

XII КОНФЕРЕНЦИЯ МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ
**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
 И ПРИКЛАДНЫЕ
 КОСМИЧЕСКИЕ
 ИССЛЕДОВАНИЯ**
 13–15 апреля 2015 года, ИКИ РАН, Москва

СБОРНИК ТРУДОВ

Под редакцией А.М. Садовского



РФФИ

НОЦ
 НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР ИКИ РАН

ИТРО Информатика
 Развитие интеллектуальной экономики

МЕХАНИКА, УПРАВЛЕНИЕ И ИНФОРМАТИКА

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

XII КОНФЕРЕНЦИЯ МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ
**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ
КОСМИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ**

13–15 апреля 2015 года, ИКИ РАН, Москва

СБОРНИК ТРУДОВ

Под редакцией
А. М. Садовского

Серия «Механика, управление и информатика»

МОСКВА
ИКИ РАН
2015

**The 12th Young Scientists Conference
“Fundamental and Applied Space Researches”**

IKI RAN, Moscow, April 13–15, 2015

**Proceedings
Ed. A. M. Sadovski**

The 12th Young Scientists Conference “Fundamental and applied space research” dedicated to the Cosmonautics Day, took place on 13–15 April 2015, at the Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences (web site of the conference <http://kmi.cosmos.ru>). Traditionally, the conference was arranged by the Scientific and Educational Centre of the Space Research Institute of the Russian Academy of Science. Students, postgraduates and young scientists (up to 35 year-old), connected with space and space research, participated in the conference. This year more than 140 people from different regions of Russia and Commonwealth of Independent State have taken part in the conference. Once again the Conference has become the largest youth forum, dedicated to space physics. Within three days more than 120 reports were submitted. Let us present to you “The collection of the Young Scientists Conference treatises”, which has already been published for the third time. The collection is included in the Russian Science Citation Index.

**12-я Конференция молодых учёных
«Фундаментальные и прикладные космические исследования»**

ИКИ РАН, Москва, 13–15 апреля 2015 г.

**Сборник трудов
Под ред. А. М. Садовского**

13–15 апреля 2015 г. в Институте космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН) состоялась XII Конференция молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (интернет-сайт конференции <http://kmi.cosmos.ru>), посвящённая Дню космонавтики. Традиционно, конференция проводилась Научно-образовательным центром ИКИ РАН. В конференции принимали участие студенты, аспиранты и молодые учёные (до 35 лет), чья деятельность связана с космосом и космическими исследованиями. В этом году в конференции участвовало более 140 человек из разных концов России и СНГ. В очередной раз конференция стала самым крупным молодёжным форумом, посвящённым космической физике. За три напряжённых дня работы было представлено более 120 докладов. Представляем вам сборник трудов Конференции молодых учёных, который выходит уже в третий раз. Сборник включён в Российский индекс научного цитирования (РИНЦ).

Редактор: *Корниленко В. С.*
Компьютерная вