{2dP/dt} \tag{2}$$

вычисляется в рамках этой же модели в предположении о том, что период пульсара при его рождении (в момент t = 0) значительно меньше его современного значения. В настоящее время существуют сомнения в справедливости этого предположения.

Изменения параметров пульсаров с их возрастом приводят к искривлению их эволюционных треков на диаграмме dP/dt(P), но как начальные распределения параметров, так и их эволюция до сих пор остаются предметом многочисленных исследований и дискуссий.

Мы предлагаем здесь рассмотреть наблюдаемые зависимости dP/dt(P), разделив упомянутую диаграмму на полосы по величине периодов пульсаров. Такой подход обусловлен тем, что интервал между импульсами почти во всех моделях отождествляются с периодом вращения нейтронной звезды и его эволюция во времени связана с замедлением такого вращения. Анализ наблюдаемой эволюции позволит сделать выводы о механизмах торможения.

#### 2. ЗАВИСИМОСТЬ *dP/dt(P)* ДЛЯ РАЗНЫХ ИНТЕРВАЛОВ ПЕРИОДОВ

На рис. 1–3 представлены диаграммы dP/dt(P) для трех интервалов периодов: P > 2 с, 0.1 < P < 2 с и P < 0.1 с. Такой выбор обусловлен следующими соображениями. Аномальные рентгеновские пульсары (AXP) и источники с мягким повторяющимся гамма-излучением (SGR) характеризуют-ся периодами P > 2 с [9]. Однако среди вошедших в каталоги "нормальных" радиопульсаров с такими периодами достаточно много объектов, не проявляющих "магнетарной" активности. Зависимость dP/dt(P) для них может быть описана уравнением [10]:

$$\lg dP/dt = (1.67 \pm 0.32) \lg P - 14.92 \pm 0.17.$$
(3)

Вопрос о причинах различного поведения долгопериодических (P > 2 с) пульсаров (в AXP/SGR и не принадлежащих к этой популяции) остается открытым. Мы предполагаем, что возможным определяющим фактором такого отличия является угол наклона магнитного момента к оси вращения. Эта проблема нами поставлена и находится в стадии отдельного исследования.

С другой стороны, нами было показано, что пульсары с P < 0.1 с отличаются от объектов с бо-



**Рис. 2.** Диаграмма dP/dt(P) для радиопульсаров с периодами от 0.1 до 2 с.



**Рис. 3.** Зависимость dP/dt(P) в пульсарах с P < 100 мс.

лее длинными периодами целым рядом особенностей [11, 12]. Они характеризуются различием в целом ряде наблюдаемых параметров.

Эти различия имеют физическое объяснение, связанное с малым размером магнитосфер у пульсаров с P < 0.1 с и отличной от пульсаров с длинными периодами локализацией областей генерации излучения [11]. Поэтому необходимо отдельно проанализировать, каковы зависимости dP/dt(P) в короткопериодических пульсарах.

Объекты с 0.1 < P < 2 с составляют основную массу всех радиопульсаров, и для нее связь между периодом и его производной до сих пор детально не изучена.

Для различных механизмов замедления вращения зависимость dP/dt(P) существенно отличается. Возможные механизмы торможения обсуждаются в [13]. В большей части работ по пульсарам магнитодипольное торможение рассматривается как основной механизм замедления вращения нейтронной звезды. При этом, полагая в уравнении (1)  $B_s \sin\beta = \text{const}$ , приходят к зависимости

$$dP/dt \propto 1/P.$$
 (4)

Полученное нами уравнение (3) не согласуется с такой моделью. Это рассогласование может быть связано с изменением магнитного поля и/или угла между магнитным моментом и осью вращения с возрастом пульсара. При этом индивидуальное торможение магнитодипольным механизмом для отдельного пульсара приводит к статистической зависимости, не описываемой уравнением (4). Вторая возможность объяснения наблюдаемого расхождения зависимостей (3) и (4) связана с тем, что замедление вращения рассмотренных пульсаров обусловлено другими механизмами. Приведенные во введении аргументы свидетельствуют о медленном эволюционном изменении  $B_s$  и  $\beta$ , поэтому посмотрим, можно ли объяснить полученную зависимость в рамках других механизмов торможения.

Наряду с электромагнитным излучением в различных диапазонах во время активной стадии из пульсара выбрасывается в окружающее пространство поток частиц, т.е. угловой момент может уноситься пульсарным ветром. В работе [14] получено уравнение для потери энергии вращения в этом случае:

$$I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = -\frac{L_{\rm p}^{1/2} B R_*^3 \Omega_2}{(6c^3)^{1/2}},$$
 (5)

где  $L_p$  — мощность пульсарного ветра. В периоды, когда параметры нейтронной звезды ( $I \, u \, R_*$ ) остаются неизменными, этот механизм предсказывает зависимость

$$dP/dt = AP. (6)$$

Здесь

$$A = \frac{L_{\rm p}^{1/2} B R_*^3}{I(6c^3)^{1/2}}.$$
 (7)

В пределах 2σ полученное нами уравнение (3) качественно согласуется с зависимостью (6). Оценим, какова должна быть мощность пульсарного ветра для количественного соответствия. Для этого должно выполняться равенство:

$$\lg A = -14.92.$$
(8)

В работе [10] представлено распределение магнитных полей на поверхности пульсаров с P > 2 с. Приведенные в каталоге ATNF поля вычислялись в рамках магнитодипольной модели. Однако, как показали спектральные исследования пульсара B0531+21 [15], наличие гиролинии при энергии 77 кэВ соответствует полю 6.6 × 10<sup>12</sup> Гс, что с точностью до коэффициента порядка единицы близко к полю на магнитном полюсе 7.6 × 10<sup>12</sup> Гс из каталога ATNF. Это дает основание использовать среднее для анализируемой выборки значение ~10<sup>13</sup> Гс, чтобы оценить необходимую мощность пульсарного ветра  $L_p$ .

Полагая  $I = 10^{45}$  г см<sup>2</sup> и  $R_* = 10^6$  см, получаем для согласования (3) и (6) значение  $L_p = 2.3 \times 10^{30}$  эрг/с. Сравнение этой величины с распре-

делением каталожных значений скорости потери энергии вращения

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4\pi^2 I dP/dt}{P^3} \tag{9}$$

для исследуемых пульсаров показывает, что для подавляющего большинства этих объектов  $dE/dt > L_p$  [10], т.е. энергии вращения хватает, чтобы обеспечить наблюдаемую мощность пульсарного ветра.

Для пульсаров с 0.1 c < P < 2 c (рис. 2) зависимость dP/dt от P не видна. Разбиение этого широкого интервала на более узкие показало, что для любых интервалов в рассматриваемых пределах указанной зависимости нет. Интересно, что в таком широком диапазоне значений периода распределение его производной оказывается очень узким (рис. 4). Около 60% всех значений заключено в пределах одного порядка. Это распределение может быть достаточно точно описано гауссианой

$$N = 362 \exp\left\{-\left(\frac{\lg dP/dt + 14.46}{1.82}\right)^2\right\}.$$
 (10)

Среди механизмов, приводящих к замедлению вращения пульсара, есть такой, у которого зависимость между dP/dt и P отсутствует. В работе [16] авторы сделали попытку объяснить ряд особенностей в замедлении вращения с помощью дисковой модели. Они предположили, что окружающий нейтронную звезду реликтовый диск вызывает изменение структуры магнитосферы и торможение пульсара. В этом случае скорость замедления вращения описывается уравнением

$$I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = -\frac{\pi B^2 R_*^6 \Omega^3}{3GM},$$
 (11)

из которого следует, что

$$\frac{dP}{dt} = \frac{2\pi^2 B^2 R_*^6}{3IGM}$$
(12)

не зависит от периода. Однако вряд ли можно ожидать наличие дисков вокруг основной массы пульсаров, поскольку реликтовое вещество со временем рассеивается, и действительно, наблюдения не обнаруживают присутствия таких дисков у подавляющего большинства пульсаров. Поэтому для объяснения полученной диаграммы необходимо искать другие причины. Мы предполагаем, что у основной массы пульсаров работают одновременно два механизма торможения – магнитодипольное излучение и пульсарный ветер. Объединяя уравнения (1) и (5)

$$-I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = \frac{B_s^2 R_*^6 \Omega^4 \sin^2 \beta}{6c^3} + \frac{L_p^{1/2} B R_*^3 \Omega^2}{(6c^3)^{1/2}},$$
 (13)

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 1 2022



**Рис. 4.** Распределение производной периода для пульсаров с 0.1 с < P < 2 с [10].

мы можем при определенных значениях параметров получить как эволюционные треки для отдельных пульсаров в этом интервале периодов, так и статистическую диаграмму, представленную на рис. 2. Предполагая, что потеря энергии вращения поровну обеспечивается этими двумя механизмами и, пренебрегая потерями на радиоизлучение, можем положить для этих пульсаров  $L_p = 0.5 dE/dt = 10^{33}$  эрг/с, поскольку для них среднее значение  $dE/dt \approx 2 \times 0^{33}$  эрг/с [10]. Принимая для момента инерции и радиуса нейтронной звезды стандартные величины  $10^{45}$  г см<sup>2</sup> и 10 км, а для магнитного поля среднее для рассматриваемой группы значение  $10^{12}$  Гс, приходим к уравнению, определяющему зависимость dP/dt(P):

$$\frac{dP}{dt} = 10^{-16} \left( \frac{1.2}{P} + 25P \right). \tag{14}$$

Эта зависимость показана в логарифмическом масштабе жирной линией на рис. 2. Как мы видим, она хорошо вписывается в наблюдаемый массив точек, и, кроме того, средняя величина  $\lg dP/dt = -14.60$  почти точно совпадает с максимумом гистограммы на рис. 4. Полученные результаты свидетельствуют, что предложенная схема может достаточно хорошо объяснить наблюдаемую диаграмму dP/dt(P) для пульсаров с периодами 0.1 с < P < 2 с.

Что касается коротких периодов (рис. 3), то для них намечается существование трех изолированных групп: 1) с периодами меньше 10 мс, 2) с P = 16-100 мс и  $dP/dt < 10^{-16}$  и 3) с P = 16-100 мс и  $dP/dt > 10^{-16}$ . Оказалось, что зависимости dP/dt(P) для них различаются (рис. 5–7)<sup>1</sup>.

Первая группа состоит из нейтронных звезд, раскрученных во время пребывания в двойных системах, а затем продолживших эволюцию как одиночные изолированные источники. К этой группе возможно принадлежат и изначально одиночные нейтронные звезды, образовавшиеся с очень короткими периодами. В них, по-видимому, еще велика эжекция частиц, уносящих значительную часть углового момента, но преобладает магнитодипольное торможение, приводящее к уменьшению производной периода при его увеличении (рис. 5).

Прямая на рис. 5 может быть описана уравнением

$$\frac{\lg dP/dt = (-0.43 \pm 0.34) \lg P(c) - (-0.43 \pm 0.81) \lg P(c) - (-0.43 \pm 0.81) \lg P(c) - (-0.43 \pm 0.81) \lg P(c) - (-0.43 \pm 0.34) \lg P(c) = (-0.43 \pm 0.34) \lg$$

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Следует подчеркнуть, что малое число пульсаров с P < 0.1 сек заставляет считать этот вывод предварительным и требующим своего подтверждения. Однако в современной выборке отчетливо видны два зазора. В первом нет пульсаров с периодами от 9 до 20 мс. Мы считаем, что он отделяет раскрученные в двойных системах объекты от изначально одиночных нейтронных звезд. Второй зазор занимает два порядка по производной периода от  $10^{-17}$  до  $10^{-15}$ . Он, повидимому, отражает бимодальность в значениях dP/dt в момент рождения нейтронной звезды. Его существование еще требует своего подтверждения и объяснения.



**Рис. 5.** Зависимость dP/dt(P) для пульсаров с P < 10 мс.



**Рис. 6.** Зависимость dP/dt(P) для пульсаров с P = 16-100 мс и  $dP/dt < 10^{-16}$ .

при вероятности случайного распределения p = 0.2. Во второй группе (рис. 6) преобладает торможение пульсарным ветром:

$$\lg dP/dt = (1.89 \pm 0.89) \lg P(c) - -16.08 \pm 1.25,$$
(16)

Наконец, в третьей группе с более сильными магнитными полями вновь начинает играть роль магнитодипольное торможение (рис. 7):

$$\lg dP/dt = (-1.02 \pm 0.59) \lg P(c) - -14.84 \pm 0.70,$$
(17)

$$p = 8.8\%$$
.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 1 2022

p = 6.9%.



**Рис.** 7. Диаграмма dP/dt(P) для радиопульсаров с P = 16-100 мс и  $dP/dt > 10^{-16}$ .

О значимости полученных зависимостей (15– 17) можно судить по вероятностям случайного распределения точек на рис. 5–7.

Более детальный анализ популяции короткопериодических пульсаров (P < 0.1 с) можно будет провести только после значительного увеличения их числа, поскольку в настоящее время она включает в себя всего 102 объекта.

#### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ диаграммы dP/dt(P) показал, что наблюдаемые зависимости производной периода от самого периода могут быть описаны в рамках двух механизмов замедления вращения пульсара уноса углового момента релятивистскими частицами, ускоренными в электрическом поле нейтронной звезды ("пульсарным ветром") и магнитодипольного излучения. Роль этих двух механизмов различна в пульсарах с отличающимися периодами.

Долгопериодические пульсары (P > 2 с) замедляются пульсарным ветром. Они, по-видимому, характеризуются малыми значениями угла  $\beta$  между магнитным моментом и осью вращения, что приводит к уменьшению мощности магнитодипольного излучения, но значительно меньше влияет на интенсивность пульсарного ветра. Необходимая для согласования с наблюдениями мощность ветра  $L_p = 2.3 \times 10^{30}$  эрг/с полностью обеспечивается скоростью потери энергии вращения в этой группе пульсаров.

В пульсарах с периодами 0.1 c < P < 2 c, которые могут быть отнесены к объектам умеренного

возраста, а потому и обладающим значительно большими значениями угла  $\beta$ , вклад магнитодипольного излучения становится более заметным. При разумных значениях параметров уравнение, описывающее равный вклад такого излучения и пульсарного ветра в торможение нейтронной звезды, хорошо представляет распределение точек на диаграмме dP/dt (*P*).

Наиболее интересным и неожиданным оказалось распределение точек на исследуемой диаграмме для пульсаров с короткими периодами (P < 0.1 с). Здесь проявились три различные группы. Одна из них с периодами меньше 10 мс принадлежит к нейтронным звездам, раскрученным во время их эволюции в составе двойных систем с заметным магнитодипольным торможением и одновременным влиянием выбрасываемых релятивистских частиц. Пульсары с периодами от 16 до 100 мс делятся на две группы, отличающиеся скоростями изменения периода (dP/dt меньше и больше  $10^{-16}$ ). В одной из них преобладает пульсарный ветер, в другой — магнитодипольное излучение.

Для подтверждения полученных в работе результатов, важных для понимания процессов в магнитосферах пульсаров и их эволюции, необходимо существенное увеличение популяции с периодами P < 0.1 с, а также оценки углов  $\beta$  для рассмотренных групп. Первая задача связана с дальнейшими программами поиска пульсаров с более высокой чувствительностью. Второй авторы намерены заняться в ближайшем будущем. Кроме того, было бы крайне желательно проследить треки индивидуальной эволюции для мощных, хорошо исследованных пульсаров, поскольку выводы настоящей работы основаны на статистических зависимостях и требуют своего подтверждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. И. С. Шкловский, Астрон. журн. 46, 715 (1969).
- R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs, Astron. J. 129, 1993 (2005).
- S. Johnston and A. Karastergiou, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 467, 3493 (2017).
- 4. *T. M. Tauris and S. Konar*, Astron. and Astrophys. **376**, 543 (2001).
- A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and J. G. Li, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 441, 1879 (2014).
- 6. *R. D. Blandford, J. H. Applegate, and L. Hernquist,* Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **204**, 1025 (1983).

- 7. Д. М. Седракян, А. Г. Мовсисян, Астрофизика 24, 279 (1986).
- 8. C.-A. Faucher-Giguere and V. M. Kaspi, Astrophys. J. 643, 332 (2006).
- 9. McGill Online Magnetar Catalog (http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar).
- 10. *И. Ф. Малов, А. П. Морозова*, Астрон. журн. **97**, 714 (2020).
- 11. И. Ф. Малов Радиопульсары (М.: Наука, 2004).
- 12. А. А. Логинов, И. Ф. Малов, Астрон. журн. **91**, 833 (2014).
- 13. *I. F. Malov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **468**, 2713 (2017).
- A. K. Harding, L. Conotopoulos, and D. Kazanas, Astrophys. J. Lett. 525, L125 (1999).
- 15. M. S. Strickman, J. D. Kurfess, and M. M. Johnson, Astrophys. J. 253, 123 (1982).
- F. C. Michel and A. J. Dessler, Astrophys. J. 251, 654 (1981).
# ОБНАРУЖЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ МАГНЕТАРА SGR 1935+2154

© 2022 г. А. Е. Родин<sup>1, \*</sup>, В. А. Федорова<sup>1, \*\*</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пущинская радиоастрономическая обсерватория, Пущино, Россия

\*E-mail: rodin@prao.ru \*\*E-mail: fedorova-astrofis@mail.ru Поступила в редакцию 13.05.2021 г. После доработки 09.08.2021 г. Принята к публикации 28.09.2021 г.

В работе представлены результаты наблюдений магнетара SGR 1935+2154 на частоте 111 МГц на радиотелескопе БСА ФИАН. Для поиска единичных непериодических импульсов использовались данные, записанные в режиме шести частотных каналов с временным разрешением 0.1 с и в полосе приема 110.25 ± 1.25 МГц. В результате анализа данных в период с 1 сентября 2019 г. по 1 марта 2021 г. был обнаружен импульс с мерой дисперсии  $DM = 320 \pm 10$  пк/см<sup>3</sup>, величиной рассеяния  $\tau ~ 340$  мс и флюэнсом f ~ 300 Ян мс. Для поиска периодических импульсов использовались данные, записанные в режиме 32 каналов в полосе приема 109–111.5 МГц в январе-феврале и октябре-декабре 2020 г. В результате в двух сеансах было найдено периодическое излучение с периодом 3.247 с, амплитудой 40 мЯн и мерой дисперсии DM = 320 пк/см<sup>3</sup>.

*Ключевые слова:* пульсары, магнетары, рассеяние радиоимпульсов, фазированные решетки **DOI:** 10.31857/S0004629922010066

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Магнетар представляет собой нейтронную звезду с мощным магнитным полем ~10<sup>13</sup>-10<sup>14</sup> Гс, теоретическое предсказание которой было сделано еще в 1992 г. [1, 2]. В 1979 г. в гамма- и рентгеновском диапазонах был зарегистрирован яркий сигнал, предположительно испущенный источником в Большом Магеллановом Облаке, и по свойствам напоминающий позже открытые магнетары [3]. Первый галактический магнетар, SGR 1900+14, был открыт в 1998 г. при наблюдении мощной вспышки также в гамма- и рентгеновском диапазонах [4].

Предполагалось, что магнетары являются объектами, излучающими только в двух диапазонах гамма и рентгеновском. Но в 1997 г. Кузьминым впервые был зарегистрирован сигнал в радиодиапазоне на частоте 102 МГц от известного источника PSR J0633+1746 (Геминга) [5]. На данный момент ученым известен 31 магнетар [6].

Впервые вспышка от источника SGR 1935+2154 была зарегистрирована в 2014 г. [7]. На космической обсерватории "Chandra" наблюдались пульсации SGR 1935+2154 на уровне 10<sub>ס</sub>, что позволило определить источник как кандидат в магнетары. Объект также наблюдался с помощью аппарата Konus-Wind [8]. Оценка продолжительности импульса, равная 1.7 с, и измерение флюенса ~ $2.5 \times 10^{-5}$  эрг см<sup>-2</sup> позволили отнести источник к объектам, имеющим редкие промежуточные вспышки в мягком гамма-диапазоне. В результате наблюдений остатка галактической сверхновой G57.2+0.8 на частотах 1420 и 408 МГц Козес и др. отождествили его с SGR 1935+2154, поскольку оценка возраста, расстояния, поляризации и спектрального индекса остатка показала, что объекты физически связаны [9]. В ноябре 2019 г. аппарат Konus-Wind зарегистрировал повышенную активность объекта [10]. Пиковая энергия импульсов в гамма-диапазоне достигала 29.4 ± 1.9 кэВ. Вплоть до конца апреля 2020 г. иная вспышечная активность не была зарегистрирована.

27 апреля 2020 г. телескопами Swift и Fermi/GMB были вновь зарегистрированы вспышки от SGR 1935+2154 [11]. Уникальность события состояла в том, что за первые 24 мин наблюдений было зарегистрировано около 35 отдельных импульсов. При более ранних наблюдениях в пик активности регистрировалось всего несколько вспышек. Менее чем через сутки, 28 апреля, от

Параметр	Величина
UTC	2020-09-02 18:14:59
Мера дисперсии, пк/см <sup>3</sup>	$320 \pm 10$
Плотность потока на 111 МГц, мЯн	140
Отношение С/Ш	6.6
Ширина импульса, с	2.2
Величина рассеяния, мс	340
Флюэнс, Ян · мс	300

Таблица 1. Параметры импульса от магнетара SGR 1935+2154

источника на частоте 400-800 МГи радиотелескопом CHIME/FRB впервые было зарегистрировано мощное импульсное радиоизлучение [12]. Оценка меры дисперсии импульса составила  $DM = 332.8 \text{ nk/cm}^3$ , что согласуется с ранее полученными оценками модели плотности электронов на луче зрения в Галактике NE 2001 [13]. Сигнал имел структуру, состоящую из двух импульсов шириной около 5 мс, разделенных временным интервалом около 30 мс. Благодаря дальнейшим наблюдениям SGR 1935+2154 на STARE2 на частоте 1.4 ГГц была зарегистрирована вспышка, флюэнс которой составил >1.5 МЯн мс [14]. Этот факт позволил утверждать, что явления подобного рода хорошо вписываются в модели, описывающие быстрые радиовсплески (FRBs), впервые открытые в 2007 г. и связанные с внегалактическими объектами [15, 16].

Впервые периодическое излучение от SGR 1935+2154 в радиодиапазоне было зарегистрировано радиотелескопом MNC (Medicina Northern Cross) на частоте 408 ± 16 МГц [17]. По этим наблюдательным данным периодический сигнал с мерой дисперсии  $DM = 316 \pm 18$  пк/см<sup>3</sup> и рассеянием порядка 100 мс имеет период P = 3.24760 с. Кроме того, периодическое излучение было обнаружено радиотелескопом FAST на частоте 1.25 ± 0.46 ГГц [18].

Поскольку магнетар SGR 1935+2154 попадает в поле зрения радиотелескопа БСА ФИАН, было принято решение провести мониторинг источника, начиная с сентября 2019 г., по февраль 2021 г. В результате 2 сентября 2020 г. была обнаружена вспышка на частоте 111 МГц, полные характеристики которой приведены в табл. 1.

# 2. АППАРАТУРА

Радиотелескоп БСА ФИАН представляет собой инструмент меридианного типа. Это антенна метрового диапазона волн, имеющая самую высокую мгновенную чувствительность. Рабочий диапазон инструмента 109–111.5 МГц. Флуктуационная чувствительность радиотелескопа в полосе приема составляет 140 мЯн с учетом временно́го разрешения 0.1 с [19]. В качестве регистрирующего устройства используется многоканальный цифровой приемник, благодаря которому запись сигнала ведется в двух режимах. Первый режим записи производится с низким частотным разрешением в шести частотных каналах и полосой приема 415 кГц каждый. В данном режиме временно́й интервал между отсчетами составляет 100 мс. При регистрации сигнала во втором режиме используются 32 частотных канала с полосой приема 78 кГц и временны́м разрешением 12.5 мс. Оба режима формируются цифровым методом процессором БПФ на 512 каналов.

Радиотелескоп БСА ФИАН имеет две диаграммы направленности: стационарную (ДН-3) и управляемую (ДН-1). ДН-3 перекрывает область неба от -9° до 55° по склонению и используется для наблюдения большого числа межпланетных мерцаний компактных радиоисточников. Ширина луча этой диаграммы направленности по половинному уровню зависит от склонения, на котором находится наблюдаемый источник, и расположена в пределах от 24' до 48'. Время прохождения источника через диаграмму направленности составляет 3.3–5.8 мин. ДН-1 используется для наблюдения пульсаров.

Отдельно следует отметить большое поле зрения БСА ФИАН, ~50 кв. гр. Максимальная эффективная площадь антенны составляет 47000 м<sup>2</sup> в зените и уменьшается к горизонту пропорционально  $\cos z$ , где z – зенитное расстояние. Температура собственных шумов системы колеблется в пределах 550—3500 К и зависит от фона неба и сезона наблюдений. Для учета наклона антенны БСА к горизонту и несовпадения нормали к антенне с зенитом вводилась поправка, которая определялась из прохождения мощного радиоисточника 3С241, находящегося в том же луче диаграммы, что и магнетар.

#### 3. НАБЛЮДЕНИЯ МАГНЕТАРА SGR 1935+2154

Для поиска единичных импульсов от магнетара SGR 1935+2154 были использованы данные, записанные в режиме шести частотных каналов с временным разрешением 0.1 с. Поиск импульсов осуществлялся в архивных данных радиотелескопа БСА ФИАН с сентября 2019 г. до марта 2021 г. Всего было проанализировано около 32 ч наблюдений. Из часовой записи выбирался участок, соответствующий прохождению источника через диаграмму направленности БСА. Для наилучшего выделения сигнала на фоне шумов при обработке данных к участку записи применялась методика, при которой данные сворачиваются с



**Рис. 1.** Вверху представлен динамический спектр импульса от магнетара SGR 1935+2154. Внизу – его суммарный профиль. На динамическом спектре на оси ординат приведены значения центральных частот шести частотных каналов, в которых наблюдался источник, более светлые области соответствуют большей амплитуде сигнала, на суммарном профиле импульса – амплитуда, приведенная к единичному значению. На оси абсцисс приведено время в секундах.

шаблоном, по форме соответствующим искомому сигналу, т.е. импульсу с экспоненциальным передним и задним фронтами [20, 21]. Далее проводился визуальный анализ, при котором на динамическом спектре выделялся искомый импульс. Ежедневно источник находился 3.5 мин в поле зрения радиотелескопа.

Для поиска периодического излучения использовались 32-канальные данные с выборкой 12.5 мс. Из записи выделялся участок длиной 16384 отсчета, соответствующий времени прохождения магнетара через диаграмму направленности телескопа. Данные поканально сворачивались с двойным периодом  $2 \times 3.247$  с, в результате чего для дальнейшего анализа формировался динамический спектр. Критерием обнаружения являлось наличие двух импульсов в суммарном профиле, а также характерная колоколообразная форма кривой SNR(*DM*), максимум которой совпадал с измеренной ранее мерой дисперсии.

# 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

За указанный период от магнетара SGR 1935+2154 была зарегистрирована вспышка 2.09.2020 г. [22]. На сегодняшний день диапазон

109–111.5 МГц является самым низкочастотным, на котором обнаружен сигнал от SGR 1935+2154. Измеренная пиковая плотность потока импульса составляет 140 мЯн. Мера дисперсии *DM* равна  $320 \pm 10$  пк/см<sup>3</sup> и в пределах погрешности совпадает со значениями, измеренными ранее [12, 14]. Динамический спектр и профиль импульса приведены на рис. 1. Параметры импульса приведены в табл. 1.

Плотность потока в 140 мЯн является нижним пределом оценки плотности потока, поскольку, как видно из координат, импульс был зарегистрирован на выходе из главного лепестка диаграммы направленности БСА ФИАН. После введения поправок по α и δ и приведения к максимуму диаграммы радиотелескопа значение пиковой плотности потока импульса стало равным ~14.6 Ян.

Еще одним важным результатом является впервые обнаруженное периодическое излучение от магнетара SGR 1935+2154 на частоте 111 МГц. На рис. 2 (вверху) показан динамический спектр при сложении записи с двойным периодом, скомпенсированный за меру дисперсии. Применялось сглаживание с шаблоном шириной 0.22 с. Далее ширина всех импульсов приводится на высоте 1/*e*. На рис. 2 (центр) показан суммарный



**Рис. 2.** Вверху – динамический спектр периодических импульсов магнетара SGR 1934+2154 на 111 МГц, исправленный за меру дисперсии. Более светлые участки соответствуют большей амплитуде сигнала. В центре – суммарный профиль периодических импульсов магнетара. Внизу – зависимость величины "сигнал/помеха" от пробной меры дисперсии.

профиль. Также использовалось сложение с двойным периодом. Интересной особенностью периодического излучения, хорошо видимой на динамическом спектре (рис. 2 (вверху)), является наличие интеримпульса. Он наблюдается в частотных каналах, в которых отсутствует главный импульс.

# 5. ОБСУЖДЕНИЕ

Обнаружение периодического излучения от магнетара SGR 1935+2154 в радиодиапазоне 109—111.5 МГц дает дополнительную возможность сравнения свойств этого объекта с оными в других диапазонах. До этого периодическое излуче-

ние от SGR 1935+2154 было обнаружено на радиотелескопе Medicina Norther Cross [17] на частоте 408 МГц. Наблюдатели сообщают, что измеренный период равен 3.24760(3) с, пиковая плотность потока 4 мЯн, мера дисперсии DM = 316(18) пк/см<sup>3</sup>, рассеяние импульса 72(5) мс. Рассеяние импульса было измерено нами заново из оцифровки приведенного в телеграмме суммарного профиля. Согласно измерениям на 111 МГц пиковая плотность потока периодических импульсов магнетара SGR 1935+2154 за 09– 10.12.2020 г. равна ~40 мЯн, что в комбинации с величиной 4 мЯн на частоте 411 МГц дает спектральный индекс  $\alpha = -1.25$ .

После того как периодическое радиоизлучение было зарегистрировано на радиотелескопе MNC. наблюдатели на телескопе FAST [23] также обнаружили его на частоте 1250 МГц. Но никаких параметров импульса, кроме факта обнаружения периодичности и периода 3.24781(1) с, сообщено не было. В связи с этим мы проанализировали приведенный в телеграмме график, получили средний профиль и измерили ширину импульса, которая оказалась равной 106(5) мс. Так как до настоящего времени полноценного фазового анализа моментов прихода импульсов SGR 1935+2154 не сделано, то определенно следует продолжать наблюдения периодического излучения для последующего определения точных величин периода и его производной.

Величина рассеяния импульсов была измерена многими наблюдателями [17, 24, 25]. и. как и полагается, демонстрирует систематическое увеличение с понижением наблюдательной частоты. Стоит, однако, заметить, что зависимость от частоты сильно отличается от закона  $\tau_{sc} \propto f^{-4}$ , характерного для пульсаров. В табл. 2 приведена ширина импульсов в зависимости от частоты на высоте 1/е относительно максимума по наблюдениям в обсерватории Онсала (OSO) в Швеции и 32 м радиотелескопе в Торуни, Польша. Измерения на 1250, 411 и 111 МГц относятся к периодическим импульсам. Очевидно, что, так как отдельные радиовсплески и периодические импульсы генерируются разными механизмами, то напрямую их сравнивать нельзя. Если описать рассеяние единичных импульсов на 600, 1000, 1324 МГц единым законом, то получим зависимость

$$\log_{10}(\tau_{sc} [ms]) = (3.03 \pm 0.29) - (1.14 \pm 0.10) \log_{10}(f [MHz]),$$
(1)

т.е. заведомо более слабую, чем 4-я степень зависимости от частоты. Причин этому может быть несколько. Первое — это, конечно же, отличие от колмогоровского закона турбулентности и модели тонкого экрана. Вторая причина, как предлагают Кирстен и др. [26], это собственная форма

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 1 2022

**Таблица 2.** Ширина импульсов магнетара SGR 1935+ +2154 на разных частотах

Частота, МГц	Ширина, мс	Ссылка
111	120(13)	БСА, настоящая статья
411	72(5)	MNC [17]
600	0.759(8)	CHIME [24]
1000	0.4(1)	STARE2 [25]
1250	106(5)	FAST [23]
1324	0.313(31)	[26]

Примечание. Ширины импульсов исправлены за дисперсионное уширение в каналах. Приведены ширины как периодических (111, 411, 1250 МГц), так и единичных импульсов (600, 1000, 1324 МГц).

импульса, которая имеет ширину больше, чем величина рассеяния на соответствующей частоте. И, наконец, третья причина, частично пересекающаяся с первой, это наличие оболочки остатка сверхновой, в которой с большой вероятностью находится магнетар.

Попутно отметим, что ширина периодических импульсов равна ~0.03 периода, т.е. лежит в характерном для пульсаров диапазоне и не показывает какой-либо зависимости от частоты. При этом ширина периодических импульсов на 2-2.5 порядка больше ширины одиночных импульсов. Если принять, что наряду с рассеянием импульс имеет собственную ширину, которая определяется размером излучающей области, то получается, что излучение единичных импульсов происходит в областях, размер которых более чем на 2-2.5 порядка меньше области излучения в классическом конусе излучения на той же частоте. Это, по нашему мнению, является убедительным подтверждением различных механизмов генерации.

#### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты данной работы:

1. В период с 1 сентября 2019 г. по март 2021 г. была обнаружена вспышка от магнетара SGR 1935+2154 на частоте 111 МГц.

2. В работе получены динамический спектр и суммарный профиль импульса, а также определены параметры сигнала, которые представлены в табл. 1.

3. В период наблюдений с января по февраль и с сентября по декабрь 2020 г. обнаружено периодическое излучение от указанного магнетара также на частоте 111 МГц, которая является самой низкой частотой наблюдения периодических сигналов от SGR 1935+2154.  В комбинации с измерениями пиковой плотности потока на 406 МГц [17] вычислен спектральный индекс α = -1.25.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. R. C. Duncan and C. Thompson, Astrophys. J. 392, L9 (1992).
- 2. B. Paczynski, Acta Astronomica 42, 1 (1992).
- 3. T. L. Cline, U. D. Desai, G. Pizzichini, B. J. Teegarden, et al., Astrophys. J. 237, L1 (1980).
- K. Hurley, T. Cline, E. Mazets, S. Barthelmy, et al., Nature 397 (6714), 41 (1999).
- A. D. Kuz'min and B. Ya. Losovskii, Astron. Letters 25 (2), 108 (1999).
- 6. S. A. Olausen and V. M. Kaspi, Astrophys. J. Suppl. 212 (1), id. 6 (2014).
- 7. R. Nanda, Chandra proposal ID 15508481 (2014).
- A. V. Kozlova, G. L. Israel, D. S. Svinkin, D. D. Frederiks, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 460 (2), 2008 (2016).
- R. Kothes, X. Sun, B. Gaensler, and W. Reich, Astrophys. J. 852 (1), id. 54 (2018).
- A. Ridnaia, S. Golenetskii, R. Aptekar, D. Frederiks, et al., GRB Coordinates Network, Circular Service № 26242 (2019).
- 11. D. M. Palmer, Astron. Telegram № 13675 (2020).
- 12. *P. Scholz*, Astron. Telegram № 13681 (2020).
- 13. J. M. Cordes and T. J. W. Lazio, arXiv:astro-ph/0207156 (2002).

- 14. C. Bochenek, S. Kulkarni, V. Ravi, D. McKenna, G. Hallinan, and K. Belov, Astron. Telegram № 13684 (2020).
- 15. *Ya. N. Istomin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **478** (4), 4348 (2018).
- D. R. Lorimer, M. Bailes, M. A. McLaughlin, D. J. Narkevic, and F. Crawford, Science, 318 (5851), 777 (2007).
- 17. *M. Burgay, M. Pilia, G. Bernardi, G. Naldi, et al.*, Astron. Telegram № 13783 (2020).
- C. Zhang, J. C. Jiang, Y. P. Men, B. J. Wang, et al., Astron. Telegram № 13699 (2020).
- В. В. Орешко, Г.А. Латышев, И.А. Алексеев, Ю. И. Азаренков, Б. И. Иванов, В. М. Карпов, В. И. Костромин, Труды ИПА 24, 80 (2012).
- 20. V. A. Fedorova and A. E. Rodin, Astron. Rep. 63 (1), 39 (2019).
- 21. V. A. Fedorova and A. E. Rodin, Astron. Rep. 63 (11), 877 (2019).
- 22. *A. Rodin and V. Fedorova*, Astron. Telegram № 14186 (2020).
- 23. *W. Zhu, B. Wang, D. Zhou, X. Dejiang, et al.*, Astron. Telegram № 14084 (2020).
- 24. B. C. Andersen, K. M. Bandura, M. Bhardwaj, A. Bij, et al., Nature 587 (7832), 54 (2020).
- C. D. Bochenek, V. Ravi, K. V. Belov, G. Hallinan, J. Kocz, S. R. Kulkarni, and D. L. McKenna, Nature 587 (7832), 59 (2020).
- 26. F. Kirsten, M. Snelders, M. Jenkins, K. Nimmo, J. van den Eijnden, J. W. T. Hessels, M. P. Gawronski, and J. Yang, Nature Astron. 5, 414 (2021).

# ПЕРВЫЙ ТЕЛЕСКОП РОССИЙСКО-КУБИНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

© 2022 г. Д. В. Бисикало<sup>1, \*</sup>, М. Е. Сачков<sup>1</sup>, М. А. Ибрагимов<sup>1, \*\*</sup>, И. С. Саванов<sup>1</sup>, М. А. Наливкин<sup>1</sup>, С. А. Нароенков<sup>1</sup>, А. М. Фатеева<sup>1</sup>, А. С. Шугаров<sup>1</sup>, Руди Монтеро Мата<sup>2</sup>, Омар Родригес Понс<sup>2</sup>, Марта Р. Родригес Урацука<sup>3</sup>

> <sup>1</sup> Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия <sup>2</sup> Институт геофизики и астрономии, Гавана, Республика Куба <sup>3</sup> Агентство по окружающей среде, Гавана, Республика Куба \*E-mail: bisikalo@inasan.ru \*\*E-mail: mansur@inasan.ru Поступила в редакцию 18.06.2021 г. После доработки 01.11.2021 г. Принята к публикации 01.11.2021 г.

Сообщается о начале работы первого телескопа Российско-Кубинской обсерватории — широкоугольного 20-см робот-телескопа, установленного на оптической станции наблюдательного пункта в Гаване, Республика Куба. Показан общий вид телескопа, описано его навесное оборудование. Продемонстрирован и кратко обсужден "первый свет", полученный на 20-см телескопе. Описаны многозадачные наблюдательные проекты, в которых предполагается использовать упомянутый телескоп РКО. Описана схема комплексирования РФ-Куба и кратко обсуждены ее отличительные особенности.

*Ключевые слова:* астрономическая обсерватория, робот-телескоп, астрометрия, фотометрия **DOI:** 10.31857/S0004629922020013

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время идет процесс возобновления российско-кубинского научно-технического сотрудничества. Международное сотрудничество осуществляется в рамках основополагающего Соглашения между Правительством Российской Федерации и Правительством Республики Куба о научно-техническом и инновационном сотрудничестве от 03.10.2019 г. [1]. В рамках этого сотрудничества исследования в области астрономии рассматриваются как одно (из пяти) приоритетных направлений.

Современное российско-кубинское астрономическое сотрудничество представлено следующими тремя ведущими учреждениями: Институт астрономии РАН (ИНАСАН, Москва, Россия), Институт прикладной астрономии РАН (ИПА РАН, Санкт-Петербург, Россия) и Институт геофизики и астрономии (ИГА, Гавана, Республика Куба). Целью сотрудничества является создание Российско-Кубинской обсерватории (РКО) (см., напр., [2]). Создание РКО предполагается осуществить в два этапа. На первом этапе создается небольшой наблюдательный пункт, расположенный на территории ИГА в Гаване. На втором этапе предполагается создать полнофункциональную действующую обсерваторию в местечке Пикадура, расположенном в 80 км на юго-восток от Гаваны. Наблюдательный пункт и обсерватория будут включать в свой состав две основные станции – оптическую станцию (создается совместно ИНАСАН и ИГА) и колоцированную геодинамическую станцию (создается совместно ИПА РАН и ИГА).

О проектах создания двух упомянутых станций в составе наблюдательного пункта на территории ИГА в Гаване сообщалось в работах [3, 4]. В настоящей работе сообщается о вводе в строй первого оптического телескопа РКО – широкоугольного 20-см телескопа на оптической станции в ИГА. Ниже кратко обсуждается техническое оснащение оптической станции в ИГА, приведено описание 20-см телескопа и его навесного оборудования. Также дано краткое описание наблюдательных проектов и схемы комплексирования РФ-Куба, согласно которым предполагается использовать 20-см телескоп в РКО.

# 2. ОПТИЧЕСКАЯ СТАНЦИЯ В ИГА: 20-СМ ТЕЛЕСКОП, ПЕРВЫЙ СВЕТ

Общий вид наблюдательного пункта в ИГА приведен на рис. 1. На изображении показаны 1-этажное помещение на территории ИГА,



**Рис. 1.** Слева: общий вид российско-кубинского наблюдательного пункта в ИГА. На крыше 1-этажного помещения размещаются автоматизированный купол с 20-см телескопом оптической станции (в правой части крыши) и приемник колоцированной геодинамической станции (на бетонном столбике в левой части крыши). Справа: снимок широкоугольного 20-см робот-телескопа, установленного в куполе оптической станции.

предоставленное для создания наблюдательного пункта (левая панель рис. 1) и широкоугольный 20-см робот-телескоп, установленный в куполе оптической станции (правая панель рис. 1). Сама оптическая станция наблюдательного пункта представляет собой компактную роботизированную обсерваторию. В состав этой обсерватории входят: а) автоматизированный купол, б) широкоугольный телескоп, в) опорно-поворотное устройство (монтировка) телескопа, г) модуль регистрации изображений, д) управляющее, вычислительное, сетевое и метеорологическое оборудование. Для максимальной роботизации наблюдательных работ в техническое оснащение оптической станции включено следующее основное оборудование:

• 3-х метровый автоматизированный купол ScopeDome 3M;

• 20-см широкоугольный телескоп Officina Stellare Veloce RH200 с полем зрения  $3.5^{\circ} \times 3.5^{\circ}$ ;

 высокоточная экваториальная монтировка
 10 Micron GM1000 HPS с нагрузочной способностью 25 кг и абсолютными датчиками положения;

• ПЗС-приемник излучения FLI PL16803 4K CCD с автоматизированным узлом фокусировки FLI ATLAS, автоматизированным колесом фильтров на 7 позиций FLI CFW5-7 и комплектом оптических светофильтров для реализации широкополосной фотометрической системы UBVRI.

Роботизированные наблюдения на оптической станции осуществляются следующим образом. 20-см широкоугольный телескоп Officina Stellare Veloce RH200 обеспечивает прием, фокусировку и перенаправление на светоприемное устройство поступающих оптических потоков. Опорно-поворотное устройство (монтировка) с абсолютными энкодерами 10 Micron GM1000 HPS обеспечивает наведение на объект по заданным координатам и сопровождение объекта. Модуль регистрации изображений, включающий ПЗС-приемник, фокусирующее устройство и устройство смены светофильтров, обеспечивает получение UBVRI мультицветных ПЗС-изображений неба и их передачу на устройства хранения и обработки данных. Управление всеми описанными устройствами осуществляется по USB интерфейсу с управляющего компьютера.

Служба времени роботизированной обсерватории обеспечивает временную привязку получаемых кадров и координатной/фотометрической информации к временным сигналам, поступающим от GPS и ГЛОНАСС. Модуль управления куполом отвечает за функционирование укрытия телескопа и оперативное закрытие купола по сигналу с метеомодуля. Модуль управления электропитанием включает в себя источник бесперебойного питания. 8-портовое Ethernet/SNMP устройство управления электропитанием, ІР и GPRS интерфейсы, системы грозозащиты. Обмен данными между описанными выше устройствами и модулями оптической станции обеспечивается модулем обмена данными, куда входят роутер с Ethernet и оптоволоконными интерфейсами, удлинители USB, устройства грозозащиты. Функционирование в целом всего оборудования оптической станции обеспечивается стандартными программами и драйверами устройств, которые используются в комплекте специального программного обеспечения, созданного в ИНАСАН



**Рис. 2.** Общий вид широкоугольного 20-см робот-телескопа с комплектом навесного оборудования. Обозначены: 1 -зеркально-линзовый телескоп Officina Stellare Veloce RH200 (апертура 200 мм, фокальное расстояние 600 мм, поле зрения  $3.5^{\circ} \times 3.5^{\circ}$ ); 2 - колесо светофильтров FLI CFW5-7 на 7 позиций; 3 - комплект фотометрических светофильтров системы *UBVRI* Джонсона-Кузинса (размер 50 × 50 мм, установлены внутри колеса фильтров FLI CFW5-7); 4 - фокусер FLI ATLAS (3", 105 000 шагов, 85 нм/шаг, ход 8.9 мм); 5 - ПЗС-камера FLI PL16803 4K CCD; 6 - опорно-поворотное устройство 10 Micron GM1000 HPS.

для удаленного управления, наблюдений, хранения и обработки данных.

Автоматизированный 3-м купол и главный инструмент обсерватории — широкоугольный 20-см робот-телескоп с полем зрения  $3.5^{\circ} \times 3.5^{\circ}$ , установлены на крыше помещения (рис. 1). Телескоп расположен в куполе на массивной, развязанной от общего фундамента бетонной колонне высотой 4.2 м. Управляющее, вычислительное и сетевое оборудование обсерватории размещено внутри помещения.

Изображение широкоугольного 20-см роботтелескопа вместе с кратким описанием технических характеристик телескопа и его навесного оборудования приведены на рис. 2 и в подписи к нему. На рис. 3 приведено изображение "первого света" с 20-см робот-телескопа, в подписи к рисунку даны пояснения к снимку с "первым светом".

Многостадийная юстировка широкоугольной оптики 20-см робот-телескопа была проведена в оптической лаборатории ИНАСАН в течение 2020 г. на специальном испытательном стенде по разработанной в ИНАСАН оригинальной методике. Достигнутое качество изображения, с учетом естественных ограничений из-за атмосферных условий, составляет *FWHM* ~ 5" по всему полю зрения при масштабе изображения 3.08" на пиксель для ПЗС-камеры FLI PL16803 4K CCD.

# 3. ПЕРВЫЙ ТЕЛЕСКОП РКО КАК МНОГОЗАДАЧНЫЙ ИНСТРУМЕНТ

Первый введенный в строй телескоп РКО – широкоугольный 20-см робот-телескоп – пред-



Рис. 3. Изображение "первого света", полученное на широкоугольном 20-см робот-телескопе: снимок звездного поля,

центрированный на двойном скоплении h и  $\chi$  Персея (NGC 869/864, координаты центра скопления RA =  $02^{h}20^{m}08^{s}$ , DEC =  $+57^{\circ}19'35''$ ). Снимок получен в интегральном свете с экспозицией 20 с (север вверху, восток слева). Слева – снимок всего поля размером  $3.5^{\circ} \times 3.5^{\circ}$ . Справа – центральная часть снимка размером  $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ .

полагается использовать как многозадачный астрометрический и фотометрический инструмент. Широкоугольный телескоп с более чем 3-градусным полем способен детектировать на ПЗСизображениях звездных полей, полученных в широкополосной фотометрической системе UBVRI. большое количество как уже известных, так и новых (некаталогизированных и/или транзиентных) космических объектов естественного и техногенного происхождения. Рабочего масштаба изображений, создаваемых телескопом, достаточно для получения научно значимых астрометрических и фотометрических измерений с целью их использования в дальнейших исследованиях. Предполагается, что спектр решаемых исследовательских задач будет достаточно широким – от задач ближнего околоземного и околосолнечного космоса (космический мусор и его фрагменты, астероидно-кометная опасность и др.) до решения астрофизических задач дальнего космоса (наблюдения активных и запятненных переменных звезд, детектирование и/или "подхватывающие" наблюдения оптических послесвечений гамма-всплесков и др.).

Описанная выше многозадачность первого в РКО 20-см робот-телескопа предполагает его использование (или "комплексирование") на постоянной основе совместно с 1-м Цейсс-1000 и 2-м Цейсс-2000 телескопами Симеизской и Терскольской обсерваторий Центра коллективного пользования ИНАСАН [5, 6]. Комплексирование предполагает совместное использование разнотипных оптических телескопов (длиннофокусных прецизионных, к числу которых принадлежат упомянутые 1- и 2-м телескопы Цейсса, и короткофокусных обзорных, к числу которых относится 20-см телескоп РКО) в рамках единого наблюдательного проекта на краткосрочной, среднесрочной или долгосрочной основе. Очевидно, что осуществление комплексирования расширяет возможности как отдельных телескопов, так и распределенных оптических сетей телескопов. Согласно имеющимся договоренностям, в описанную выше схему комплексирования будут также включены 0.5-м телескоп Уссурийского отдела ИПА РАН и 0.5–1.5-м телескопы астрономических институтов Академии наук Республики Узбекистан и Республики Таджикистан.

Реализация комплексирования РФ-Куба с участием указанных пунктов в рамках описанной выше схемы предоставляет возможность получать реальные алертные (см., напр., [7, 8]) и регулярные программные оптические астрономические наблюдения, разнесенные по дуге размером в 214° (или 14.3<sup>h</sup>) в северном полушарии неба. С учетом естественной продолжительности наблюдательной ночи (от 6 до 12 ч для задействованных наблюдательных пунктов) описанная схема комплексирования даст возможность осуществлять квазикруглосуточные мониторинги программных и алертных астрофизических объектов в ближнем и дальнем космическом пространстве.

# 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе сообщается о вводе в строй и начале наблюдений на первом телескопе Российско-Кубинской обсерватории – широкоугольном 20-см робот-телескопе, установленном на оптической станции наблюдательного пункта в Институте геофизики и астрономии (Гавана, Республика Куба). Приведены общие виды наблюдательного пункта и 20-см телескопа, описано навесное оборудование телескопа. Продемонстрирован и кратко обсужден "первый свет", полученный на 20-см телескопе. Описаны многозадачные наблюдательные проекты, в которых предполагается использовать этот телескоп РКО. Описана схема комплексирования РФ-Куба и кратко обсуждены ее отличительные особенности.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-15-2019-1716 от 20 ноября 2019 г., уникальный идентификатор проекта RFMEFI61319X0093).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Министерство иностранных дел Российской Федерации. Двусторонние договоры. Соглашение между Правительством Российской Федерации и Правительством Республики Куба о научно-техническом и инновационном сотрудничестве, https://www.mid.ru/foreign\_policy/international\_contracts/2\_contract/-/storage-viewer/bilateral/page-11/59096.
- 2. Д. В. Бисикало, И. С. Саванов, С. А. Нароенков, М. А. Наливкин, и др., Астрон. журн. 95(6), 389 (2018).
- Alonso Diaz, M. R. Rodriguez Uratsuka, O. Pons Rodriguez, Z. Barcenas Fonseca, et al., Rev. Cubana Fisica 37, 162 (2020).
- 4. D. Marshalov, O. Pons Rodriguez, Yu. Bondarenko, V. Suvorkin, I. Bezrukov, and S. Serzhanov, Rev. Cubana Fisica **37**, 73 (2020).
- Институт астрономии Российской академии наук, ЦКП "Терскольская обсерватория и УНУ Цейсс-2000", http://www.inasan.ru/divisions/terskol/ckp/.
- 6. *И. В. Николенко, С. В. Крючков, С. И. Барабанов, И. М. Волков*, Научные труды Института астрономии РАН, **4**, 85 (2019).
- 7. M. Ibrahimov, S. Naroenkov, I. Nikolenko, and O. Pons, GCN Cir. № 29 895, 1 (2021).
- 8. M. Ibrahimov, M. Nalivkin, I. Nikolenko, and O. Pons, GCN Cir. № 30 226, 1 (2021).

# СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР ОТ МАКСИМУМА ДО МИНИМУМА 24 ЦИКЛА В ДАННЫХ МОНИТОРИНГА МЕЖПЛАНЕТНЫХ МЕРЦАНИЙ

© 2022 г. И. В. Чашей<sup>1, \*</sup>, С. А. Тюльбашев<sup>1</sup>, И. А. Субаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия \*E-mail: chashey@prao.ru

> Поступила в редакцию 27.07.2021 г. После доработки 28.09.2021 г. Принята к публикации 28.09.2021 г.

Проведено сравнение данных годичных серий мониторинга межпланетных мерцаний, выполненных в максимуме (2015 г.) и минимуме (2019 г.) солнечной активности. Наблюдения проводились на радиотелескопе БСА ФИАН на частоте 111 МГц. Показано, что усредненные по месячным интервалам зависимости уровня мерцаний от времени суток для летних месяцев в минимуме и максимуме оказываются примерно одинаковыми. Для зимних месяцев на фазе спада и в минимуме активности в уровне мерцаний наблюдается годовая периодичность, в максимуме активности периодичность отсутствует. Полученные результаты могут быть объяснены комбинацией циклической динамики глобальной структуры солнечного ветра и изменением в течение года расположения зондируемых в эксперименте областей солнечного ветра.

*Ключевые слова:* солнечный ветер, глобальная структура, межпланетные мерцания **DOI:** 10.31857/S0004629922010030

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения межпланетных мерцаний в Пущинской радиоастрономической обсерватории АКЦ ФИАН были начаты сразу после их обнаружения [1]. В результате первых наблюдений, сначала на радиотелескопе ДКР-1000 ФИАН и выносных радиотелескопах, а затем на радиотелескопе БСА ФИАН, была определена скорость солнечного ветра, исследованы глобальная структура межпланетной плазмы и ее динамика в цикле солнечной активности [2]. В частности, было показано, что наиболее сильные циклические изменения происходят на средних и высоких гелиоширотах, тогда как изменения в приэкваториальных областях сравнительно невелики [2]. В обзоре [2] подробно изложены результаты первых наблюдений и методика определения параметров турбулентной плазмы по измерениям межпланетных мерцаний. Начиная с 2006 г., наблюдения межпланетных мерцаний проводятся на радиотелескопе БСА ФИАН в режиме мониторинга. В 2006-2011 гг. на фазе спада солнечной активности и в период вблизи минимума 23/24 цикла мониторинг межпланетных мерцаний проводился с использованием 16-лучевой диаграммы телескопа, перекрывающей полосу неба шириной 8° по склонениям. В данной конфигурации в течение суток наблюдалось несколько сотен мерцающих источников. Результаты этих наблюдений и методика обработки данных приведены в работах [3-7]. Было, в частности, показано, что в период аномально глубокого минимума активности в 2007-2009 гг. доминирующий вклад в мерцания на всех элонгациях вносит низкоширотная область солнечного ветра, связанная с гелиосферным токовым слоем. В 2012 г. проведена модернизация радиотелескопа БСА ФИАН, в результате которой повышена чувствительность радиотелескопа, а количество лучей увеличено до 96 с перекрытием полосы склонений в 50°, все лучи снабжены цифровыми приемниками. С апреля 2013 г. мониторинг межпланетных мерцаний ведется на новой 96-лучевой диаграмме. Количество мерцающих источников, наблюдаемых в течение суток, в настоящее время достигает 5000 [8]. Эволюция глобальной структуры солнечного ветра по наблюдениям межпланетных мерцаний индивидуальных источников на частоте 327 МГц для предыдущих циклов солнечной активности исследовалась в работах [9, 10]. Данные наблюдений мерцаний сильных источников на радиотелескопе БСА ФИАН в максимуме 24 цикла активности анализировались в работе [11], а результаты мониторинга для периода 2013-2014 гг. приведены в работах [12, 13]. В частности, было показано, что вблизи максимума 24 цикла глобальная структура распределения турбулентного солнечного ветра в среднем близка к сферически симметричной [11-13].

В работе [14] по данным 2015—2017 гг. анализировалась глобальная структура солнечного ветра на начальной стадии фазы спада 24 цикла солнечной активности. В настоящей работе, которая продолжает исследование работы [14], проводится сравнение данных о глобальной структуре солнечного ветра в максимуме (2015 г.) и минимуме (2019 г.) 24 цикла солнечной активности.

# 2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Мониторинг межпланетных мерцаний проводится на радиотелескопе БСА ФИАН. Круглосуточные наблюдения флуктуаций плотности потока проводятся на 6-канальном приемнике. Ширина канала 430 кГц, центральная частота наблюдений 111 МГц, частота съема информации 0.1 с. Два регистратора записывают 96 пространственных лучей БСА ФИАН, перекрывающих область склонений от  $-8^{\circ}$  до  $+42^{\circ}$ . В течение суток регистрируются мерцания около 5000 компактных источников. Одним из основных параметров, описывающих мерцания, является индекс мерцаний *m*, который определяется как

$$m^{2} = \left\langle \delta I^{2} \right\rangle / \left\langle I \right\rangle^{2}, \qquad (1)$$

где  $\delta I$  — флуктуации интенсивности,  $\langle I \rangle$  — средняя интенсивность источника. Индекс мерцаний зависит от абсолютного уровня флуктуаций плотности плазмы на френелевском масштабе в направлении на источник и от углового размера источника. Поскольку для подавляющего числа источников информация об угловых размерах отсутствует, была разработана специальная методика обработки массовых измерений [6, 8]. По измеренным флуктуациям интенсивности строится структурная функция

$$D_{I}(\tau) = \left\langle \left[ \delta I(t+\tau) - \delta I(t) \right]^{2} \right\rangle$$
(2)

с временем усреднения 1 мин при соответствующем межпланетным мерцаниям временном сдвиге  $\tau = 1$  с. Вычисленное значение структурной функции представляет собой удвоенную сумму дисперсии шумов  $\sigma_n^2$  и дисперсии мерцающего потока  $\sigma_{sc}^2$ 

$$D(1 c) = 2(\sigma_n^2 + \sigma_{sc}^2).$$
 (3)

Исследуемая область неба разбивается на квадратные площадки (пиксели) размером  $3^{\circ} \times 3^{\circ}$ ( $3^{\circ}$  по склонению и 12' по прямому восхождению), и с учетом известной дисперсии шумов для каждой площадки вычисляется количество источников N с мерцающим потоком больше 0.1 Ян,  $\sigma_{sc} > 0.1$  Ян. Типичные значения N в на-

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 1 2022

ших измерениях от нескольких единиц до 10. Далее вычисляется величина

$$M = N/N_{\rm eff},\tag{4}$$

где нормировочный коэффициент

$$N_{\rm eff} = \left\langle N^2 \right\rangle / \left\langle N \right\rangle \tag{5}$$

определяется в результате усреднения по всем площадкам за 24 ч. Использование M вместо Nпозволяет подавить возможные вариации уровня шумов. Как показано в [6, 8], значение M (4) пропорционально среднему по данной площадке индексу мерцаний,

$$M \sim \left\langle m^2 \right\rangle. \tag{6}$$

Ниже измеренные величины М будут использоваться как основной параметр. характеризующий уровень мерцаний. В наших наблюдениях значения M заключены в пределах от 0.1 < M < 1.5. По вычисленным значениям М строятся суточные карты распределения уровня мерцаний. Как показано в работе [15], индекс мерцаний *т* пропорционален средней плотности плазмы в направлении на данный источник. Поэтому карты уровня мерцаний отражают пространственное распределение средней концентрации плазмы солнечного ветра. Сравнение суточных карт для последовательных дней позволяет проследить динамику пространственного распределения турбулентного солнечного ветра на временных масштабах порядка суток и может быть использовано для детектирования крупномасштабных возмущений. Усредненные по интервалам достаточно большой длительности двумерные карты ниже используются для анализа глобальной структуры распределения плазмы солнечного ветра.

## 3. ДАННЫЕ МОНИТОРИНГА МЕЖПЛАНЕТНЫХ МЕРЦАНИЙ В МАКСИМУМЕ И МИНИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Ниже проводится сравнение данных мониторинга межпланетных мерцаний для максимума и минимума 24 цикла солнечной активности, для чего выбраны соответственно 2015 и 2019 г. На рис. 1 приведены усредненные по месячным интервалам двумерные карты распределения уровня межпланетных мерцаний для максимума (левая панель) и минимума (правая панель) активности. Сравнение среднемесячных карт показывает, что пространственные распределения уровня мерцаний для всех 12 мес оказываются качественно сходными. Данные карт на рис. 1 были усреднены по всем склонениям (вертикальная ось) и по часовым интервалам. Результаты приведены на рис. 2а и 2б. Это усреднение приводит к тому, что в отличие от месячных карт уровни параметра М



**Рис. 1.** Двумерные карты распределения уровня мерцаний, усредненные по месячным интервалам с января по декабрь (сверху вниз) в 2015 г. (левая панель) и в 2019 г. (правая панель). По оси абсцисс московское время с 22 ч предыдущего дня по 22 ч текущего дня московского времени, по оси ординат склонение от  $-8^{\circ}$  до  $+42^{\circ}$ . Стрелкой обозначено положение Солнца. Оттенки цветов от светло-желтого до темно-красного соответствуют увеличению среднего по пикселям  $3^{\circ} \times 3^{\circ}$  уровня мерцаний *M* от 0.1 до >1. Цветовая шкала уровня мерцаний и масштабы среднемесячных карт по осям приведены в нижней части рисунка.

на рис. 2 не превышают единицы. Легко заметить, что временные зависимости на рис. 2а и 26 для всех месяцев оказываются подобными. Более того, временные профили с апреля по ноябрь практически идентичны. Кривые для декабря, января, февраля и марта хотя и имеют одинаковую структуру, но в минимуме активности расположены заметно ниже, чем в максимуме. Провал в центре рис. 2а, б, хорошо заметный на среднемесячных профилях с марта по сентябрь, соответствует положению Солнца и объясняется тем, что мерцания на элонгациях менее 20° переходят в режим насыщения, где уровень флуктуаций подавляется за счет влияния собственных угловых размеров источников. На рис. 1 область насыщенных мерцаний видна как светлое пятно вокруг направления на Солнце.

На рис. 3 приведены данные для уровня мерцаний, усредненные по месячным интервалам (левая ось ординат) за длительный период с мая 2014 г. по декабрь 2020 г., включающий фазы максимума, спада и минимума 24 цикла активности. Для сравнения на этом же рисунке приведены среднемесячные значения чисел Вольфа (правая ось ординат). Рисунок 3 показывает, что выраженная корреляция между вариациями уровня мерцаний и вариациями чисел Вольфа отсутствует. Вместе с тем средний уровень мерцаний на фазе спада и в минимуме активности, 2016-2019 гг., оказывается несколько ниже, чем в максимуме, 2014—2015 гг. Это уменьшение невелико, обусловлено понижением уровня мерцаний в зимние месяцы и в среднем составляет около 20%. Наиболее интересная особенность в данных рис. 3 состоит в



**Рис. 2.** (а) Уровень мерцаний, вычисленный усреднением по всем склонениям и часовым интервалам, по месяцам для 2015 г. По оси абсцисс московское время с -2 ч по 21 ч. (б) Уровень мерцаний, вычисленный усреднением по всем склонениям и часовым интервалам, по месяцам для 2019 г. По оси абсцисс московское время с -2 ч по 21 ч.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 1 2022



**Рис. 3.** Среднемесячные значения уровня мерцаний для периода с 01.05.2014 г. по 31.12.2020 г. (тонкая кривая, левая ось ординат); среднемесячные значения чисел Вольфа за тот же период (жирная кривая, правая ось ординат). Стрелками показаны положения минимумов годовой периодичности в индексах мерцаний, наблюдаемой в годы низкой солнечной активности.

том, что с 2016 по 2020 г., на фазе спада и в минимуме активности, в уровне наблюдается годичная периодичность, которая отсутствует в максимуме, 2014—2015 гг. На соответствующей временной зависимости четко видны максимумы, которые приходятся на летние месяцы, и минимумы в зимние месяцы. Самый низкий уровень мерцаний достигается 1 января, эти точки соответствуют усреднению за декабрь.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Качественные выводы предыдущего раздела могут быть интерпретированы следующим образом. Стабильное год от года временное распределение среднемесячного уровня мерцаний (рис. 2а, б) обусловлено геометрией эксперимента. Взаимное расположение полосы неба, содержащей зондирующие источники, и глобальной пространственной структуры солнечного ветра в силу изменения положения Солнца изменяется от месяца к месяцу, но мало меняется год от года. Это обстоятельство отмечалось в работе [14] для фазы спада солнечной активности. Приведенные выше данные позволяют обобщить такой вывод на весь солнечный цикл. При этом характерное для зимних месяцев понижение уровня мерцаний на фазе спада и в минимуме активности по сравнению с максимумом при качественном сохранении временной зависимости уровня мерцаний от времени суток связано с тем, что в зимние месяцы Солнце находится за пределами зондирующей полосы неба, что видно на двумерных картах рис. 1. Отметим, что положение минимумов уровня мерцаний на рис. 3 точно совпадает с 1 января. Эти значения получены усреднением за декабрь, внутри которого находится зимнее солнцестояние. В максимуме солнечной активности солнечный ветер близок к сферически симметричному, и плазма в низкоширотных и высокоширотных областях на одинаковых расстояниях от Солнца имеет в среднем одинаковую концентрацию. В минимуме и на фазе спада активности связанные с гелиосферным токовым слоем низкоширотные области имеют повышенную концентрацию, а высокоширотные области более разрежены. В летние месяцы низкоширотные и высокоширотные области вносят примерно одинаковый вклад в мерцания. В зимние месяцы, когда Солнце и медленный низкоширотный солнечный ветер выходят из просвечиваемой зоны, наблюдаемые мерцания определяются более разреженной плазмой. Такая циклическая динамика солнечного ветра объясняет отсутствие годовой периодичности в максимуме активности и ее появлением на фазе спада и в минимуме активности. Следует отметить, что найденные временные распределения уровня мерцаний (рис. 2а,б) могут быть использованы для детектирования крупномасштабных возмущений дифференциальным методом, поскольку возмущения будут более контрастно проявляться на фоне среднемесячных временных профилей. Отсутствие выраженной корреляции между среднемесячными значениями уровня межпланетных мерцаний и чисел Вольфа означает, что крупномасштабные возмущения типа выбросов корональной массы, которые преобладают в максимуме активности, и коротирующие области взаимодействия разноскоростных потоков, преобладающие в минимуме, вносят несущественный вклад в характеристики мерцаний при усреднении за времена порядка одного оборота Солнца.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. A. Hewish, P. E. Scott, and D. Wills, Nature 203, 1214 (1964).
- 2. В. И. Власов, И. В. Чашей, В. И. Шишов, Т. Д. Шишова, Геомагнетизм и аэрономия **19**, 269 (1979).
- С. К. Глубокова, А. В. Глянцев, С. А. Тюльбашев, И. В. Чашей, В. И. Шишов, Геомагнетизм и аэрономия 51, 794 (2011).
- В. И. Шишов, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев, И. В. Чашей, Астрономический вестник 42, 341 (2008).

- 5. V. I. Shishov, S. A. Tyul'bashev, I. V. Chashei, I. A. Subaev, and K. A. Lapaev, Solar Phys. 265, 277 (2010).
- 6. I. V. Chashei, V. I. Shishov, S. A. Tyul'bashev, I. A. Subaev, and V. V. Oreshko, Solar Phys. 285, 142 (2013).
- И. В. Чашей, В. И. Шишов, С. А. Тюльбашев, А. В. Глянцев, И. А. Субаев, Космические исследования 51, 28 (2013).
- В. И. Шишов, И. В. Чашей, В. В. Орешко, С. В. Лоевиненко, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев, П. М. Свидский, В. Б. Лапшин, Р. Д. Дагкесаманский, Астрон. журн. 93, 1045 (2016).
- 9. *M. Tokumaru, M. Kojima, K. Fujiki*, J. Geophys. Res. **117**, 06108 (2012).
- 10. P. K. Manoharan, Astrophys. J. 751, 128 (2012).
- 11. С. К. Глубокова, А. В. Глянцев, С. А. Тюльбашев, И. В. Чашей, В. И. Шишов, Астрон. журн. 92, 38 (2015).
- I. V. Chashei, V. I. Shishov, S. A. Tyul'bashev, I. A. Subaev, V. V. Oreshko, and S. V. Logvinenko, Solar Phys. 290, 2577 (2015).
- 13. И. В. Чашей, В. И. Шишов, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев, Космические исследования 54, 188 (2016).
- 14. И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев, В. А. Извекова, Астрон. журн. **96**, 172 (2019).
- 15. S. J. Tappin, Planetary and Space Sci. 34, 93 (1986).

# ИТОГИ И УРОКИ 24 ЦИКЛА – ПЕРВОГО ЦИКЛА ВТОРОЙ ЭПОХИ ПОНИЖЕННОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2022 г. В. Н. Ишков\*

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Москва, Россия

\* *E-mail: ishkov@izmiran.ru* Поступила в редакцию 14.04.2021 г. После доработки 01.11.2021 г. Принята к публикации 01.11.2021 г.

Прошедший 24 цикл солнечной активности реализовался в условиях, когда после переходного 23 цикла фоновые значения общего магнитного поля Солнца уменьшились более чем в два раза, что привело к полной перестройке физических условий на Солнце, и, как следствие, в гелиосфере, и отразилось на состоянии околоземного космического пространства. Он реализовался как цикл низкой величины, пятнообразовательная и вспышечная активность которого существенно ниже всех предыдущих солнечных циклов космической эры, и впервые на достоверном ряде наблюдений солнечных пятен предоставил возможность детально исследовать ход его развития как начального цикла эпохи пониженной солнечной активности.

*Ключевые слова:* солнечные циклы, эпохи солнечной активности **DOI:** 10.31857/S0004629922020050

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечной активностью (СА) принято называть всю совокупность наблюдаемых явлений в атмосфере Солнца, вызывающих изменения его излучения в различных диапазонах электромагнитных волн и потоках частиц различных энергий. Эти изменения проявляются в изменении количества солнечных активных структур, в изменении солнечной постоянной ≤0.1% и почти не заметны в диапазоне оптического излучения. Однако в диапазоне мягкого рентгеновского излучения Солнце ведет себя как переменная звезда разница уровня фонового излучения в стандартном диапазоне 0.1-0.8 нм (1-12.5 кэВ) в максимуме и в минимуме СА превышает два порядка, а в диапазоне радиоизлучения фоновые значения на стандартной волне 2800 МГц (10.7 см) могут изменяться в три раза.

Состояние СА характеризуется наблюдательными индексами. Наиболее длительный ряд имеет относительное число солнечных пятен (W). Этот индекс впервые введен Р. Вольфом, и определяется с 1849 г. (достоверный ряд W1), когда регулярные наблюдения солнечных пятен стали вести несколько обсерваторий в Европе и, вскоре, в Индии, перекрывая световой день в планетарном масштабе. Кроме того, Вольф восстановил среднемесячные значения данного индекса до 1749 г. и пронумеровал его, получив пронумерованный ряд W2. Среднегодовые значения были восстановлены до 1700 г. по отрывочным данным отдельных европейских наблюдателей. Современные исследователи по литературным данным качественно продлили этот ряд до 1610 г. В работе [1] было проведено сравнение рядов W1 и W2, проверены их согласованность и спектральные характеристики, показано, что характер поведения "мгновенных" частот и огибающих на интервале 1749-1849 гг. сильно отличается от достоверного ряда, увеличение длины ряда ведет к ухудшению разрешения значимых спектральных характеристик (обычно наоборот), наблюдается существенное искажение "высокочастотной" части спектра. Этот результат приводит к выводу о невозможности использования восстановленного интервала и, следовательно, всего пронумерованного ряда W2 относительных чисел солнечных пятен для исследования влияния СА на различные долговременные природные процессы, а можно пользоваться лишь достоверным рядом W1 (1849-2021 гг.). Надо отметить, что с 1 июля 2015 г. Мировой центр данных для получения, сохранения и распространения международного числа солнечных пятен в Брюсселе (http://sidc.oma.be/silso/home) прекратил вычисление международного (Цюрихского) числа солнечных пятен (система V1) и перешел на новую систему определения относительного числа пятен V2, в которой значимо



Рис. 1. Полный ряд наблюдений сглаженных (*W*\*) относительных чисел солнечных пятен. Достоверный ряд (*W*\*1) с 1849 г. (черный) с границами структурных эпох пониженной (1) и повышенной (2) СА с переходными циклами между ними (⊤ – к пониженной; <sup>⊥</sup> – к повышенной). В первом периоде повышенной СА (2\*), включающей СЦ 10 – 6, циклы 6 и 7 включены условно. Вероятный ход развития 25 СЦ (последний справа). Восстановленный ряд (W2) – серый, предполагаемый – крестики. Преобразованный рисунок из Википедии http://en.wikipedia.org/wiki/Sunspot.

увеличился вес наблюдаемых групп пятен (http://sidc.oma.be/silso/newdataset). В результате эти два ряда, которые в оригинале отличались в основном по долгосрочным трендам, были приведены "в согласие", и тренд был минимизирован. В данной статье мы остаемся в рамках классической системы V1, использование новой системы особо оговаривается.

Вторым по длительности достоверных наблюдений индексом активности является ежедневное число групп солнечных пятен, которое определяется с 1874 г. по данным ежедневных наблюдений в Гринвичской обсерватории.

Одной из самых замечательных особенностей Солнца являются регулярные, почти периодические 11-летние изменения солнечных индексов солнечные циклы (СЦ), которые в паре составляют физический 22-летний солнечный цикл в магнитном поле нашей звезды. Достоверный ряд чисел Вольфа (15 полных СЦ, с 10 по 24) сохраняет удивительное постоянство в основных проявлениях развития отдельных 11- и 22-летних СЦ, а структура его цикличности показывает периодическую смену эпох повышенной (СЦ 6-9<sup>1</sup>; 10; 18-22) и пониженной (СЦ 12-16; 24 и 4 последующих) СА (рис. 1), каждая по пять циклов [2]. Принципиальные различия характеристик и основных свойств СЦ различных эпох СА определяются разным диапазоном изменений величин средних (фоновых) значений общего магнитного поля Солнца, что определяет характер пятнообразовательной деятельности и общие характеристики циклов внутри эпох СА. В данной статье основные временные интервалы хода развития любого СЦ определяются следующим образом:

Исследования характерных признаков и закономерностей развития СЦ разных эпох позволило сделать вывод [2], что для всей совокупности достоверных циклов, независимо от эпох, строго выполняются закономерности, связанные с магнитными свойствами Солнца, такими как 22-летний цикл полной смены полярности полюсов магнитного поля в фазе максимума 11-летнего цикла (переполюсовка). Отсюда следует закон Хейла: магнитные полярности головного и хвостового пятен в каждом полушарии меняют знак на противоположный при последовательном переходе от одного цикла к другому. Это же относится и к закону Джойса – изменение угла наклона биполярных структур (от ведущего пятна к хвостовому) в зависимости от их гелиошироты, причем ведущие пятна расположены ближе к экватору, и по правилу Вальдмаера: чем больше скорость роста цикла, тем он выше. Внутри эпох

под фазой минимума понимается интервал времени, когда сглаженные среднемесячные значения ( $W^*$ ) относительных чисел солнечных пятен остаются в пределах  $W^* \leq 30$ . Фаза минимума, таким образом, является общей для текущего и последующего СЦ, однако точку (месяц) минимума принято относить к завершающемуся СЦ. Для отдельного СЦ необходимо различать временные отрезки фазы минимума от начала цикла до месяца с  $W^* = 30 - фаза минимума ветви роста - и по$ следующей фазы минимума после максимума цикла от месяца с  $W^* = 30$  и до конца СЦ – фаза минимума ветви спада. Под фазой максимума здесь понимается временной интервал значений  $W^*$  в пределах 15% от значения  $W^*_{max}$ . Соответственно, фаза роста – между  $W^* = 30$  ветви роста и  $W^*_{\text{max}}$ , а фаза спада — от максимума цикла до  $W^* = 30$  ветви спада.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Восстановленные СЦ.

#### ИШКОВ

N	Т	1174	Т		117*	$T\uparrow$		Т	$T_1$	T	Sn
11	<i>I</i> <sub>0</sub>	W <sub>m</sub> *	<sup>I</sup> M	I <sub>e</sub>	W <sub>M</sub>	IYI	IγΨ	IY	<i>1</i> 1 <sub>m</sub>	$IZ_{\rm m}$	Spless
12	1878 12	2.2	1883 12	1890 02	74.6	5.0	6.3	11.3	65 <sup>m</sup>	59 <sup>m</sup>	732
13	1890 03	5.0	1894 01	1901 02	87.9	4.5	8.2	12.1	59 <sup>m</sup>	77 <sup>m</sup>	937
14	1902 01	2.6	1906 02	1913 07	64.2	4.1	7.6	11.7	77 <sup>m</sup>	59 <sup>m</sup>	1045
15	1913 08	1.5	1917 08	1923 07	105.4	4.0	6.1	10.1	59 <sup>m</sup>	48 <sup>m</sup>	526
16	1923 08	5.6	1928 04	1933 08	78.1	4.7	5.6	10.3	48 <sup>m</sup>	54 <sup>m</sup>	666
24	2009 01	1.7	2014 04	2019 12	81.9	5.3	5.7	11,0	68 <sup>m</sup>	42 <sup>m</sup>	878
25	2020 01	1.3	2024 04	2032 03	~90						
Σ		2.8			82.0	4.6	6.6	10.9	63 <sup>m</sup>	56 <sup>m</sup>	797

Таблица 1. Солнечные циклы достоверных эпох пониженной солнечной активности

 $T_0$  – начало СЦ;  $W_m^*$  – начальное значение сглаженных чисел Вольфа;  $T_M$  – время максимума СЦ;  $T_e$  – конец СЦ;  $W_M^*$  – максимальное значение сглаженных чисел Вольфа;  $T_Y^{\uparrow}$  – длительность ветви роста в годах;  $T_Y^{\downarrow}$  – длительность ветви спада в годах;  $T_Y^{-}$  – длительность СЦ в годах;  $T_{I_m}$ ,  $T_{2_m}^{2_m}$  – длина фазы минимума перед фазой роста и после фазы спада данного СЦ в месяцах; Sp<sub>less</sub> – количество беспятенных дней в соответствующих фазах минимумов;  $\Sigma$  – средние величины по эпохам; курсив – прогнозируемые значения.

несомненно выполняется и правило Гневышева-Оля: нечетный 11-летний цикл выше, чем предшествующий четный цикл. На данной статистике в эпохи повышенной СА не наблюдалось низких циклов, а в эпоху пониженной СА – высоких. Средняя сглаженная за эпоху площадь групп пятен в эпохи повышенной СА вдвое превышает это значение в эпохи пониженной СА, а среднее число беспятенных дней на видимом диске Солнца в первых более чем в 2.5 раза меньше [2]. Наиболее мощные (для данного цикла) вспышечные события внутри эпох обычно происходят на фазе спада цикла и в начальной стадии фазы минимума, более редко на фазе роста и на фазе максимума.

Между эпохами наблюдаются переходные периоды (циклы 11, 17 и 23), во время которых примерно за 17 лет (т.е. процессы перехода захватывают и части соседнего СЦ, предыдущего и/или последующего), меняется режим генерации магнитных полей в пятнообразовательной зоне, что и приводит к изменениям пятнообразовательной активности Солнца. В переходные периоды могут нарушаться некоторые из наблюдательных правил развития циклов, что и произошло в циклах 22 и 23 с правилом Гневышева-Оля, когда четный 22-й цикл (наибольший среди четных) единственный раз в истории достоверного ряда стал выше нечетного 23-го, и большинство самых мощных вспышечных событий в СЦ22 осуществились в фазе максимума, а на фазах спада и минимума больших солнечных вспышечных событий (рентгеновского класса ≥X) не наблюдалось. Большинство экстремальных солнечных вспышечных событий происходили именно в переходные периоды.

Первая эпоха пониженной СА длилась с 1878 по 1933 г. (5 СЦ), но в то время наблюдательные данные о Солнце ограничивались наблюдениями

пятен, числом и площадями групп солнечных пятен, состоянием и вариациями геомагнитного поля: величиной возмущения геомагнитного поля (Аа-индекс) по двум разнесенным по полушариям среднеширотным геомагнитным обсерваториям, осуществляющим непрерывную запись состояния магнитного поля Земли. По этим непрерывным данным легко выделялись внезапные кратковременные возрастания геомагнитного поля (SC) – внезапные начала, отражающие в современном понимании приход в околоземное космическое пространство (ОКП) межпланетных ударных волн. Кроме того, по записям вариаций геомагнитного поля можно выделить и так называемые "кроше" (фр. crochet, крючок), появляющиеся в момент облучения ионосферы Земли в максимуме достаточно мощной солнечной вспышки. По этим наблюдениям можно оценить ход развития и, в некотором приближении, характер вспышечной активности и ее геоэффективность в первую эпоху "пониженной" СА. Только с началом космической эры (СЦ19, начало 1960-х годов) наблюдения Солнца и его влияния на ОКП становятся регулярными и все более полными.

В табл. 1 приводятся основные характеристики СЦ эпох пониженной СА, из которой следует, что на данной статистике все низкие циклы были четными и с учетом СЦ24 имеют следующие качественные и количественные (в среднем) характеристики [2]:

— более низкие начальные значения  $W^*_{\min}$  (3.38) и большую длительность (11.1 г.);

 – более продолжительные (4.9 г.) ветви роста и более короткие (6.1 г.) ветви спада;

 многовершинность (не менее двух) фазы максимума для низких циклов, причем самый

#### ИТОГИ И УРОКИ 24 ЦИКЛА

Таблица 2.	Основные эволюционные па	араметры СЦ24
------------	--------------------------	---------------

- начало: 01.2009 ( <i>W</i> <sup>*</sup> <sub>min</sub> = 1.8);	– ветвь роста: 5.3
<ul> <li>– начало фазы роста: 04.2011 г. (<i>W</i>*30);</li> </ul>	<ul> <li>— фаза максимума цикла: 08.2013—07.2014 г.</li> </ul>
– первый максимум: W* = 45.5: 11.2011 г.	— начало фазы спада 07.2014 г.;
<ul> <li>– максимум цикла: 04.2014 г. W<sup>*</sup><sub>max</sub> = 81.9;</li> </ul>	— ветвь спада: ≥ 5.7 г.;
— максимум потока радиоизлучения на волне 10.7 см:	— начало фазы минимума ( <i>W</i> * ≤ 30) — 04.2016 г.
06.2014 г. ( $F_{\text{max}}^* = 145.5$ сеп);	— точка минимума цикла: 12.2019 г. (₩* ≤ 1.3); по
– переполюсовка общего магнитного поля Солнца:	радиоизлучению на 10.7 см в (≤ 69.3 сеп)
05.2012 — 06.2015 г.	
$ceп - 10^{-22} BT M^{-2} \Gamma \mu^{-1}.$	

большой по величине пик и становится максимумом цикла;

— более узкую зону пятнообразования по широте  $\pm 35^{\circ}$ ;

 – большее количество беспятенных дней вокруг фазы минимума (797 сут);

 – значимо меньшее число групп пятен с площадями ≥1000 миллионных долей полусферы (мдп) – во всех циклах первой эпохи за пять циклов всего 135, http://users.telenet.be/j.janssens/Archives/gsr2.pdf;

 меньшее значение средней сглаженной за эпоху площади групп пятен ~1200 мдп, http://users.telenet.be/j.janssens/SC24web/SC24.html#Area;

 затянутые фазы минимума между циклами (63 мес) и особенно перед низкими циклами, а в двух случаях из трех (СЦ23–24 и 14–15) – самые протяженные фазы минимума;

— меньшее максимальное значение полярного магнитного поля  $\pm 100$  мкТл (по СЦ24), http://www.leif.org/research/Solar%20Mean%20Field%202003-now.png.

Цель данной статьи – рассмотреть основные

характеристики и ход развития прошедшего СЦ24 как начального цикла второй эпохи пониженной СА, показать общие черты и его особенности в сравнении с низкими СЦ первой такой эпохи и СЦ эры космических исследований Солнца.

# 2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ОСОБЕННОСТИ 24 ЦИКЛА СА

Начальный цикл второй эпохи пониженной СА начался в январе 2009 г. со значения  $W_{\min}^*$  1.7 (2.2 в системе V2), с максимумом  $W_{\max}^* = 81.9$  (116.4) в апреле 2014 г. и окончился в декабре 2019 г. на еще меньшем значении  $W_{\min}^* = 1.3$  (1.8), что является рекордом для всех достоверных СЦ. Ход его развития показывает, что это типичный представитель СЦ низкой величины, заметно расширяющий наши представления о граничных параметрах этого семейства. После первого пика уже в феврале 2012 г. последовал небольшой, но про-

должительный (15 мес.) спад в числах Вольфа, а уже с апреля 2013 г. СЦ24 стал уверенно расти и к апрелю 2014 г. достиг своего максимума. Продолжительность ветви роста, таким образом, составила 5.32 г., самая длительная для СЦ эпох пониженной СА, а ветвь спада по длительности немного уступила СЦ16 (табл. 1). На рис. 2 (в значениях *W*\* системы V2) показан ход развития СЦ эпох пониженной СА, из которой видно, что кривая развития СЦ24 практически полностью совпадает с СЦ12 – начальным циклом первой эпохи пониженной СА. В результате "перекалибровки" – перехода к системе V2 – СЦ12 стал немного выше СЦ24, хотя в табл. 1 его величина

СЦ24 приведены в табл. 2. Рассмотрим особенности и основные характеристики прошедшего 24 цикла СА по сравнению с низкими СЦ эпохи пониженной СА и СЦ эры космических исследований.

меньше. Основные эволюционные параметры

На Солнце

– первая группа пятен появилась в Северном полушарии в январе, а в Южном – только в мае 2009 г. Это второй случай (СЦ23), когда первая устойчивая группа пятен появляется в момент начала цикла (обычно за 1–1.5 г. до точки минимума по данным, когда измерения магнитного поля солнечных структур стали служебными, реально с СЦ17) [3];

– рекордно затянутая ветвь роста (5.3 г.), до этого рекорд держал СЦ12 (5.0 г.);

– появление первой большой (Sp ≥ 500 мдп) группы солнечных пятен – февраль 2011 г., а первой очень большой (Sp ≥ 1500 мдп) – ноябрь 2011 г. (всего за цикл 5) и единственной гигантской (Sp ≥ ≥ 2500 мдп) – октябрь 2014 г. (табл. 3);

 средняя продолжительность жизни групп пятен, среднее число пятен в группе, средний размер отдельно взятой группы, а также среднее число регистрируемых отдельных пятен и групп пятен являются наименьшими среди СЦ космической эры; СЦ24 — лидер по количеству групподнодневок и пятен-одиночек [4];

– наименьшее количество больших (Sp ≥  $\geq 1000$  мдп) и очень больших (Sp ≥ 1500 мдп)



**Рис. 2.** Развитие СЦ 24 в сравнении с низкими (12 – серый, 14, 16) и средним (13) СЦ в сглаженных относительных числах пятен ( $W_n^*$  – в новой системе V2).

групп пятен не только среди всех СЦ космической эры, но и всех СЦ первой эпохи пониженной СА: 16 больших, из них 5 очень больших и 1 – экстремальных размеров (Sp  $\geq$  2500 мдп), против 23/10/2 в СЦ12, 37/9/2 в СЦ13, 21/7/2 в СЦ14, 21/7/2 в СЦ15 и 33/10/3 в СЦ16;

N⁰	ΓМ	AO	Гелиодолгота	Гелиоширота	Площадь, мдп	XRI
1	2014 10	12192	<i>248</i> °	<i>S13</i>	2740	20.32
2	2014 01	11967	113°	S13	1580	6.68
3	2014 01	11944	099°	S09	1560	3.18
4	2011 11	11339	102°	N19	1540	3.75
5	2012 07	11520	085°	S16	1460	2.82
6	2011 09	11302	282°	N12	1300	8.14
7	2012 03	11429	<i>300</i> °	N18	1270	10.62
8	2015 08	12403	192°	S14	1190	2.14
9	2015 06	12371	302°	N12	1180	2.00
10	2013 01	11654	148°	N08	1100	0.22
11	2014 11	12209	251°	S15	1100	1.26
12	2014 12	12242	239°	S18	1080	3.33
13	2017 09	12673	<i>119</i> °	<i>S08</i>	1060	18.97
14	2012 05	11476	183°	N11	1050	4.57
15	2013 04	11726	327°	N13	1000	0.1
16						

Таблица 3. Наибольшие по площади группы пятен (Sp ≥ 1000 мдп) текущего 24 цикла СА

AO – номер активной области в системе Службы Солнца (NOAA); XRI – вспышечный индекс AO: сумма всех значимых вспышек (баллы X и M), где вспышки балла X дают единицы, а вспышки балла M дают десятые доли, введен Макинтошем в восьмидесятые годы прошлого столетия. Жирным курсивом выделены наиболее вспышечно-активные большие группы пятен.

— ни в одном СЦ первой эпохи пониженной СА первый пик не проявлялся так четко и с такой разницей в пиковых значениях ( $\Delta W^* \sim 15$ ), а с учетом спада после первого пика промежуточный участок роста занял интервал  $\Delta W^* \sim 30$ ;

– асимметрия появления групп пятен по полушариям Солнца проявилась следующим образом: до середины 2013 г. наблюдалось преобладание пятнообразовательной активности Северного полушария Солнца, и первый значимый пик *W*\* приходится на октябрь 2011 г. (Rn\*max = 45.5), затем картина резко меняется и группы пятен чаще появляются в Южном полушарии с максимумом в апреле 2014 г. (Rs\*max = 59.0). Однако с самого начала 2016 г. опять наблюдается устойчивое преобладание групп пятен Северного полушария Солнца (http://users.telenet.be/j.janssens/SC24web/SC24.html#Hemarea);

– сглаженные значения потока радиоизлучения на длине волны 10 см (2695 МГц) в июле 2008 г.– феврале 2009 г. (начало СЦ24) оставались на уровне F\*10.7 =  $68 \times 10^{-22}$  Вт м<sup>-2</sup> Гц<sup>-1</sup>; это наибольший временной интервал самых низких значений за всю историю радионаблюдений Солнца (с 1947 г.), а значение F\*10.7 в максимуме СЦ24 стало самым низким со времени начала этих наблюдений (с 1947 г.) – 145.5 × 10<sup>-22</sup> Вт м<sup>-2</sup> Гц<sup>-1</sup> (http://www.spaceweather.gc.ca/solarflux/sx-6-mavg-en.php);

– по данным спутника VIRGO уровень солнечной постоянной с 2007 по 2010 г. держался на самом низком значении за все время внеатмосферных измерений [5]; величина полного излучения Солнца на 1 а.е. более чем на 0.2 Вт м<sup>-2</sup> ниже, чем в течение солнечного минимума в 1996 г.;

– сложная картина переполюсовки общего магнитного поля Солнца в фазе максимума цикла: в Северном полушарии процесс переполюсовки занял ~3 г. (май 2012 – июнь 2015 г.); переполюсовка в Южном полушарии прошла в более сжатые сроки, с середины 2013 г. до марта 2014 г., таким образом, полный период переполюсовки занял более трех лет, что является рекордом по длительности процесса для СЦ космической эры (http://www.leif.org/research/WSO-Polar-Fields-since-2003.png);

– значимое уменьшение значений среднего (общего) магнитного поля: величина среднего магнитного поля была около 7–8 Гс в фазах минимумов предыдущих 3 циклов и только 4–5 Гс к началу (2008–2009) и к концу цикла (2019) (http://www.leif.org/research/Solar%20Mean%20Field%202003-now.png).

Это вызвало уменьшение величины магнитного поля всех активных явлений и структур в солнечной атмосфере, следствием которого стало: значительное уменьшение величины магнитного поля в тенях пятен (~ на 700 Гс от уровня 1998 г.), которое стабилизировалось на уровне ~2050 Гс к началу 2010 г. и продолжало держаться в ходе развития цикла [6];

— заметное уменьшение величины магнитного поля корональных дыр до значений 0.2—8.7 Гс (в среднем  $3.0 \pm 1.6$  Гс [7]) в фазе максимума, а в минимуме до значений 0.6—1.7 Гс [7, 8], по сравнению с предыдущими СЦ21—23, в фазах максимума которых соответствующие величины были (3—36 Гс) и ~20 Гс по [9], а в фазах минимума — 1—7 Гс, (со средним ~5 Гс); это с большой вероятностью ослабило геоэффективность их высокоскоростных потоков СЦ24 [10]; в период минимума СЦ24 площадь корональных дыр была максимальна, а напряженность и поток магнитного поля оказались минимальными за весь период наблюдений корональных дыр [11];

– темп развития и уровень вспышечной активности в СЦ24 существенно ниже пяти предыдущих СЦ эпохи повышенной СА (СЦ18–22) и переходного СЦ23: вспышечных событий среднего балла (рентгеновский класс М1–4.9) произошло 643, большого балла ( $M \ge 5$ ) – 162, среди которых с классом < X1 – 100, с классом X  $\ge$  1.0 – 47, из которых 4 – класса X > 5, а очень больших и экстремальных не было совсем (табл. 4);

– количество корональных выбросов вещества увеличилось за счет падения величины магнитного поля в активных областях, что, по мнению автора, облегчило их выход в межпланетное пространство; их угловая ширина заметно увеличилась по сравнению с СЦ23 для событий одинаковой скорости распространения [12].

Важно отметить, что в СЦ24 уменьшилось время между первыми признаками появления значимого нового магнитного потока и началом периода вспышечного энерговыделения (10-20 час), хотя сам период изменений не претерпел – ~55 ч [13], что привело к появлению вспышечно-активных областей, в которых большие вспышечные события наступали непосредственно в день начала всплытия нового магнитного потока (например активные области AR11121. AR11158. AR11598). Этот факт потребовал перестройки оперативного прогноза периода реализации больших солнечных вспышек для наступившей эпохи пониженной СА. В прошедших СЦ космической эры этот временной интервал составлял не меньше 24 ч.

#### В межпланетной среде

– значительное уменьшение всех средних параметров солнечного ветра по сравнению со средними показателями в эпоху повышенной СА: скорости солнечного ветра и отношения теплового и магнитного давлений ( $\beta$ ) (~11%), температуры (~40%), теплового давления (~55%), массово-

Место	Г/М/Д	Балл	KBB	Локализация	AO	Pr (pfu)	МБ		
1*	2017 09 06	X9.3, X2.2 – R3	Н	S07W33L119	12673	844–S2	G4		
2	2017 09 10	X8.2 – R3	Н	S08W90L119	12673	1490-S3	G2		
3	2011 08 09	X6.9 – R3	Н	S19W83L286	11263	26-S1			
4	2012 03 07	X5.4 – R3	Н	N33W66L248	11429	6530-S3	G3		
5	2013 11 05	X3.3 – R3	pН	N30E70L248	11890	~1 <b>-</b> S0			
6	2013 05 14	X3.2 – R3	Н	N12E77L292	11748	1-S0			
7	2014 10 24	X3.1 – R3		S16W21L252	12192				
8	2013 05 13	X2.8 – R3	Н	N14E85L292	11748				
9	2015 05 05	X2.7 – R3	Н	N19W90L152	12339				
10	2013 10 29	X2.3 – R3	Н	S15W85L027	11875	5-S0			
11	2011 02 15	X2.2 – R3	Н	N15E09L010	11158	2-S0	G1		
12*	2017 09 06	X2.2 – R3	Н	S07W33L119	12673	9 <b>-</b> S0	G3		
13	2011 09 06	X2.1 – R3	Н	S16E08L286	11283		G4		
14	2013 10 25	X2.1 – R3	Н	S06E89L293	11882				
15	2015 03 11	X2.1 – R3	pH	N33E71L196	12297	26-S1			

Таблица 4. Наиболее интенсивные (≥Х2) вспышки СЦ24

AO – активная область по нумерации Службы состояния околоземного космического пространства США; KBB – тип коронального выброса вещества: H – "гало", pH – "частичное гало"; \* – два рентгеновских всплеска во время одной большой вспышки. Pr (pfu) – поток протонов в максимуме события в см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> ст<sup>-1</sup> (pfu – proton flux unit) и его интенсивность по шкале воздействий S. MБ – класс магнитной бури по шкале воздействий G.

го потока (~34%), потока импульса или динамического давления (~41%), потока энергии (~48%), величины межпланетного магнитного поля (~31%) и его радиальной составляющей (~38%), протонного динамического давления — оно остается вблизи самых низких значений, наблюдаемых в космической эре: ~1.4 нПа, по сравнению с середины 1970-х до середины 1990-х годов — ~2.4 нПа [14];

 падение величины межпланетного магнитного поля привело к значительному росту (до 20%) по [15]) фоновых значений галактических космических лучей и, соответственно, повышению радиационного фона вне магнитосферы Земли на всем протяжении цикла, а не только в фазах минимума. Динамику изменения интенсивности (в величине счета нейтронного монитора) галактических космических лучей в сравнении с СЦ космической эры по данным нейтронного монитора Оулу можно постоянно отслеживать на странице https://cosmicrays.oulu.fi/. Повышение радиационной опасности обеспечивается ростом фона ГКЛ, который достиг минимума к середине 2015 г. и начал уверенно расти, почти достигнув рекордных значений 2009 г. в конце 2019 г.

#### В околоземном космическом пространстве (ОКП)

Электромагнитные, корпускулярные и плазменные возмущения от солнечных геоэффективных явлений через солнечный ветер распространяются в гелиосфере, воздействуют на магнитосферы планет, их спутников, комет и вызывают значительные отклонения от фонового, спокойного состояния практически всех слоев атмосфер рассматриваемых объектов. Агентами, вызывающими эти возмущения, являются:

 – корональные выбросы вещества, являющиеся следствием активных взрывных процессов во вспышечных событиях;

 высокоскоростные потоки солнечной плазмы, следующие за ударной волной от вспышечных событий или выходящие из областей с открытой конфигурацией магнитного поля — корональных дыр.

Заметное уменьшение количества и мощности активных явлений на Солнце и, соответственно, фоновых и средних характеристик структур солнечного ветра привело к значительным изменениям состояния и реакции на воздействие всех составляющих ОКП.

Полная цепочка возмущений от отдельного большого вспышечного события представляет собой три отдельных этапа воздействия, которые последовательно реализуются в ОКП и оцениваются в пятибалльной шкале оценки интенсивности в максимуме события (https://www.swpc.noaa.gov/noaascales-explanation). Сначала, в момент развития геоэффективного вспышечного события, ОКП облучается потоком электромагнитного излучения (R1–5: электромагнитный удар, оценка по рентгеновскому классу вспышечного события). Затем через временной промежуток от нескольких минут до 10 ч (в зависимости от энергии и ло-

#### ИТОГИ И УРОКИ 24 ЦИКЛА

	Солнечное	е протонное	событие	Источник: ВСВ, КВВ							
Nº	<i>T</i> <sub>0</sub> , г м д/час	<i>Т<sub>макс</sub>,</i> д/час	Pr (pfu)	<i>Т</i> <sub>0</sub> , д/UT	Класс вспышки	KBB	Координаты на Солнце	AO			
1	20120307/02	08/13	4340	07/0000	X5.4	Н	N17E27	11429			
2	20120123/04	24/17	3900	23/0338	M8.7	Н	N28W21	11402			
3	20130522/13	23/05	1480	22/1235	M5.0	Н	N15W70	11745			
4	20140107/18	08/12	1000	07/1804	X1.2	pН	S15W11	11944			
5*	20170910/16	10/22	953	10/1535	X8.2	Н	S08W88	12673			
6	20120127/18	28/02	740	27/1737	X1.7	Н	N27W71	11402			
7	20150621/16	22/19	600	21/0236	M2.0, M2.6	Н	N12E13	12371			
8	20170907/20	08/00	575	07/1420	X1.3	Н	S11W49	12673			
9	20120313/17	13/21	390	13/1635	M7.9	Н	N18W62	11429			
10	20170906/11	07/04	334	06/0852	X2.2, <b>X9.2</b>	Н	S07W33	12673			
11*	20120517/01	17/04	180	17/0125	M5.1	pН	N11W76	11476			
12	20170904/21	05/19	167	04/1805	M5.5	Н	S11W16	12673			
13	20120717/15	18/06	116	17/1203	M1.7	pН	S28W65	11520			
14	20130930/00	30/17	102	29/2259	C1.2/BCB		N15W40				
15	20130411/07	11/17	100	11/0655	M6.5	Н	N09E12	11719			

Таблица 5. Наиболее значимые СПС текущего 24 цикла СА (G2–G3) по [18]

\* – GLE-событие; Pr – поток протонов с энергией  $E \ge 10$  МэВ в максимуме события в pfu (см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> ст<sup>-1</sup>) по [18]; UT – всемирное время по Гринвичу; ВСВ – выброс солнечного волокна; Н – КВВ типа "гало"; рН – КВВ типа "частичное гало".

кализации источника на Солнце) в ОКП приходят потоки солнечных заряженных частиц (S1-5: корпускулярный удар – солнечное протонное событие, оценка по максимальной интенсивности потока солнечных протонов с  $E \ge 10 \text{ M} \Rightarrow B$ ). Наконец, через 17–96 ч в ОКП приходят потоки плазмы повышенной скорости, плотности и температуры (G1-5: плазменный удар, оценка по наибольшему значению геомагнитного Кр-индекса), вызывая возмущения в геомагнитном поле - магнитные бури. Заметим, что возмущения от выбросов солнечных волокон и высокоскоростные потоки из корональных дыр вызывают в ОКП только магнитные возмущения до малых магнитных бурь (G1), за исключением отдельных случаев взаимодействия в межпланетной среде возмущений двух и более источников.

Воздействие вспышечного электромагнитного излучения на ионосферу в СЦ24 оказалось значимо меньше, что определило и пониженные значения полного электронного содержания [16], и снижение критической частоты слоя foF2, и изменения других общих характеристик ионосферы. Спорадический нагрев земной атмосферы значимо уменьшился, что привело к еще большему загрязнению ОКП (неблагоприятный режим очистки низких орбит от космического мусора), и удлинению срока жизни космических аппаратов. Хорошей иллюстрацией этого явилось падение китайской орбитальной станции, запущенной в сентябре 2011 г. В марте 2016 г. у станции отказала телеметрия, и расчеты, основанные на средних (за циклы эпохи повышенной СА) изменениях параметров атмосферы, показали, что она войдет в плотные слои и упадет на Землю в конце 2017 г. Однако низкая вспышечная активность продлила этот срок до апреля 2018 г.

Повышение радиационной опасности внутри магнитосферы обеспечивается ростом фона галактических космических лучей, который достиг минимума к середине 2015 г. и начал уверенно расти, приближаясь к рекордным значениям 2009 г., что, несмотря на падение уровня вспышечной активности, явилось причиной повышения радиационного фона в стратосфере на 18% (внешний радиационный пояс). В то же время на высотах полетов гражданской авиации фон практически не повысился (https://spaceweatherarchive.com/2019/12/).

Величина фона высокоэнергичных частиц в спокойное время в рассматриваемом цикле менялась от значений  $7 \times 10^{-4}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> ср<sup>-1</sup> МэВ<sup>-1</sup> вблизи минимума текущего цикла 2009–2010 гг. до значений  $3.5 \times 10^{-4}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> ср<sup>-1</sup> МэВ<sup>-1</sup> в конце 2013 г. вблизи максимума цикла, тогда как в 23-м цикле этот параметр менялся от значений  $5 \times 10^{-4}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> ср<sup>-1</sup> МэВ<sup>-1</sup> вблизи минимума 1996–1997 гг. до значений  $3 \times 10^{-4}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> ср<sup>-1</sup> МэВ<sup>-1</sup> в 2001–2003 гг. вблизи максимума цикла [17].

#### ИШКОВ

	,	Магнитные бури						Источник			
R	<i>T</i> <sub>0</sub> , г м д/час	SSC, д/UT	Δ <i>Т</i> , час	Ар <sub>МБ</sub> , нТл	<i>Аа</i> <sub>МБ</sub> , нТл	<i>Dst</i> <sub>min</sub> , нТл	класс	<i>Т</i> <sub>макс</sub> , д/м/UT	Событие, балл	КВВ, UT/V км/c/da	
1	201503/17	17/0445	60	108	146	-223	G4	15.03/0115	C9.1	0148/719 H	
2	201709/08	07/2300	27	106	111	-142	G4	06.09/1153	X9.3	1224/1497 H	
3	201203/09	08/1103	33	87	87	-145	G4	07.03/0002	X5.4	0024/2684 H	
4	201207/15	14/1809	48	78	87	-139	G3	12.07/1537	X1.4	1624/0657 H	
5	201510/06		60	74	94	-124	G3	03.10	КД + ВСВ		
6	201506/22	22/1833	51	72	86	-204	G4	18.06/1736	М3.0 + КД	1724/1305 H	
7	201303/17	17/0600	18	72	81	-132	G3	15.03/0546	M1.1	0712/1063 H	
8	201605/08	08/0108	30	70	95	-083	G2	05.05	$KД + C\Gamma + BKB$		
9	201512/19	20/1616	42	70	98	-155	G3	16.12	BCB/C6.6	1424/0503 H	
10	201808/25	25/18	27	63	85	-174	G3	20.08	BCB	2124/0363 pH	
11	201509/11		33	60	84	-081	G3	07.09	КД + ВСВ	1000/0337 pH	
12	201310/02	02/0155	12	58	75	-072	G4	29.10/2143	X2.3/BCB	2200/1001 H	
13	201610/24	25/0922	57	57	81	-060	G2	20.10	ВСВ + КД		
14	201004/05	05/0826	45	55	62	-081	G4	03.04	BCB	1034/0668 H	
15	201508/26		45	52	61	-080	G2	24.08/0726	M5.6	0848/0272 pH	
16	201306/28		33	50	67	-102	G2	25.06	КД + ВСВ	2200/1139 <90°	
17	201305/31	31/1618	33	49	65	-124	G3	27.05	ВСВ + КД	1924/0528 pH	
18	201509/07			24	74	-99	G2	05.09	КД + ВСВ		

Таблица 6. Наиболее значимые магнитные бури текущего 24 цикла СА

SSC – внезапное начало магнитной бури; Ap<sub>Mb</sub>, Aa<sub>Mb</sub> – среднее за время магнитной бури значение геомагнитных индексов; Dst<sub>min</sub> – минимальное значение в нTл; UT – всемирное время по Гринвичу; событие – вспышка, выброс солнечного волокна (BCB), корональная дыра (KД); Tmax – момент максимума излучения вспышечного события (в данном случае рентгеновского всплеска); рентгеновский класс вспышечного события в диапазоне (1–12.5 кэВ); KBB – корональный выброс вещества: время первого появления/начальная скорость/ da – угловая ширина: H – "гало", pH – "частичное гало".

Количество солнечных протонных событий  $(E_{\rm pr} > 10 \text{ МэВ})$  значительно снизилось [18]: 96 против 149 в СЦ23, 127 в СЦ22, 146 в СЦ21 и 144 в СЦ20, особенно умеренных (S2) – 11 – и больших (S3) – 4. Очень больших (S4) не наблюдалось; количество возрастаний на нейтронных мониторах (вспышки в космических лучах – GLE-события) катастрофически упало – всего 2 (табл. 5). Полный флюэнс протонов >10 MeV в течение первых 2100 дней 23-м цикле СА в 4.4 выше, чем за такой же период 24-го цикла [19]. Рисунок 5 представляет солнечное протонное событие от мощных вспышек сентября 2017 г.

Геомагнитный Ар-индекс достиг минимума в октябре 2009 г., спустя 10 мес. после минимума СЦ23 в числах Вольфа. Максимум среднемесячных значений Ар-индекса в СЦ24 отмечен в сентябре 2017 г. (18.1), с промежуточными пиками в марте 2015 г. (16.3), марте 2012 г. (16.1) и в сентябре 2015 г. (15.8). В июне 2015 г. сглаженное значение Ар\*-индекса впервые в цикле превысило 10 (http://legacy-www.swpc.noaa.gov/ftpdir/weekly/Ap.gif).

Значительное снижение числа вспышечных событий привело к уменьшению числа обычно более сильных спорадических геомагнитных возмущений, что может быть объяснено сильно упавшей геоэффективностью корональных выбросов вещества, угловая ширина которых для событий одинаковой скорости распространения, по сравнению с СЦ23, заметно увеличилась [12]. Уменьшение числа рекуррентных малых магнитных бурь, связанных с высокоскоростными потоками корональных дыр, вероятно, можно объяснить, во-первых, заметным уменьшением величины магнитного поля в корональных дырах, что сказалось на характеристиках связанных с ними высокоскоростных потоков, во-вторых, изменением практически всех параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля и, как следствие, характеристик магнитосферы. Соответственно, сильно выросло число периодов спокойных геомагнитных условий.

В табл. 6 приводятся сведения об умеренных (41 < Ap < 69), больших (70 < Ap < 99) и очень больших (Ap > 100) магнитных бурях в системе геомагнитного Ap-индекса и соответствующих

# ИТОГИ И УРОКИ 24 ЦИКЛА



**Рис. 3.** Вид и динамика развития гигантской группы солнечных пятен 19–26.10.2014 г. из [22]. Указаны напряженности магнитных полей в пятнах (в сотнях Гс) по данным обсерваторий Маунт-Вилсон и Крымской астрофизической обсерватории. Стрелками указаны области выхода новых потоков. Линия раздела полярностей проходит по центральной области группы слева направо по диагонали. Север сверху.

этим бурям максимальным значениям геомагнитных индексов Aa и Dst; об активных явлениях на Солнце, источниках этих магнитных бурь. В целом геоэффективность солнечных вспышечных явлений и корональных дыр весь цикл оставалась аномально низкой: за 11 лет развития цикла по геомагнитному индексу Ap зарегистрированы только две очень большие магнитные бури и семь больших магнитных бурь. Сравнение количества магнитных бурь в первых СЦ эпох пониженной СА СЦ12 и СЦ24, которое можно провести только в системе геомагнитного индекса Аа, привело к достаточно неожиданному результату: если число магнитных бурь класса G1 практически не изменилось (78 против 71), то число спорадических магнитных возмущений значительно разнится – магнитных бурь класса G2 было 43/24, G3 – 11/3,

**Рис. 4.** Вид группы пятен AR12673 и динамика ее развития по наблюдениям космической солнечной обсерватории SDO в непрерывном спектре (4500 Å) с наложенным магнитным полем (белое "+" полярность) за 2–8.09.2017 г. Преобразованный рисунок из http://www.solen.info/solar/.

G4 – 3/3 и G5 – 3/0 [20]. Таким образом, экстремальных магнитных бурь в СЦ24 класса G5 не было, что впрямую указывает на то, что в первую эпоху пониженной СА фоновые значения общего магнитного поля были выше, и вследствие этого должны быть выше и значения магнитных полей вспышечных активных областей [20].

Остановимся кратко на характеристиках и особенностях развития наиболее вспышечно-активных групп пятен текущего цикла СА (по выбору автора). В данной статье для характеристики группы пятен (AR) используется ее порядковый номер в системе Службы Солнца NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) США, гелиокоординаты AR, время прохождения центрального меридиана (СМР), максимальная площадь группы (Sp в мдп) и вспышечный потенциал AR, который включает:

– вспышечный индекс XRI (X-ray region index) группы пятен, введенный П. Мак-Интошем, который рассчитывается по сумме вспышечных событий рентгеновских классов X ( $10^{-4}$  вт/м<sup>2</sup>) и M ( $10^{-5}$  вт/м<sup>2</sup>), где вспышки класса X дают единицы, а вспышки класса M дают десятые доли. Наибольший индекс XRI за все время наблюдения Солнца в данном диапазоне электромагнитного излучения (с 1970 г.) получили три группы пятен: AR6659 июня 1991 г. (>86.5), AR 10486 октября 2003 г. (>62.56) и AR5395 марта 1989 г. (>55.5).

Знак больше (>) означает, что в данной активной области осуществились вспышечные события, чей рентгеновский класс (Х) превышал верхний порог насыщения фотометра, измерявший поток мягкого рентгеновского излучения на космическом аппарате, что запирало на некоторое время прибор.

 количество солнечных вспышек по рентгеновским классам X и M, где нижний индекс дает количество вспышек данного класса, а верхний индекс дает рентгеновский класс самой большой вспышки серии данного класса.

Первые большие вспышечные события осуществились уже в феврале 2010 г. Сначала в AR11045 (N24L253; CMP 17,9.02.2010, Sp = 420 мдп, XRI = = 1.52; M86.4 + C24), которая появилась в центральной области Солнца 6.02 и сразу же, в процессе всплытия, стала производить вспышки среднего класса (M < 5), которых за 48 ч 7–8.02 осуществилось 7 и одна большая (M6.4).

11 февраля 2011 г. на видимом диске Солнца образовалась AR11158 (S19L034, CMP 13,8.02.2011, Sp = 620 мдп; XRI = 3.59; X12.2 + + M66.6). Скорость всплытия последовательных магнитных потоков была столь велика, что уже 15.02 площадь группы пятен стала большой (Sp  $\geq$   $\geq$  500 мдп), а магнитная конфигурация центральной части стала предельно усложненной, что привело к периоду вспышечного энерговыделе-



**Puc. 5.** Поток солнечных высокоэнергичных протонов (pfu =  $y/cm^2 c cp$ ) в сентябре 2017 г. от больших солнечных вспышек в AR12673 по данным геостационарного спутника GOES-11 (http://:www.swpc.noaa.gov).

ния: 13.02 в группе пятен произошла первая большая (М ≥ 5) вспышка класса М6.6, а 15.02 – первая в текушем цикле вспышка класса Х2.2. Всего же за 69 ч 13-16.02 в активной области реализовались три больших и пять вспышек средних баллов. Последняя большая вспышка (М6.6) осуществилась 18.02. AR11261 (N16L330, CMP 01,4.08.2011, Sp = 390 мдп; XRI = 2.71; М59.3 + + СЗб) вышла на видимый диск 25.07 группой пятен среднего размера, но всплытие нового магнитного потока 2.08 привело к осуществлению 3-4.08 двух больших вспышек классов M6.0 и M9.3, возмущения от которых вызвали в ОКП солнечное протонное событие 4-6.08 и умеренную магнитную бурю 5-7.08. Вторая группа пятен AR11263 (N17L301, CMP 03,5.08.2011, Sp = 720 мдп, XRI = 7.67, X16.9 + M3 + C33) к 7.08 выросла в категорию большой и 8-9 августа за 13 ч выдала одно из самых мощных вспышечных событий СЦ24 вспышку класса X6.9 – и две вспышки среднего балла. В ОКП эти вспышечные события вызвали два малых протонных события. В сентябре 2011 г. период осуществления больших солнечных вспышек связан с AR11283 (N12L224, CMP 05, 7.09.2011 Sp = 230 мдп; XRI = 5.60; X22.1 + M5 + + C13). Новый всплывающий магнитный поток 4.09 привел к тому, что 6-8.09 за 61 ч осуществились четыре значимые вспышки, в том числе две - класса X2.1 (6.11) и X1.8 (7.11). КВВ от этих солнечных вспышек вызвали в ОКП умеренную магнитную бурю 9–10.09, начавшуюся с прихода двойной межпланетной ударной волны, отразившейся в двух последовательных внезапных импульсах геомагнитного поля 9.09 - SI/1243UT и SI/1250 UT. 21 сентября на видимый диск вышла группа пятен AR11302 (N13L280, CMP 28, 7.09.2011, Sp = = 1300 мдп; XRI = 8.73; X21.9 + + М177.4 + С32) и уже 22-25.09 прямо у восточного лимба за 66 ч зарегистрировано пять больших вспышек — X1.4 (22.9), X1.9, M7.1 и M5.4 (24.9), M7.4 (25.09), — которые, тем не менее, вызвали в ОКП малое протонное событие и умеренную магнитную бурю.

В появившемся из-за восточного лимба 13 января 2012 г. долготном комплексе активных областей, образованного двумя группами пятен AR11401 (N15L212, CMP 21,0.01.2012, Sp = 540 мдп; XRI = 0.37; M31.7 + C19) и AR11402 (N28L211, СМР 21,2.01.2012, Sp = 630 мдп; XRI = 2.89; X11.7 + M28.7 + C9), 19.01 осуществилась очень длительная по времени (>6 ч) вспышка МЗ.2, которая вызвала в ОКП малую магнитную бурю 22.01 и протонное событие малой интенсивности. Вспышки классов M8.7 23.01 и X1.7 27.01 стали источниками второго (S3 – 3900 ч/см<sup>2</sup>·с·ср) и пятого (S2 – 740 ч/см<sup>2</sup> с ср) по потоку частиц солнечных протонных событий СЦ24. Необходимо отметить, что подавляющее большинство больших и очень больших по интенсивности протонных событий происходят во время вспышек, которые осуществляются в комплексах активных областей [21], конфигурация магнитного поля которых, по-видимому, способствует обильному выходу солнечных протонов в межпланетное пространство. Следующий период очень высокой вспышечной активности в марте 2012 г. связан с комплексом активных областей, который составили AR11429 (N18L301, CMP 09, 1.03.2012, Sp = = 1270 мдп; XRI = 11.92; X25.4 + М148.4 + С32), и AR11430 (N19L319, CMP 08,0.03.2012, Sp = 200 мдп; XRI = 1.3; X11.3 + C3). Первая группа пятен 5-7.03 за 46 ч произвела две большие вспышки класса Х и 10 вспышек класса М. Последней была двойная вспышка X5.4 + X1.3 (7.03), которая захватила оба компонента комплекса и стала источником самого большого по потоку (S3 – 4340 ч/см<sup>2</sup> с ср) протонного события СЦ24. Кроме того,



**Рис. 6.** Очень большая магнитная буря (G4) 7–8.09.2017 г. по данным геомагнитной обсерватории Москва (ИЗМИ-РАН). По вертикальной оси приводится развитие магнитной бури в компонентах геомагнитного поля H, E, Z.

быстрый корональный выброс вещества от этого вспышечного события вызвал в ОКП 7-9.03 длительную большую магнитную бурю (Dst -145 nT). В основном компоненте комплекса 9-10.03 за 38 ч осуществились две большие вспышки баллов M6.3 и M8.4. Наконец, 13.03 на W59 осуществилась большая протонная (S2 – 390 ч/см<sup>2</sup> с ср) вспышка класса М7.9. В июле 2012 г. в группе пятен AR11515 (S16L205; CMP 3,2.07.2012; Sp = = 900 мдп; XRI = 8.5; X11.1 + M306.9 + C72) со 2.07 начался период осуществления больших вспышек (5), который продлился 73 ч. Эта серия вспышек вызвала в ОКП два малых (S1) протонных события 7 и 9.07 и две малых магнитных бури 9 и 10.07. В это же время 7.07, появились первые пятна AR11520 (S16L084; CMP 12, 2.07.2012; Sp = 1460 мдп; XRI = 2.93; X11.4 + M57.7 + C26). Уже на второй день ее площадь превысила 1000 мдп, а 12 июля достигла максимальных значений. Она и произвела две большие вспышки 12 (X1.4) и 19 (М7.7) июля, обе протонные (S1 и S2). Последняя серия больших вспышек в 2012 г. (M9.0, M5.0, X1.8) осуществилась за 57 ч 20-23.10 г. при выходе на видимый диск группы пятен AR11598 (S10L113;CMP 27,1.10.12; Sp = 420 мдп; XRI = 3.33; X11.8 + M39.0 + C25).

В мае 2013 г. у восточного лимба за 57 ч 13-15.05 в группе пятен AR11748 (N12L294, CMP 20,0.05.2013, Sp = 310 мдп, XRI = 9.96; X43.2 + + M53.2 + C19) осуществилась серия из четырех больших вспышек классов X1.7, X2.8, X3.2 и X1.2. Такая концентрация вспышечных событий балла X достаточно редкое событие, однако эта серия вспышек вызвала в ОКП лишь малое протонное событие. Детальный анализ ситуации в этом случае невозможен, так как вся подготовка этих событий происходила за восточным лимбом. Наибольшая концентрация больших вспышек в 2013 г. наблюдалась в последней декаде октября – первой декаде ноября и связана с тремя группами пятен:

- AR11875 (N07L027, CMP 23,1.10.2013; Sp = = 790 мдп; XRI = 6.53; X22.3 + M125.1 + C57) – всплытие значимого нового магнитного потока началось 22.10 и привело к первому периоду вспышек 23–24.10 (5 вспышек средних баллов за 14 ч), вслед за которым с 26.10 следующее всплытие привело к осуществлению 28–29.10 за 44 ч двух больших вспышек баллов X1 и X2.3. Вспышечная активность этой группы пятен принесла в ОКП два малых протонных события.

- В AR11882 (S09L291, CMP 30,5.10.2013, Sp = = 390 мдп, XRI = 9.96; X22.1 + M114.4 + C9) обе большие вспышки (X1.7, X2.1) произошли 28.10, когда группа пятен была на видимом диске всего 2 сут., поэтому их воздействие на ОКП ограничилось только излучением, но при заходе за запад-

ный лимб Солнца вспышка среднего класса М1.8 вызвала в ОКП малое протонное событие.

– AR11890 (S10L113, CMP 8,8.11.2013; Sp = = 950 мдп; XRI = 7.38; X33.3 + M53.8 + C46) – два вспышечных периода осуществились в центральной зоне. Первый (X3.3) пришелся на пик развития группы пятен 5–6.11 – одна большого и три среднего класса за 28 ч, – и основной – 4 вспышечных события (два X1.1 и два средних) – осуществился 8 – 10.11 за 48 ч.

В январе 2014 г. группа пятен AR11944 (S09L100, CMP 7,8.01.2014; Sp = 1560 мдп; XRI = = 3.08; X11.2 + M77.2 + C44) появилась на диске Солнца 1.01 большой, относительно спокойной, в которой до 7.01 осуществилось всего пять вспышек средних баллов. Однако 05.01 к северо-востоку от ведущего пятна проявилось всплытие значимого нового магнитного потока и 7.01 за 8 ч осуществились две большие вспышки: первая, класса М7.2, произошла во внутреннем пространстве группы пятен, а вторая, класса X1.2 осуществилась к юго-запалу от большого велушего пятна и вызвала в ОКП третье по величине в СЦ24 большое (S3 – 1000 ч/см2·с·ср) протонное событие. В последней декаде февраля практически на восточном лимбе в выходящей группе пятен AR11990 (S13L110, CMP 02,6.02.14; Sp = 250 мдп; XRI = 5.13; X14.9 + M21.2 + C6) 25.02 осуществилась 4-я по интенсивности мягкого рентгена вспышка класса Х4.9, которая дала начало умеренного (S2 – 97 ч/см<sup>2</sup>·с·ср) очень длительного протонного события, длившегося до 10.03. Вспышечная активность отмечена на высоком уровне 10-11.06, когда в небольшой группе пятен AR12087 (S18L156, CMP 16,2.06.2014; Sp = 220 мдп; XRI = 6.76; X32.2 + M83.9 + C29) за 22 ч осуществились три большие вспышки классов Х2.2, Х1.5 и Х1.0.

Наиболее значительным событием СЦ24 стало прохождение по видимому диску в октябре 2014 г. гигантской, самой большой за последние 20 лет вспышечно-активной группы пятен (рис. 3) [22], большие вспышечные события в которой, кроме электромагнитного воздействия, не оказали заметного влияния на ОКП. AR12192 (S13L248, СМР 23,5.10.14, Sp = 2750 мдп; XRI = 20.45, X63.1 + + М358.9 + С73) вышла на видимый диск Солнца 17.10. Первая большая вспышка класса Х1.1 осуществилась уже 19.10, следующая (Х1.6) 22.10, а с 26 по 28.10 за 38 ч произошли 6 больших вспышек (26.10 – Х2.0 и Х1.0: 27.10 – М7.1. М6.7 и Х2.0: 28.10 — Мб.б). Главной особенностью этих больших вспышечных событий стало практически полное отсутствие значимых геоэффективных корональных выбросов вещества, из-за чего эта активная область практически не дала возмущений ни в корпускулярном излучении, ни в геомагнитном поле. Это прямо говорит о том, что крупномасштабное магнитное поле этой гигантской группы пятен было очень сильным и его магнитная конфигурация была закрытой, представляя собой простую биполярную структуру, внутри которой по линии раздела полярностей и происходили большие вспышечные события, но, по мнению автора, выделенной во вспышках энергии было недостаточно, чтобы корональные выбросы вещества могли выйти за пределы этой структуры. Понимание этого результата может объяснить уникальную для достоверного ряда СЦ ситуацию, которая сложилась на фазе роста СЦ18, когда прохождение по видимому диску Солнца и вспышечная активность экстремальных (> 4000 мдп) по площади групп пятен, наибольшая из которых в марте 1948 г. имела площадь 6140 мдп, практически не вызывало в ОКП больших магнитных возмущений.

Через 1.5 года после начала фазы минимума (апрель 2016 г.) в сентябре 2017 г., на третьем обороте в спокойной небольшой группе пятен AR12673 (S08L117, CMP 03,8.09.2017, Sp = 1060 мдп, XRI = 18.97, X59.3 + M278.1 + C54) с 3.09 начали последовательно всплывать новые быстрые магнитные потоки, первый из которых уже к 4.09 увеличил площадь группы пятен почти в четыре раза, а к 8.09 она выросла до максимального значения. Как неоднократно бывало в СЦ24, менее чем через сутки после начала процесса, уже 4.09 произошло первое длительное (≥10 ч) вспышечное событие (оптический бал 3В), включавшее в себя четыре рентгеновских всплеска среднего класса М и большой всплеск М5.5. В процессе взаимодействия новых магнитных потоков с собственным магнитным полем активной области (6-8.09) осуществились четыре больших всплеска класса X (X2.2, X9.3 – одна вспышка оптического балла 2B, X1.7 - 6.09, X1.3 - 7.09) и шесть больших всплесков класса М (рис. 4). Всплытие следующего нового магнитного потока (9-10.09) привело еще к одной большой вспышке класса Х8.2 (10.09). Таким образом, в этой активной области произошли два самых мощных вспышечных события СЦ24 – Х9.3 и Х8.2. Этот период высокой вспышечной активности вызвал в ОКП 4 солнечных протонных события умеренной (S2) интенсивности (рис. 5), которые продолжались с 4 по 15.09. Кроме того, возмущения от них вызвали одну очень большую (G4 – рис. 6) и две малые магнитные бури. Надо отметить, что появление такой экстремально вспышечной активной области в фазе минимума СЦ (-2 года от минимума) не редкое явление. В предшествующем СЦ23 подобные высокоактивные группы пятен были отмечены в сентябре 2005 г. (-3 года) и в декабре 2006 г. (-2 года). Но этот цикл был особый, переходный между эпохами повышенной и пониженной СА, и могло сложиться впечатление, что это особенность переходных периодов. Однако и в 21-м цикле (эпоха повышенной СА) такие группы пятен наблюдались в апреле и мае 1984 г. (-2 года). Для эпохи пониженной СА у нас пока нет статистики, так как СЦ24 — первый цикл наступившей эпохи, но эта закономерность, как видим, выполняется.

# 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Закончившийся в декабре 2019 г. СЦ24, длительность которого составила полные 11 лет, впервые в полной мере дал нам возможность детально исследовать начальный цикл эпохи пониженной СА. Его ход развития и характеристики полностью вписались в характерные границы изменения средних и граничных параметров семейства низких СЦ, слегка их изменив (см. табл. 1). Он развивался по сценарию, типичному для достоверных низких СЦ, по которому наиболее мощные вспышечные события обычно происходят на фазе спада цикла и более редко на фазе роста.

Характеристики СЦ24 вместе с СЦ23 (переходный) показали, что фоновые значения общего магнитного поля Солнца, ответственные за эпохи СА, полностью определяют качество процесса пятнообразования в конвективной зоне Солнца, влияя на средние параметры, количество, темп развития и вспышечную производительность групп пятен и областей с открытым в межпланетное пространство магнитным полем – корональных дыр. Переход к эпохе пониженной СА в СЦ24 значимо изменил условия реализации солнечных вспышечных событий, образования и выхода из Солнца агентов, ответственных за распространение возмущений в перестроившейся межпланетной среде. По мере развития СЦ24 стало понятно, что

- сравнительно небольшое уменьшение (примерно вдвое) фоновых значений общего магнитного поля Солнца в СЦ24 привело к уменьшению величин магнитных полей, как средних для Солнца, так и всех без исключения активных явлений на Солнце. Эта же динамика непосредственно сказалась и на физических условиях распространения солнечной плазмы в межпланетном пространстве, понизив геоэффективность всей цепочки переноса возмущения через солнечный ветер (источник на Солнце – агенты переноса – реакция ОКП), уровень которой стал значимо меньше, по сравнению с тем, что мы наблюдали в СЦ космической эры – эпохе повышенной СА. Следствием наблюдаемого дефицита вспышечно-активных областей стало уменьшение числа сильных спорадических геомагнитных возмущений, больших протонных событий, а очень больших и экстремальных вспышечных событий не наблюдалось.

– Таким образом, согласно сценарию СА по достоверному ряду наблюдений, Солнце вступило в период осуществления малых и средних циклов, который должен продлиться первые три четверти XXI века (5 циклов - ~55 лет) - эпоху пониженной СА. Внутри эпох СА, на данной статистике, работают все наблюдательные правила и закономерности развития СЦ, нарушение правила Гневышева-Оля возможно только в переходный период, что и произошло в СЦ 22-23. Отсюда следует, что следующий СЦ25 будет циклом средней величины (*W*\* ~ 120 ± 10 или в системе  $V2 \rightarrow W^* \sim 145 \pm 15$ ). Исходя из наблюдательных характеристик циклов первой эпохи пониженной СА (табл. 1) и устойчивости сценария развития солнечной цикличности, можно с достаточной долей уверенности дать прогноз, что последующие четыре СЦ будут поочередно циклами средней и низкой величины.

- Сравнение количества магнитных бурь в первых СЦ эпох пониженной СА (СЦ12 и СЦ24), которое можно провести только в системе геомагнитного индекса Аа, привело к достаточно неожиданному результату: разница в количестве спорадических магнитных возмущений и, особенно, отсутствие экстремальных магнитных бурь в СЦ24 впрямую, по мнению автора, указывает на то, что в первую эпоху пониженной СА, во всяком случае в СЦ12, фоновые значения общего магнитного поля были несколько выше. Это обеспечило более благоприятные условия для осуществления геоэффективных солнечных вспышечных событий за счет мощности и/или сложности процесса энерговыделения.

— На данной статистике работающий сценарий СЦ по достоверному ряду наблюдений Солнца дает основание считать, что солнечное динамо работает в двух режимах, обеспечивающих эпохи пониженной и повышенной СА ( $\Delta T \sim 50-55$  лет – 5 СЦ), между которыми реализуются переходные периоды ( $\Delta T \sim 17$  лет  $\sim 1.5$  СЦ), во время которых общее магнитное поле Солнца меняет режим пятнообразовательной активности к соответствующей эпохе.

– Ослабление режима выноса солнечных магнитных полей привело к значительному падению их фоновой интенсивности в межпланетном пространстве и ОКП (внешний радиационный пояс) и, соответственно, к значимому росту радиационного фона галактических космических лучей на всем протяжении цикла, а не только в эпоху минимума. Это обстоятельство закрывает возможность длительных полетов в открытом космосе и обитаемых станций на поверхности Луны с длительным сроком пребывания одной команды.

 Спорадический нагрев земной атмосферы заметно уменьшился, что привело к возросшему уровню загрязнения ОКП (неблагоприятный режим очистки низких орбит от космического мусора) и другим, возможно, неблагоприятным последствиям.

– Геоэффективность высокоскоростных потоков солнечного ветра из корональных дыр заметно упала, что выразилось в некотором уменьшении числа рекуррентных, малых геомагнитных возмущений (малых магнитных бурь и суббурь), а количество периодов со спокойной и слабовозмущенной геомагнитной обстановкой значительно выросло.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. В. Н. Ишков, И. Г. Шибаев, Известия РАН. Сер. физ. 70, 10, 1439 (2006).
- 2. В. Н. Ишков, в "Солнечная и солнечно-земная физика 2013", ред. Ю.А. Наговицин, Изд. ВВМ, Санкт-Петербург, 111 (2013), http://www.gao.spb.ru/russian/publ-s/conf\_2013/con-f\_2013.pdf.
- 3. *K. L. Harvey, F. Recely, J. Hirman, and N. Cohen*, Proc. Workshop at Hitachi "Solar-Terrestrial Prediction", Japan, 1996, **5**, 77 (1996).
- 4. П. А. Откидычев, Н. Н. Скорбеж, в "Солнечная и солнечно-земная физика 2013", ред. Ю.А. Наговицин, Изд. BBM, Санкт-Петербург, 111 (2013), http://www.gao.spb.ru/russian/publ-s/conf\_2013/con-f\_2013.pdf.
- 5. C. Fröhlich, Surv. Geophys. 33, 453 (2012).
- 6. W. Livingston and F. Watson, Geophys. Res. Lett. 42, 9185 (2016).
- S. J. Hofmeister, A. Veronig, M. A. Reiss, M. Temmer, S. Vennerstrom, B. Vrsnak, and B. Heber, Astrophys. J. 835, 17 (2017).

- 8. S. G. Heinemann, M. Temmer, N. Heinemann, K. Dissauer, E. Samara, V. Jercic, S. J. Hofmeister, and A. M. Veronig, Solar Phys. **294**, 144 (2019).
- 9. *K. Harvey, J. Harvey, and N. Sheeley*, Solar Phys. **79**, 149 (1982).
- D. J. McComas, N. Angold, H. A. Elliott, G. Livadiotis, N. A. Schwadron, R. M. Skoug, and C. W. Smith, Astrophys. J. 779, 10 (2013).
- В. В. Васильева, А. Г. Тлатов, в "Солнечная и солнечно-земная физика-2015", ред. А. В. Степанов Ю. А. Наговицин, Изд. ВВМ, Санкт- Петербург, 39 (2015).
- R. Selvakumaran, B. Veenadhari, S. Akiyama, M. Pandya, N. Gopalswamy, S. Yashiro, S. Kumar, P. Mäkelä, and H. Xie, J. Geophys. Res. (Space physics) 121, 8188 (2016).
- 13. В. Н. Ишков, Изв. РАН, сер. физ. 62, 1835 (1998).
- 14. S. E. Gibson, J. U. Kozyra, G. de Toma, et al., J. Geophys. Res. 114, A09105 (2009).
- 15. R. Ebert, D. McComas, H. Elliott, and R. Forsyth, J. Geophys Res. 114, 109 (2009).
- Y. Hao, H. Shi, Z. Xiao, and D. Zhang, Ann. Geophys. 32, 809 (2014).
- 17. *M. Paassilta, O. Raukunen, R. Vainio, E. Valtonen, et al.*, J. Space Weather & Space Clim. 7, A14 (2017).
- Ю. И. Логачев, Г. А. Базилевская, Е. И. Дайбог, Е. А. Гинзбурги др., электронное издание: "База данных по наукам о Земле" (2019), http://esdb.wdcb.ru/.
- R. Mewaldt, C. Cohen, C. Mason, T. Von Rosenvinge, and A. Vourlidas, 34th Intern. Cosmic Ray Conf. Hague. Netherlands, 8 (2015), https://pos.sissa.it/236/139/pdf.
- 20. *В. Н. Ишков*, Геомаг. и аэрономия **61**, принята в печать (2021).
- 21. В. Н. Ишков, Геомаг. и аэрономия 53, 971 (2013).
- 22. Ю. А. Фурсяк, Изв. КрАО 111, 19 (2015).

# СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ОЦЕНОК ТОЧНОСТИ ПРОГНОЗА ПАРАМЕТРОВ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ

© 2022 г. 3. М. Малкин<sup>1, \*</sup>, В. М. Тиссен<sup>2, 3, \*\*</sup>

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
 <sup>2</sup> Западно-Сибирский филиал ФГУП "ВНИИФТРИ", Новосибирск, Россия
 <sup>3</sup> Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

\*E-mail: malkin@gaoran.ru \*\*E-mail: tissen.ksn@yandex.ru Поступила в редакцию 08.08.2021 г. После доработки 02.10.2021 г. Принята к публикации 01.11.2021 г.

Повышение точности прогнозирования параметров вращения Земли (ПВЗ) является одной из основных прикладных астрометрических задач. Для ее решения используются различные подходы, и для выбора наилучшего из них часто проводятся сравнения точности прогнозов ПВЗ, получаемых разными методами в разных центрах анализа. При таких сравнениях используются различные статистические оценки ошибок прогноза, основанные на анализе разностей прогнозных и окончательных значений ПВЗ. В статье проведено сравнение нескольких оценок, таких как среднеквадратическая ошибка, средняя ошибка, медианная ошибка и максимальная ошибка. Показано, что между оценками точности прогноза, получаемыми этими методами, не всегда есть прямая зависимость. Поэтому рекомендуется применять в работах по сравнению рядов прогнозов ПВЗ, особенно краткосрочных, совместно несколько оценок для получения наиболее информативных результатов сравнения точности разных методов прогноза.

*Ключевые слова:* вращение Земли, параметры вращения Земли (ПВЗ), прогноз ПВЗ **DOI:** 10.31857/S0004629922020062

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Параметры вращения Земли (ПВЗ) определяют связь между земной системой координат, в которой задаются положения и скорости объектов на и вблизи поверхности Земли, и небесной системой координат, в которой задаются положения и скорости астрономических объектов. Высокоточные значения ПВЗ необходимы при решении многих научных и практических задач в области астрономии, геодезии, наземной и космической навигации, телекоммуникаций, синхронизации удаленных шкал времени, спутникового зондирования поверхности и атмосферы Земли и других приложений, в частности, относящихся к кругу задач, решаемых системой фундаментального координатно-временного обеспечения (ФКВО) [1]. При этом для обеспечения операций в реальном времени необходим прогноз ПВЗ с наибольшей возможной точностью. Поэтому повышение точности определения и прогнозирования ПВЗ является одной из основных задач астрометрии. Для ее решения разными авторами развиваются различные методы прогноза. Сравнение точности прогнозов ПВЗ, получаемых

разными авторами и методами, является традиционной задачей. В частности, можно выделить специальные кампании, организованные Международной службой вращения Земли и опорных систем координат (International Earth Rotation and Reference Systems Service, IERS) [2, 3].

В литературе описаны несколько различных статистических оценок точности прогноза ПВЗ, на основе которых сравниваются ряды прогнозов, полученные разными авторами и методами. Все они основаны на анализе разностей между прогнозными и окончательными значениями ПВЗ. Первоначально обычно использовались среднеквадратические значения этих разностей [4]. Эта оценка продолжает широко использоваться и сейчас. Позднее также стала часто применяться средняя ошибка прогноза [5]. В работе [6] было предложено дополнительно использовать максимальную ошибку прогноза, которую можно рассматривать как оценку гарантированной ошибки, важную для некоторых практических приложений. Кроме этих трех оценок мы также рассмотрели медианную ошибку прогноза, которая является одной из устойчивых оценок, не подверженных влиянию случайных удачных или неудачных прогнозов, в отличие от остальных используемых оценок. Описание методики вычисления этих оценок и результатов их применения к реальным прогнозам ПВЗ приведено ниже.

# 2. СРАВНЕНИЕ ОЦЕНОК ОШИБОК ПРОГНОЗА ПВЗ

Мы провели сравнение четырех оценок точности прогноза ПВЗ на примере прогнозов координат полюса Земли X<sub>p</sub> и Y<sub>p</sub> и всемирного времени UT1. вычисленных в 2011–2020 гг. в трех центрах анализа ПВЗ. Первая серия прогнозов вычисляется в Бюро срочной службы и прогноза (Rapid Service/Prediction Center) Международной службы вращения Земли и опорных систем координат (International Earth Rotation and Reference Systems Service, IERS), функционирующему в Морской обсерватории США (USNO) [7]. Эти прогнозы публикуются в ежедневных Бюллетенях A (IERS Bulletin  $A^1$ ) и далее обозначены как ВА. Вторая серия прогнозов вычисляется Центром сводной обработки и определения ПВЗ Главного метрологического центра Государственной службы времени, частоты и определения параметров вращения Земли (ГМЦ ГСВЧ) [8], являющимся подразделением Всероссийского научно-исследовательского института физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ). Эти прогнозы публикуются в ежедневных бюллетенях  $O^2$  и далее обозначены как ВО. Третья серия прогнозов вычислена В.М. Тиссеном, далее эти прогнозы обозначены как VT. Методика вычисления этих прогнозов приведена в [9, 10]. Четвертая серия прогнозов вычислена З.М. Малкиным, далее эти прогнозы обозначены как ZM. Для вычисления прогнозов ZM использовалась методика, описанная в [6], с небольшими вариациями параметров моделей.

Таким образом, мы обработали четыре серии прогнозов, которые вычислялись ежедневно в реальном времени за десятилетний период с 1 января 2011 г. по 31 декабря 2020 г. Всего за этот период можно было ожидать 3653 прогнозов для каждой серии, однако, по разным причинам не все прогнозы попали в нашу базу. Фактически было собрано 3626 прогнозов ВА, 3653 прогноза ВQ, 3258 прогнозов VT и 3626 прогнозов ZM. Все они без исключения были использованы в вычислениях, результаты которых представлены ниже.

В указанных выше центрах обработки ПВЗ вычисляются прогнозы разной длительности. В настоящей работе мы использовали прогнозы длительностью 30 сут., что соответствует длине прогноза BQ, самому короткому из рассматриваемых.

При сравнении прогнозных значений ПВЗ с окончательными для соблюдении строгости сравнения следует учесть, какие ряды ПВЗ прогнозировались (фактически экстраполировались), и окончательные значения именно этих рядов использовать для вычисления ошибок прогноза. Прогнозы ВА, VT и ZM экстраполируют ряд ПВЗ USNO finals.all<sup>3</sup>. Поэтому для этих серий прогнозов производилось сравнение именно с этим рядом. Прогнозы BQ сравнивались с окончательным рядом ПВЗ ГСВЧ gs pvz.dat<sup>4</sup>.

Ошибки прогнозов ПВЗ для каждого центра (серии прогноза) определялись следующим образом. Для каждого из них вычислялись разности прогнозных значений ПВЗ с окончательными значениями указанных выше рядов ПВЗ  $d_{ij}$ , где i – номер прогноза в наборе прогнозов данного центра, а j – число дней (длина) прогноза, j = =1,...,30. Затем вычислялись различные статистики ошибок прогнозов данного центра в зависимости от длины прогноза j:

среднеквадратическая ошибка

$$RMS_j = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n d_{ij}^2}{n}},\tag{1}$$

средняя абсолютная ошибка

$$MAE_{j} = \frac{\sum_{i=1}^{n} |d_{ij}|}{n},$$
(2)

медианная абсолютная ошибка

$$MedAE_{j} = \underset{i=1\dots,n}{\text{median}} |d_{ij}|, \qquad (3)$$

максимальная абсолютная ошибка

$$MaxAE_{j} = \max_{i=1...n} |d_{ij}|.$$
 (4)

Следует отметить, что, в отличие от других оценок, *MaxAE* не отражает некоторую усредненную точность прогнозов, а определяется только самым неудачным из них.

Вычисленные таким образом средние за 10летний период ошибки для четырех серий прогнозов координат полюса и всемирного времени представлены на рис. 1. Полученные результаты показывают, что точность прогнозов, получаемых разными методами в разных центрах анализа, во многих случаях существенно различна.

В целом можно выделить прогнозы ВА и VT, имеющие наилучшую и примерно одинаковую

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> https://datacenter.iers.org/availableVersions.php?id=6

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> ftp://ftp.vniiftri.ru/Out\_data/Bul\_rus\_Q/

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> https://datacenter.iers.org/eop.php

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> ftp://ftp.vniiftri.ru/Out\_data/EOP\_series/gs\_pvz.dat



**Рис. 1.** Различные оценки ошибок прогнозов ПВЗ: по столбцам –  $X_p$ ,  $Y_p$ , UT1, по строкам – *RMS*, *MAE*, *MedAE*, *MaxAE*.

точность во всех случаях. Более детальный анализ выявляет некоторое преимущество одного из этих методов для определенных типов ПВЗ и интервалов длин прогноза, но эти различия невелики. Прогнозы BQ и ZM в целом заметно хуже. Для прогнозов  $X_p$  и UT1 эти две серии имеют близкую точность. При прогнозировании координат полюса результаты ZM показывают несколько луч-


**Рис. 2.** Отношения различных оценок ошибок прогнозов ПВЗ: по столбцам –  $X_p$ ,  $Y_p$ , UT1, по строкам – *MAE/RMS*, MedAE/RMS, MaxAE/RMS.

шую точность для небольшой длины прогноза, а прогнозы BQ существенно лучше для более долговременных прогнозов, особенно для У<sub>р</sub>. При прогнозировании UT1 прогнозы ZM немного точнее во всех случаях. Также интересно отметить, что точность прогнозов для  $X_p$  оказалась заметно хуже, чем для  $Y_p$  у всех центров.

В целом можно отметить, что сравнительная оценка точности прогнозов ПВЗ, которая может быть сделана на основе их сравнения разными методами, практически одна и та же за исключением, в ряде случаев, самых кратковременных прогнозов.

На рис. 2 представлены отношения различных оценок ошибок прогнозов ПВЗ. За исключением

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 2022 Nº 1

самых краткосрочных прогнозов, получаемые разными методами оценки точности прогнозов различаются практически только постоянным множителем, одинаковым для разных серий прогнозов и для всех трех типов ПВЗ. Во всех случаях оценка MAE составляет около 0.8 от RMS. Этот результат подтверждает выводы работы [11], полученные для двухлетних серий прогнозов ПВЗ USNO и VT, вычисленных в 2009-2011 гг. Оценка MedAE составляет около двух третей от RMS для прогнозов длиной больше трех-четырех суток. При этом можно отметить, что оценка МАЕ значительно ближе к RMS (с учетом постоянного множителя), чем *MedAE*. Отклонение взаимного отношения этих трех оценок от постоянной величины особенно заметно для самых краткосрочных прогнозов всемирного времени.

Максимальная ошибка в три-четыре раза больше *RMS* для прогнозов длительностью больше нескольких дней для всех центров и типов ПВЗ. В то же время соотношение MaxAe и RMSзначительно выше для прогнозов длительностью один-два дня. Причина этого может быть в следующем. Как показано в [6], ошибки прогноза в значительной степени определяются ошибками ПВЗ для последних эпох прогнозируемого ряда, которые имеют пониженную точность по сравнению с окончательными значениями, вычисленными по прошествии некоторого времени. Разные методы прогноза могут быть по-разному чувствительны к этому фактору. Напомним, что MaxAe определяется наиболее неудачным прогнозом и эта величина может в определенном смысле рассматриваться как оценка гарантированной точности прогноза ПВЗ в наиболее неблагоприятном случае.

#### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы сравнили четыре различных метода оценки ошибок прогнозов ПВЗ, таких как *RMS*, *MAE*, *MedAE* и *MaxAE*. Результаты вычислений, произведенных на материале четырех серий реальных прогнозов, вычисленных в четырех центрах анализа ПВЗ в течение 10-летнего периода с 1 января 2011 г. по 31 декабря 2020 г., позволяют сделать следующие выводы.

При сравнении прогнозов разных центров длительностью от нескольких суток до одного месяца оценки *RMS*, *MAE* и *MedAE* оказались практически эквивалентны с точностью до постоянного множителя. Небольшие наблюдаемые отличия мало влияют на основные результаты сравнения разных серий прогнозов. Только для прогнозов очень близкой точности, таких как, например, BA и VT, применение той или иной оценки может показать небольшое преимущество одной или другой серии, что интересно теоретически, но может быть мало значимо для практики.

Напротив, для коротких прогнозов различные оценки точности прогнозов могут давать существенно разные результаты. Разница в оценках особенно велика для прогнозов длительностью один-два дня, критически важных для многих практических приложений, например, связанных с эфемеридно-временным обеспечением глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС). То же самое относится и к сравнительной оценке максимальной ошибки прогноза в разных центрах, которая практически отличается только постоянным множителем от других оценок, если среди прогнозов не встречается грубо ошибочные прогнозы, применение *MedAE* позволяет получить оценку точности прогнозов данной серии, не искаженную влиянием отдельных прогнозов с аномально большими ошибками.

В целом можно сказать, что различные критерии оценки точности прогнозов ПВЗ полезно дополняют друг друга и их совместное применение позволяет производить наиболее полную всестороннюю сравнительную оценку точности различных серий (методов) прогноза. Поэтому представляется полезным в работах, посвященных сравнениям прогнозов ПВЗ, приводить все рассмотренные выше (и, возможно, какие-то дополнительные) оценки ошибок прогноза, чтобы дать полную информацию разным потребителям с их специфическими требованиями. Особенно это важно для коротких прогнозов, когда различные оценки ошибок прогноза могут существенно различаться.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. А. М. Финкельштейн, И. С. Гаязов, В. С. Губанов, Г. А. Красинский, и др., Труды ИПА **13**, 7 (2005).
- M. Kalarus, H. Schuh, W. Kosek, O. Akyilmaz, et al., J. Geodesy 84, 587 (2010).
- 3. W. Kosek, B. Luzum, M. Kalarus, A. Wnek, and M. Zbylut, Artificial Satellites 46, 139 (2011).
- 4. D. D. McCarthy and B. J. Luzum, Bull. Geodesique 65, 18 (1991).
- 5. *W. Kosek, D. D. McCarthy, and B. J. Luzum*, J. Geodesy **72**, 189 (1998).
- Z. Malkin and E. Skurikhina, arXiv:0910.3336 [physics.geo-ph] (2009).
- W. R. Dick and D. Thaller (Eds.), IERS Annual Report 2018 (Frankfurt am Main: Verlag des Bundesamts f
  ür Kartographie und Geodäsie, 2020).
- 8. *M. Kaufman and S. Pasynok*, Artificial Satellites **45**, 81 (2010).
- 9. V. M. Tissen, A. S. Tolstikov, A. Y. Balakhnenko, and Z. M. Malkin, Measurement Techniques 52, 1249 (2009).
- 10. *V. M. Tissen*, Proc. of the Higher Educational Institutions. Izvestia Vuzov. Geodesy and aerophotosurveying, № 2, 44 (2014).
- 11. *З. М. Малкин, В. М. Тиссен*, Вестн. СПбГУ. Сер. 1: Математика. Механика. Астрономия № 3, 143 (2012).

# О СИНФАЗНОСТИ ВАРИАЦИЙ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ ЗЕМНОГО ПОЛЮСА И ПРЕЦЕССИИ ОРБИТЫ ЛУНЫ

© 2022 г. В. В. Перепёлкин<sup>1, \*</sup>, Л. В. Рыхлова<sup>2</sup>, Вэй Ян Сое<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Московский авиационный институт, Москва, Россия <sup>2</sup> Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия \*E-mail: vadimkin1@vandex.ru

Поступила в редакцию 10.08.2021 г. После доработки 01.11.2021 г. Принята к публикации 01.11.2021 г.

С помощью численной обработки ряда C01 данных наблюдений и измерений движения земного полюса на длительном интервале времени начиная с 1900 г. найден колебательный процесс земного полюса, связанный с прецессионным движением орбиты Луны. Предложено несколько способов преобразования координат земного полюса к системе, в которой его движение происходит синфазно с изменением ориентации плоскости лунной орбиты по отношению к экватору Земли. Выполненное преобразование зависит только от средних параметров движения земного полюса и не зависит явно от времени. Показано, что в этой системе полярный радиус совершает колебания, синфазные с колебаниями угла наклона плоскости лунной орбиты к земному экватору, а колебания полярного угла происходят синфазно с отклонением вдоль экватора точки пересечения лунной орбиты с экватором.

*Ключевые слова:* движение земного полюса, чандлеровское колебание, годичное колебание, вращение Земли, гравитационное возмущение, прецессия орбиты Луны **DOI:** 10.31857/S0004629922020086

# 1. ВВЕДЕНИЕ

В движении земного полюса, как известно [1– 3], выделяются основные составляющие – чандлеровское и годичное колебания, долгопериодический тренд, а также нерегулярные колебания, в том числе стохастического характера [4]. Проблема построения модели и прогноза движения земного полюса связана в первую очередь с нерегулярным поведением его основных компонентов [2, 5].

Факторы, влияющие на движение Земли относительно центра масс, можно условно разделить на астрономические и геофизические. Движение Земли в космическом пространстве, а также перемещение ее подвижных сред происходит под влиянием тел Солнечной системы и в первую очередь Солнца и Луны. Поэтому в вопросах исследования движения Земли естественным является совместный учет геофизических и астрономических факторов в совокупности. Лунно-солнечные гравитационные возмущающие силы приводят к прецессии и нутации Земли [6]. В отличие от прецессии и нутации свойство деформируемости Земли и подвижность ее различных сред являются уже определяющими для движения мгновенной оси вращения в теле Земли. И в этом случае важным может являться не только учет подвижности сред, но и влияющих на них астрономических факторов, поскольку за время эволюции Солнечной системы многие процессы надо полагать синхронизированными [7–9].

Этой теме посвящено немало научных работ. Например, в исследовании [9] рассмотрена идеализированная модель влияния Луны на изменения параметров чандлеровского колебания, основанная на дифференциальных уравнениях связанных осцилляторов. В работе [10] изучено влияние параметрического резонанса в системе Земля-Луна на чандлеровское колебание и приведено качественное сравнение с "эмпирическими законами Мельхиора" [3]. В работах [11, 12] установлена взаимосвязь вариаций амплитуды и фазы чандлеровского компонента с геофизическими процессами в атмосфере и океанах. В ряде работ [13-15] рассмотрены вопросы о связи пространственного движения лунной орбиты с чандлеровским колебанием, обсуждена синхронизация чандлеровского колебания с 18-летним приливным циклом. В частности, в [13] установлено наличие 18-летнего цикла функции возбуждения чандлеровского колебания, приводящего к удвоенному периоду в амплитудной модуляции чандлеровского компонента. В работе [15] с помощью обработки и анализа данных наблюдений и измерений ряда C04 о движении земного полюса Международной службы вращения Земли (MCB3) [1] показано наличие колебательного процесса, синфазного с прецессионным движением орбиты Луны. Однако вопросы о синхронизации колебаний полюса с прецессией лунной орбиты и о влиянии Луны на его колебательный процесс еще мало изучены и требуют более детального рассмотрения.

Цель данной работы состоит в развитии работы [15], т.е. в дальнейшем исследовании свойств колебательного процесса земного полюса с периодом прецессии орбиты Луны и особенностей их синхронизации на более длительном интервале времени. Для этого использовался ряд C01 данных MCB3 [1] о движении земного полюса, начиная с 1900 г. Численная обработка и анализ длительного ряда C01 проводились во многих исследованиях, например, в [16, 17]. Однако проблемы колебаний параметров движения земного полюса (параметров чандлеровских и годичных компонентов), происходящих с частотой, близкой к частоте прецессии лунной орбиты, обсуждаются достаточно редко.

В первой части данной статьи с помощью обработки длительного ряда наблюдений С01 МСВЗ рассматривается преобразование координат земного полюса, позволяющее определить 18-летнюю цикличность и исследовать ее средние параметры на 120-летнем временном интервале наблюдений. Во второй ее части обсуждается кинематика движения земного полюса в полярных координатах. Основные кинематические свойства движения полюса используются для модификации преобразования, когда на интервале обработки данных происходит смена доминирующей гармоники (гармоники с большей амплитудой). В третьей части устанавливается синфазность 18-летних колебаний полюса после выполненного преобразования и колебаний параметров ориентации плоскости лунной орбиты.

#### 2. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КООРДИНАТ ЗЕМНОГО ПОЛЮСА НА ДЛИТЕЛЬНОМ ИНТЕРВАЛЕ ВРЕМЕНИ

В работе [15] с помощью анализа и численной обработки астрометрических данных измерений положения земного полюса на временном интервале 1945—2016 гг. показана зависимость вариаций параметров его компонентов от прецессионного движения орбиты Луны. А именно, в рамках совместного рассмотрения чандлеровского и годичного компонентов (без разложения основного движения полюса на составляющие) найдено преобразование от исходной к новой системе координат, в которой движение полюса оказывает-

ся синхронизированным с прецессионным движением орбиты Луны. Это преобразование состоит из двух этапов.

На первом этапе необходимо центрировать квазипериодическую траекторию полюса вычетом трендовой составляющей и исключить его среднее движение вокруг центральной точки. В результате полюс будет совершать циклическое квазипериодическое движение с шестилетним периодом, равным периоду амплитудной модуляции чандлеровского и годичного компонентов.

На втором этапе исключается полученная после первого преобразования шестилетняя цикличность аналогично первому этапу преобразования. В окончательной системе координаты земного полюса представлены как совокупность некомпенсированных после преобразования основных слагаемых (остаток от регулярных составляющих чандлеровского и годичного компонентов с постоянными амплитудами и фазами) и колебательного процесса, в котором выделяется колебание с частотой, близкой к частоте прецессии лунной орбиты. При этом наблюдается совпадение фаз найденного колебания и колебания параметров ориентации плоскости лунной орбиты к экватору Земли. Если применить обратное преобразование за вычетом некомпенсированной части, то получим гармоники в дополнение к регулярным составляющим колебаний полюса с чандлеровской и годичной частотами. Эти дополнительные слагаемые будут модулированы гармоникой с частотой, близкой к частоте прецессии орбиты Луны. Однако основная частота полученных слагаемых может принимать значения частоты либо чандлеровского, либо годичного компонента и зависит от преобразования (точнее от того, амплитуда какого компонента оказывается наибольшей).

Действительно, на временном интервале 1945-2006 гг. чандлеровский компонент был доминирующим по амплитуде (рис. 1) и, значит, средняя частота обращения полюса вокруг центральной точки была близка к чандлеровской частоте [18]. В течение последующих шести лет (2006-2012 гг.) амплитуды чандлеровского и годичного компонентов были близки, а после их равенства в окрестности 2011 г. произошла смена доминирующей гармоники. Это в свою очередь повлияло на рассмотренное преобразование, так как при изменении амплитудного соотношения изменится и средняя частота обращения полюса вокруг центральной точки. Как отмечалось в работе [15], на временном интервале с 2011 г. (в окрестности которого произошло изменение колебательного режима полюса) до 2016 г. выделить гармоники обработкой данных наблюдений было проблематичным ввиду слишком короткого для



**Рис. 1.** Зависимость от времени амплитуд чандлеровского *a<sub>ch</sub>* и годичного *a<sub>h</sub>* компонентов, построенная в результате обработки данных наблюдений ряда C01 с помощью Фурье-преобразования.

разделения гармоник с близкими частотами временно́го интервала.

Рассмотрим теперь этот вопрос более полно, воспользовавшись данными ряда C01, предоставляемого Международной службой вращения Земли [1]. Предложенное ранее преобразование исходной системы координат (x, y) можно представить в матричном виде [15]:

$$\begin{pmatrix} \xi_{p} \\ \eta_{p} \end{pmatrix} = \Pi(w_{2} - w_{1}) \left[ \Pi(w_{1}) \begin{pmatrix} x - c_{x} \\ y - c_{y} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} a_{0} \\ 0 \end{pmatrix} \right],$$

$$w_{2} = \begin{cases} w_{h}, & \Pi p \mu & a_{h} < a_{ch}, \\ w_{ch}, & \Pi p \mu & a_{h} > a_{ch}, \\ w_{1} = \begin{cases} w_{ch}, & \Pi p \mu & a_{h} < a_{ch}, \\ w_{h}, & \Pi p \mu & a_{h} > a_{ch}, \end{cases}$$

$$(1)$$

$$\dot{w}_{ch} = N\omega_*, \quad \dot{w}_h = v\omega_*, \quad \dot{h} = \frac{\omega_*}{18.61}.$$

Здесь  $a_h$  и  $a_{ch}$  – амплитуды годичного и чандлеровского колебания полюса, а  $w_h$  и  $w_{ch}$  – их фазы;  $\omega_*$  – среднее движение Земли по орбите вокруг Солнца;  $N \cong 0.843$ , v = 1 – чандлеровская и годичная частоты, измеряемые в циклах/год; П – матрица плоского поворота;  $a_0$  – среднее значение амплитуды колебаний полюса при его движении вокруг "средней точки" (т.е. без трендовой составляющей);  $c_x$ ,  $c_y$  задают положение "средней точки" полюса и содержат константы, вековые слагаемые и вариации с периодами более шести лет;  $\dot{w}_2 - \dot{w}_1 = \pm v_T \omega_*$  – частота шестилетней цикличности движения полюса.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 1 2022

Из выражения (1) видно, что смена доминирующей гармоники отразится как на первом этапе преобразования, так и на втором. На первом этапе поворот исходной системы координат выполняется в сторону движения полюса на угол  $w_1$ , соответствующий либо фазе чандлеровского колебания, либо фазе годичного колебания. На втором этапе направление поворота может быть как прямым, так и обратным, и зависит от доминирующей гармоники, а абсолютная величина угла  $|w_2 - w_1|$ , на который выполняется поворот, оказывается инвариантной к выбору доминирующей гармоники.

Необходимые повороты удобно выполнить в полярных координатах. Например, для первого поворота перейдем от декартовых координат x, yк полярным – амплитуде *a*<sub>n</sub> и фазе (полярному углу)  $\Psi_p$  с помощью выражений  $x = c_x + a_p \cos \Psi_p$ ,  $y = c_v + a_p \sin \psi_p$ . Тогда первому повороту будет соответствовать преобразование полярных координат, при котором амплитуда  $a_p$  не меняется, а из полярного угла  $\psi_p$  вычитается линейная часть. Вариацию полярного угла после первого поворота обозначим через  $\delta \psi_n$ . Величины  $a_n$  и  $\delta \psi_n$  являются полярными координатами полюса после первого этапа преобразования. На рис. 2 приведены декартовы координаты полюса  $x_p = x - c_x$ ,  $y_p = y - c_y$ , построенные согласно данным ряда С01 МСВЗ за вычетом трендовой составляющей, а также вычисленные амплитуда  $a_p$  и вариация полярного угла  $\delta \hat{\psi}_p$ .



**Рис. 2.** Колебания координат земного полюса  $x_p = x - c_x$ ,  $y_p = y - c_y$  за вычетом трендовой составляющей (a, б); амплитуда  $a_p$  и вариация полярного угла  $\delta \hat{\psi}_p$  земного полюса (в, г).

График  $\delta \hat{\psi}_p$  получен вычетом линейной части из вычисленного ряда  $\psi_p$  на временном интервале 1900-2020 гг. На этот интервал приходится несколько эпизодов смены доминирующей гармоники. Поэтому средняя частота за весь рассматриваемый интервал не совпадает ни с чандлеровской частотой, ни с годичной, а имеет значение между 0.843 и 1 циклов в год. На графике δψ<sub>*p*</sub> визуально хорошо выделяются интервалы с доминирующим чандлеровским (с возрастающей линейной частью) и годичным (с убывающей линейной частью) компонентами. Этим интервалам соответствуют разные значения средней частоты  $\langle \dot{\Psi}_{p} \rangle_{T}$  (средней за шестилетний период модуляции), которая равна либо 0.843 циклов в год, либо 1 цикл в год.

Следует отметить, что наибольшие скачки в фазе чандлеровского колебания [19] происходили на интервалах с доминирующим годичным компонентом. Такое соответствие обусловлено, вероятно, взаимосвязью амплитуды и фазы чандлеровского колебания, так как изменения фазы наблюдались в окрестностях минимумов амплитуды.

### 3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КИНЕМАТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ДВИЖЕНИЯ ЗЕМНОГО ПОЛЮСА В ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЕГО КООРДИНАТ

Согласно выражению (1) в момент изменения средней частоты  $\dot{\Psi}_p$  рассмотренное преобразование может иметь особенность, так как на первом этапе значение  $w_1$  скачкообразно меняется (значения  $w_{ch}$  и  $w_h$  в произвольный момент времени не равны), а на втором этапе меняется направление поворота. Это создает определенные неудобства, однако их нетрудно устранить.

Для этого рассмотрим сумму чандлеровской и годичной составляющих колебаний полюса. Его координаты  $(x_p, y_p)$  приближенно можно записать в виде:

$$x_p \cong a_{ch} \cos w_{ch} + a_h \cos w_h,$$
  

$$y_n \cong a_{ch} \sin w_{ch} + a_h \sin w_h.$$
(2)

Примем во внимание, что амплитуды  $a_{ch}$ ,  $a_h$  подвержены медленным изменениям и содержат долгопериодические вариации с периодами более шести лет, а также, что на более коротких интервалах времени их можно считать квазипостоян-

ными величинами. Тем самым в дальнейшем будем пренебрегать скоростью их изменения. Тогда при этих предположениях получим выражения для частоты  $\dot{\psi}_n$ :

$$\dot{\Psi}_{p} = \frac{Na_{ch}^{2} + (N + \nu)a_{ch}a_{h}\cos(w_{ch} - w_{h}) + \nu a_{h}^{2}}{a_{ch}^{2} + 2a_{ch}a_{h}\cos(w_{ch} - w_{h}) + a_{h}^{2}}\omega_{*}.$$
 (3)

Как показано в [18], средняя частота  $\langle \dot{\psi}_p \rangle_T$  за период *T* модуляции чандлеровской и годичной гармоник при постоянстве их частот N = const, v = const и неравенстве амплитуд ( $a_{ch} \neq a_h$ ) принимает одно из значений  $N\omega_*$  или  $v\omega_*$ .

Отсюда следует, что вариацию частоты  $\delta \psi_p$  можно ввести различными способами в зависимости от колебательного режима (от того, какая гармоника является доминирующей). Так, если доминирующим является чандлеровский компонент, то вариация частоты (в рамках принятых упрощений) определяется выражением:

$$\delta \Psi_p^N(a_{ch}, a_h) = \frac{-a_p^2 + a_{ch}^2 - a_h^2}{2a_p^2} (N - \nu) \omega_*, \qquad (4)$$

которое получается вычетом из  $\dot{\psi}_p$  частоты  $N\omega_*$ . Оно достаточно точно описывает наблюдаемые вариации. На рис. 3 для интервала с доминирующей чандлеровским компонентом (без изменения колебательного режима) приведено сравнение вариации  $\delta \psi_p$ , вычисленной двумя способами. Первым способом вариация  $\delta \hat{\psi}_p$  вычислена вычетом непосредственно из функции полярного угла его линейной части. Второй способ заключается в вычислении  $\delta \dot{\psi}_p^N$  по формуле (4) с последующим ее интегрированием. Для применения (4) предварительно были найдены зависимости  $a_{ch}(t), a_{h}(t)$  с помощью фильтрации на основе Фурье-преобразования (рис. 1) и зависимость  $a_n(t)$ (рис. 2в). Также на графике даны невязки двух графиков  $\Delta \psi_p = \delta \hat{\psi}_p - \delta \psi_p^N$ . Так как вариация  $\delta \psi_p$  не является гармонической, то аккуратно сгладить и отфильтровать высокочастотные колебания из δψ, с помощью амплитудно-частотного анализа оказывается проблематичным. И если требуется получить сглаженную функцию  $\delta \psi_n$ , то применение (4) оказывается предпочтительным. Из сравнения графиков видно, что интеграл от выражения (4) адекватно описывает сглаженные колебания  $\delta \psi_p$ . Это в свою очередь показывает, что скорости изменения амплитуд основных гармоник колебаний полюса достаточно малы и для вычисления вариации полярного угла δψ, ими можно пренебречь.

Теперь, если амплитуда годичного компонента окажется больше амплитуды чандлеровского компонента, то вариация частоты примет вид

$$\delta \psi_p^{\nu}(a_{ch}, a_h) = \frac{-a_p^2 + a_h^2 - a_{ch}^2}{2a_p^2} (\nu - N) \omega_*, \qquad (5)$$

и получается из (3) вычетом частоты v<sub>w</sub>.

Однако, если на рассматриваемый интервал приходится смена доминирующей гармоники, то вариация, определяемая выражениями (4), (5), будет содержать разрыв. Из (4) и (5) видно, что значения вариаций частоты  $\delta \psi_p^v$  и  $\delta \psi_p^N$  не равны при равенстве амплитуд  $a_{ch} = a_h$  (в том числе и при  $a_p = 0$ , так как их пределы при  $a_p \to 0$  не равны). Значит, при  $a_{ch} = a_h$  будет разрывной и вариация полярного угла  $\delta \psi_p$ , если только при интегрировании уравнений (4) и (5) не добавить фазу, устраняющую разрыв. Чтобы избежать особенности в точке перехода, вариацию  $\delta \psi_p$  можно определить более удобным образом:

$$\delta \dot{\Psi}_{p}(a_{ch}, a_{h}) = \frac{\nu - N}{2} \frac{a_{h}^{2} - a_{ch}^{2}}{a_{p}^{2}} \omega_{*}.$$
 (6)

Действительно, вычитая из (4) или прибавляя к (5) полуразности частот чандлеровской и годичной гармоник, получим одно и то же выражение, записанное в (6). Оно получается сразу и из (3) вычетом полусуммы чандлеровской и годичной частот. Вариации  $\delta \psi_p$  и  $\delta \psi_p$ , определенные таким образом, не будут содержать разрывов при равенстве амплитуд  $a_{ch} = a_h$ .

Заметим, что среднее значение вариации частоты (6) (за время, в которое укладывается целое число периодов модуляции) может быть равно нулю, только если время наблюдения обоих колебательных режимов (когда  $a_{ch} > a_h$  и  $a_h > a_{ch}$ ) одинаковое. При произвольном выборе интервала среднее значение окажется ненулевым, что качественно никак не повлияет на дальнейшее преобразование. Однако вариация частоты, определенная выражением (6), будет уже непрерывной и, следовательно, будет непрерывной вариация полярного угла  $\delta \Psi_n$ .

Из выражения (6) для  $\delta \psi_p$  найдем функцию полярного угла  $\psi_p$ :

$$\psi_{p}(t) = \arctan\left(\frac{a_{h} - a_{ch}}{a_{h} + a_{ch}} \tan\left(\frac{w_{h} - w_{ch}}{2}\right)\right) + \\ + \pi n + \frac{N + \nu}{2}\omega_{*}t + \psi_{p}(t_{0}), \qquad (7)$$
$$n = \left[\frac{\nu_{T}\omega_{*}t - 2\pi n_{0} + \pi}{2\pi}\right], \quad n_{0} = \left[\frac{\nu_{T}\omega_{*}t_{0} + \pi}{2\pi}\right],$$

ПЕРЕПЁЛКИН и др.



**Рис. 3.** Сравнение вариаций  $\delta \hat{\psi}_p$  и  $\delta \psi_p^N$ , вычисленной двумя способами и их невязки  $\Delta \psi_p$ .

где скобки [...] обозначают целую часть соответствующего выражения. Первые два слагаемых в выражении (7) представляют собой вариацию полярного угла  $\delta \psi_p$ . Она содержит помимо периодической части и линейную часть, равную либо -(v - N)t/2 при  $a_{ch} > a_h$ , либо (v - N)t/2 при  $a_h > a_{ch}$ . При равенстве амплитуд  $a_{ch} = a_h$  вариация  $\delta \psi_p$  отсутствует.

Как показано в [18], экстремумы мгновенной частоты  $\dot{\psi}_{n}$ , которые достигаются при минимумах амплитуды  $a_p$ , изменят знак после смены доминирующей гармоники, а вариации полярного угла бу изменят фазу на противоположную (т.е. произойдет зеркальное отражение графика вариации полярного угла  $\delta \Psi_p$  относительно оси абсцисс при условии одинаковых постоянных соотношений  $a_{ch}/a_h$ ,  $a_h/a_{ch}$  до и после изменения колебательного режима). Тогда для устранения особенности преобразования при изменении средней частоты можно изменить знак вариации  $\delta \psi_n$  (отразив тем самым ее график относительно оси абсцисс), величина которой и является полярным углом после первого этапа преобразования. Это следует непосредственно из того, что

$$\langle \dot{\Psi}_p \rangle_T = \operatorname{csgn}\left(\frac{a_h - a_{ch}}{a_{ch} + a_h}\right) \frac{v - N}{2} \omega_* + \frac{v + N}{2} \omega_*, \quad (8)$$

где  $T = 2\pi/(v - N)$ , и из выражений (6) и (7) для  $\delta \dot{\psi}_p$ ,  $\delta \psi_p$ .

Действительно, из (8) следует, что средняя частота  $\langle \dot{\Psi}_p \rangle_T$  равна либо  $N \omega_*$ , либо  $v \omega_*$ , средняя частота  $\langle \delta \dot{\Psi}_p \rangle_T$  в пределах каждого из колебательных режимов равна  $\pm (v - N) \omega_*/2$  и меняет знак при смене доминирующей гармоники, а из (6) и (7) следует, что при смене доминирующей гармоники изменят знаки функция  $\delta \psi_p$  и с точностью до постоянной фазы функция  $\delta \psi_p$  (в пределах одного колебательного режима  $\delta \psi_p$  и  $\delta \psi_p$  знак не меняют). При этом  $\delta \psi_p$  пройдет через ноль при  $a_{ch} = a_h$ . В частности, при одинаковых соотношениях амплитуд  $a_{ch}/a_h$  и  $a_h/a_{ch}$  до и после изменения средней частоты выполняются равенства:

$$\delta \psi_p^N(a_{ch}, a_h) = -\delta \psi_p^{\nu}(a_h, a_{ch}),$$
  

$$\delta \psi^N(a_{ch}, a_h) = -\delta \psi_p^{\nu}(a_h, a_{ch}) + \text{const.}$$
(9)

Теперь, если при смене доминирующей гармоники для  $\delta \Psi_p$  выполнить инверсию (под которой здесь и далее будем понимать зеркальное отражение относительно оси абсцисс), то полученная в результате вариация  $\delta \Psi_p^{inv}$  фазу менять не будет. Значит и полюс не будет менять направление своего движения после первого этапа преобразования с учетом выполненной инверсии.

Пусть известен момент смены доминирующей гармоники, когда  $a_{ch} \approx a_h$  и требуется выполнить инверсию вариации полярного угла. К вариации полярного угла  $\delta \Psi_p$  инверсию допустимо применить и не точно в момент равенства амплитуд  $a_{ch}$  и  $a_h$ , а позднее – до момента прохождения локального экстремума (включительно) функции  $\delta \Psi_p$ . Сдвиг начала инверсии при таком подходе имеет смысл, так как ее выполнение в произвольный момент времени (когда окажется, что  $a_{ch} = a_h$ ) технически менее удобно, чем в момент прохождения локального экстремума функцией  $\delta \Psi_p$ , а искажение результата будет мало. Это связано с тем, что в любой момент времени, когда  $a_p \neq 0$  при  $a_{ch} \to a_h$  выполняется равенство:

$$\lim_{a_{ch} \to a_{h} \to 0} \dot{\Psi}_{p} = \lim_{a_{ch} \to a_{h} \to 0} \dot{\Psi}_{p} = \frac{\nu + N}{2} \omega_{*}.$$
 (10)

Следовательно, при  $a_{ch} = a_h$  функция  $\psi_p$  будет постоянной всюду за исключением точек, когда  $a_p = 0$ . При  $a_p = 0$  полярный угол  $\psi_p$  оказывается неопределен (при прохождении  $a_p$  через ноль его фаза скачкообразно изменится на  $\pi$ ), а вариация частоты  $\delta \psi_p$  обращается в  $\pm \infty$ . То есть предела у  $\delta \psi_p$  при  $a_p \to 0$  и  $a_{ch} \to a_h$  не существует. Но в этот момент (когда  $a_p \to 0$  и  $a_{ch} \to a_h \pm 0$ ) изменение фазы полярного угла можно учесть в знаке амплитуды  $a_p$ . Тогда, приняв  $a_p \in (-\infty,\infty)$ , пределы справа и слева окажутся равны и равенство (10) будет выполнено всюду (т.е. предельный случай совпадет с простейшим, когда  $a_{ch} = a_h = \text{const}$ ).

Таким образом, при близких значениях амплитуд *a<sub>ch</sub>* и *a<sub>h</sub>* графики функции ψ́ *<sub>p</sub>* для случаев с  $a_{ch} > a_h, \ k = a_{ch}/a_h$  и  $a_h > a_{ch}, \ k = a_h/a_{ch}$  будут близки друг к другу всюду за исключением окрестностей минимумов амплитуды a<sub>p</sub>. И чем больше будут различаться значения амплитуд  $a_{ch}$ и  $a_h$ , тем большим будет значение минимума амплитуды  $a_p$  и шире окажутся эти окрестности. Границы этих окрестностей определяются соседними локальными экстремумами вариации δψ, с наименьшим расстоянием между локальными минимумом и максимумом при  $a_{ch} > a_h$  (или, наоборот, при  $a_h > a_{ch}$ ), в середине которого положительная амплитуда *a<sub>p</sub>* достигает минимума (а при  $a_h = a_{ch}$  амплитуда  $a_p$  обращается в ноль). В момент прохождения локального экстремума функцией  $\delta \psi_p^N$  (или  $\delta \psi_p^v$ ) выполняется условие

 $\delta \psi_p^N = 0$  (или  $\delta \psi_p^v = 0$ ), а момент смены доминирующей гармоники определяется условием  $\delta \psi_p = 0$ .

Остается заметить, что идентификация рассматриваемого 18-летнего колебательного процесса слабо чувствительна к ошибке определения момента смены доминирующей гармоники (хотя на временной шкале она может достигать и нескольких лет). Это связано с тем, что на периоде 18 лет такие ошибки качественно не отличимы от квазидвухлетних флуктуаций. Таким образом, малой оказывается ошибка и от указанного сдвига начала инверсии для вариации бор и от погрешности определения момента равенства амплитуд чандлеровской и годичной гармоник.

Нужно заметить, что в отличие от вариации полярного угла  $\delta \psi_p$  амплитуда  $a_p$  не требует каких-либо особенных преобразований, а ее сглаженный график легко получить с помощью Фурье-преобразования. Так, на рис. 4а приведены исходная и сглаженная амплитуды.

Рассмотренный способ выполнения инверсии  $\delta \varphi$  достаточно наглядный, но не является самым простым в реализации и может приводить к некоторым погрешностям вблизи момента смены доминирующей гармоники (хотя и к несущественным для качественного анализа). Можно предложить и более простой способ построения инверсии сглаженной вариации  $\delta \psi_p$ , который показывает корректность выполненной инверсии первым способом.

Второй способ основан на приближенной зависимости (6) вариации частоты от амплитуд чандлеровской и годичной гармоник. Как легко видеть, инверсия вариации частоты  $\delta \dot{\psi}_p$  получается естественным образом из (6):

$$\delta \psi_p^{inv}(a_{ch}, a_h) = \frac{\nu - N}{2} \frac{|a_h^2(t) - a_{ch}^2(t)|}{a_p(t)^2} \omega_*.$$
(11)

Тогда, после интегрирования выражения (11) получим вариацию полярного угла с учетом инверсии, выполненной столько раз, сколько было переходов от одной доминирующей гармоники к другой:

$$\delta \Psi_p^{mv}(a_{ch}, a_h) =$$

$$= \frac{\nu - N}{2} \int_{t_0}^{t} \frac{|a_h(t)^2 - a_{ch}(t)^2|}{a_p^2(t)} \omega_* dt - \frac{\nu - N}{2} \omega_* t.$$
<sup>(12)</sup>

На рис. 4б приведено сравнение величины  $\delta \psi_p^{inv}$ , найденной двумя способами: негладкая кривая получена первым способом, а гладкая кривая — вторым способом. Недостатком второго



**Рис. 4.** Исходная и сглаженная амплитуда  $a_p$  (a); сравнение  $\delta \psi_p^{inv}$ , найденной двумя способами: первым — негладкая (серая) линия, вторым — сглаженная (черная) кривая (б).

способа является необходимость определения зависимостей амплитуд  $a_{ch}(t)$  и  $a_h(t)$  от времени, что требует предварительного разделения колебания земного полюса на компоненты. Последнее не может быть выполнено абсолютно точно, поэтому результат будет зависеть от определения чандлеровской и годичной гармоник (от того, какие вариации отнесены к той или иной гармонике). Этот фактор вносит больше неопределенности, чем ошибка от неучета производных амплитуд в формуле (12). Однако второй способ получения инвертированной величины  $\delta \psi_p^{inv}$  более естественный и простой в описании.

### 4. ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ ЗЕМНОГО ПОЛЮСА В ПЕРИОД С 1900 г.

Вносимые ошибки в результате выполняемой инверсии согласно двум рассмотренным выше способам кардинально различны по сути. Поэтому качественное и хорошее количественное совпадения результатов получения δψ<sup>inv</sup> позволяют заключить о корректности проведенных преобразований. Особенно важно совпадение результатов в окрестностях изменения доминирующей гармоники. Но поскольку неопределенность в амплитудах  $a_{ch}(t)$  и  $a_h(t)$  носит более глобальный характер и может влиять на результат преобразования на всем рассматриваемом интервале, то далее предпочтительнее использовать  $\delta \psi_p^{inv}$ , полученную первым способом.

На рис. 5 приведена траектория движения полюса после первого этапа преобразования с учетом выполненной инверсии и после вычета трендовой составляющей  $(c_x^1, c_y^1)$ . Положение полюса в полученной системе задается координатами:  $x_1 = a_p \cos \delta \psi_p^{inv} - c_x^1$ ,  $y_1 = a_p \sin \delta \psi_p^{inv} - c_y^1$ . Из рисунка видно, что полюс направления своего движения в системе  $(x_1, y_1)$  не меняет. Период обращения полюса в этой системе равен 6-летнему периоду модуляции чандлеровской и годичной гармоник, который подвержен небольшим изменениям. Полученное колебание содержит одну основную частоту, поэтому на втором этапе преобразование осуществляется простейшим обра-



**Рис. 5.** Траектория движения земного полюса в системе координат  $(x_1, y_1)$ .

зом в полярной системе, аналогично первому этапу. Для этого координаты полюса представим в виде  $x_1 = b \cos \varphi^{inv}$ ,  $y_1 = b \sin \varphi^{inv}$ . Тогда для центрированной 6-летней периодической траектории определим величину *b* и вариацию полярного угла  $\delta \varphi^{inv}$ . В отличие от первого этапа вариацию  $\delta \varphi^{inv}$  определить легко, так как после первого этапа с учетом выполненной инверсии не происходят ни смена доминирующей гармоники, ни направления движения полюса.

Далее, на интервалах инверсий первого этапа преобразования следует выполнить обратную ин-

версию вариации полярного угла  $\delta \phi^{inv}$ , так как направление движения полюса было изменено. В результате получим вариацию  $\delta \phi$ , состоящую из вариаций полярных углов на участках с различными доминирующими гармониками. Обратная инверсия выполняется так, чтобы график был непрерывным и не содержал скачков. Такая процедура носит отчасти формальный характер, так как может изменить тренд составной вариации

 непосредственно рассматривая колебательные роисхорежимы по отдельности, если их длительности, ни надля этого достаточны. Но короткие интервалы с доминирующей годичной гармоникой уверенно (без дополнительных пояснений) этого сделать не позволяют Поэтому в данной работе была вы-

не позволяют. Поэтому в данной работе была выбрана стратегия преобразования не частей ряда с различными режимами колебаний, а целого ряда. Хотя рассмотренный способ инверсии, основанный на выражении (12), позволяет заключить, что преобразование ряда можно выполнить частями, так как это будет эквивалентно первому способу инверсии.

δφ, но позволяет построить непрерывный график

функции δφ для нескольких колебательных режимов. Тренд долгопериодического (с периодами

вдвое большими 18-летнего периода) и векового характера в данном случае на результат не оказы-

Составную вариацию бо можно получить и,

вает влияния, так как подлежит удалению.

На рис. 6 даны амплитудные спектры построенных рядов b,  $\delta \phi$ . На их основании можно заключить о наличии колебаний с частотой, близ-



**Рис. 6.** Амплитудные спектры построенного ряда b (а) и ряда  $\delta \phi$  (б).

кой к частоте прецессии орбиты Луны в исследуемых параметрах. Изменение границ интервала данных приводит к небольшой вариации этой частоты (около 0.053-0.055 циклов в год) в амплитудном спектре. Однако, если временной интервал данных выбрать кратным периоду 18.6 лет (например, сдвинув конец интервала на 5 лет), то, как показано на рис. 6, частота этого пика в амплитудном спектре совпадет с частотой прецессии лунной орбиты, равной 0.05373 цикла в год [20]. Как показано далее, фаза колебаний в параметре b отличается на  $\pi/2$  от фазы соответствующих колебаний в полярном угле δφ. Можно заметить, что аналогично и фаза колебаний угла І наклона лунной орбиты к экватору Земли отличается на  $\pi/2$  от фазы угла  $\theta$  отклонения вдоль экватора точки пересечения лунной орбиты с экватором.

Для сравнения полученных величин b,  $\delta \phi$  с параметрами I,  $\theta$  ориентации орбиты Луны по отношению к экватору Земли в них были отфильтрованы колебания из низкочастотных спектральных областей (расположенных левее вертикальных сплошных линий, отмеченных на рис. 6). Сравнение колебаний амплитуды b после фильтрации и сглаживания с колебаниями угла наклона I плоскости лунной орбиты к экватору показано на рис. 7. Одновременно с амплитудой bна графике приведено ее сглаженное значение, а также построена стационарная гармоника с частотой 0.05371 циклов в год, выделенная из амплитудного спектра построенного ряда b. Колебание угла I было вычислено, используя лунные эфемериды [21]. Штриховые вертикальные линии, проведенные между двумя графиками, показывают совпадение экстремумов колебаний b и I, в особенности хорошее совпадение фаз стационарной гармоники, выделенной из спектра b и колебаний угла I.

Вариации угла бор также содержат значимые вариации с частотой, близкой к частоте прецессии орбиты Луны. На рис. 8 приведено сравнение вариаций бор и колебаний угла в вдоль земного экватора точки пересечения экватора с лунной орбитой, вычисленного с использованием лунных эфемерид [21]. Также на графике приведено сглаженное значение бор. Для наглядной иллюстрации применимости рассмотренного преоб-



**Рис. 7.** Вверху – колебания угла наклона орбиты Луны к экватору; внизу – вариации амплитуды *b*, выделенные из данных наблюдений (серая линия) в сравнении с ее сглаженными значениями (сплошная линия) и со средней стационарной гармоникой, выделенной из ряда *b* (штриховая линия).

разования к различным доступным рядам координат полюса ряд бо построен с использованием составного ряда координат полюса. Он состоит из трех интервалов с данными измерений различной точности (1890-1945; 1945-1962; 1962-2016). Сглаживание применялось только к первому интервалу, т.е. для ряда СО1 до 1945 г. Границы интервалов, соответствующих разным рядам, хорошо различимы на графике. В частности, сильные флуктуации, присутствующие в средней части графика δφ, обусловлены низкой точностью измерений положения земного полюса. Однако это не является препятствием ни выполнению преобразования, ни выделению рассматриваемого колебания. В первой половине графика бф (левее зашумленной его части) ряд строился, используя сглаженные данные С01 координат полюса, аналогично построению ряда амплитуды b. На втором и третьем временных интервалах использовались несглаженные данные рядов С01 и С04 соответственно.

Рисунок 8 показывает, что найденное колебание удается выделить из различных рядов данных о движении полюса, как сглаженных, так и несглаженных. Это позволяет уверенно говорить о наличии колебательного процесса земного полюса, синхронизированного с прецессионным движением орбиты Луны, иными словами — о наличии долгопериодического лунного возмущения, влияющего на колебания земного полюса.

# 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате обработки данных наблюдений и измерений рядов C01 и C04 MCB3 с помощью предложенного в работе [16] подхода установлено наличие 18-летней цикличности в движении земного полюса на 120-летнем интервале времени. Используя основные кинематические свойства движения полюса, рассмотрена модификация преобразования, которая может применяться на длительном интервале времени с учетом смены доминирующей гармоники. Выполненное преоб-



**Рис. 8.** Вариации полярного угла δφ земного полюса во вращающейся относительно исходной системе, полученные в результате обработки данных наблюдений и измерений MCB3 (внизу) в сравнении с колебаниями угла θ отклонения вдоль экватора точки пересечения экватора с лунной орбитой (вверху).

разование зависит только от средних параметров движения земного полюса и не зависит явно от времени.

Показана синфазность 18-летних колебаний координат полюса и колебаний параметров ориентации плоскости лунной орбиты. Найденный квазистационарный колебательный процесс обладает стабильными частотой и фазой, которые совпадают с частотой и фазой колебаний угла наклона плоскости лунной орбиты к экватору Земли. Точнее говоря, в результате преобразования полярный радиус полюса совершает колебания, синфазные с колебаниями угла наклона плоскости лунной орбиты к земному экватору, а колебания его полярного угла происходят синфазно с отклонением вдоль экватора точки пересечения лунной орбиты с экватором.

Расширенность пиков, соответствующих найденной 18-летней цикличности в амплитудном спектре исследуемых параметров, указывает на вовлеченность в механизм возбуждения этих колебаний геофизических сред. Таким образом, можно предположить, что найденный колебательный процесс обусловлен астрономическими и геофизическими факторами в совокупности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. International Earth Rotation and Reference Systems Service. IERS Annual Reports, http://www.iers.org; https://hpiers.obspm.fr/eoppc/eop/; ftp://ftp.iers.org/products/eop/long-term/c01/.
- 2. Г. Мориц, А. Мюллер, Вращение Земли. Теория и наблюдения (Киев: Наук. Думка, 1992).
- 3. *Н. Манк, Г. Макдональд, Вращение Земли* (М.: Мир, 1964).
- 4. Ю. Г. Марков, Л. В. Рыхлова, И. Н. Синицын, Астрон. журн. **87** (9), 935 (2010).
- 5. Д. М. Климов, Л. Д. Акуленко, С. А. Кумакшев, Доклады АН **458** (5), 547 (2014).
- 6. В. Е. Жаров, Сферическая астрономия (Фрязино, 2006).
- 7. *Н. С. Сидоренков, Физика нестабильностей враще*ния Земли (М.: Наука, 2002).
- 8. C. Bizouard, L. Zotov, and N. Sidorenkov, J. Geophys. Res. Atmospheres **119**, 21 (2014).
- 9. Г. С. Курбасова, Л. В. Рыхлова, Астрон. журн. **72** (6), 945 (1995).
- 10. Г. С. Курбасова, Л. В. Рыхлова, Г. Н. Шликарь, Астрон. журн. **80** (6), 571 (2003).
- 11. C. Bizouard, F. Remus, S. Lambert, L. Seoane, and D. Gambis, Astron. and Astrophys. **526**, id. A106 (2011).
- 12. L. Zotov, C. Bizouard, and C. K. Shum, Geodesy and Geodynamics 7 (3), 216 (2016).

- 13. L. V. Zotov and C. Bizouard, J. Geodynamics 62, 30 (2012).
- 14. *Г. С. Курбасова, Л. В. Рыхлова, М. Н. Рыбалова*, Астрон. журн. **79** (6), 570 (2002).
- 15. В. В. Перепелкин, Л. В. Рыхлова, А. С. Филиппова, Астрон. журн. 96 (3), 255 (2019).
- 16. H. Schuh, S. Nagel, and T. Seitz, J. Geodesy 74 (10), 701 (2001).
- 17. D. D. McCarthy and B. J. Luzum, Geophys. J. Intern. 125 (2), 623 (1996).
- D. Rumyantsev and V. Perepelkin, in Proc. of the 15th Intern. Conference "Stability and Oscillations of Nonlinear Control Systems" (Pyatnitskiy's Conference) (STAB-2020, Moscow: IEEE, 2020), https://ieeexplore.ieee.org/document/9140555.
- 19. Z. Malkin and N. Miller, Earth, Planets and Space 62 (12), 943 (2010).
- 20. У. М. Смарт, Небесная механика (М.: Мир, 1965).
- 21. The JPL Horizons, https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/.

# ПОПРАВКА: СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ 20 ЛЕТ РАБОТЫ МЕЖДУНАРОДНОЙ СЛУЖБЫ РСДБ ДЛЯ ГЕОДЕЗИИ И АСТРОМЕТРИИ (АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, Т. 97, № 2, С. 155 (2020))

© 2022 г. 3. М. Малкин<sup>1, \*</sup>

<sup>1</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

\**E-mail: malkin@gaoran.ru* Поступила в редакцию 06.10.2021 г. После доработки 06.10.2021 г. Принята к публикации 01.11.2021 г.

DOI: 10.31857/S0004629922020037

Статья [1] нуждается в двух уточнениях.

1. В первой строке заголовка табл. 2 правильное число источников в каталогах ICRF3 составляет: 4536 (ICRF3-S/X), 824 (ICRF3-K) и 678 (ICRF3-X/Ka) [2].

2. Во Введении к статье [1] сказано: "Это можно считать началом эры радиоастрометрии, хотя сам этот термин появился, по-видимому, в начале 1970-х гг. (самая ранняя работа с этим термином, которую удалось найти автору, датирована 1973 годом)." После опубликования статьи автор нашел текст лекции Томаса Кларка (Thomas Clark) (Центр космических полетов им. Р. Годдарда НАСА) в ИПА РАН в 2005 г. [3]. В этой лекции Кларк приводит свою записку, адресованную Роберту Коутсу (Robert Coates), от 27 февраля 1969 г., в которой он пишет: "...we hope to measure positions [of radio sources] to similar accuracies - ~0.001 seconds of arc. These measurements might best be called "Radio Astrometry".

Таким образом, термин радиоастрометрия возник на несколько лет раньше, чем отмечалось в [1].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Z. M. Malkin, Astron. Rep. 64(2), 168 (2020).
- 2. P. Charlot, C. S. Jacobs, D. Gordon, S. Lambert, et al., Astron. and Astrophys. 644, id. A159 (2020).
- T. A. Clark, Building the Geodetic VLBI Network. Some Personal Recollections of Tom Clark. Lecture given at Institute of Applied Astronomy (St. Petersburg, 2005), https://ivscc.gsfc.nasa.gov/meetings/tow2005/Clark.Lec.pdf.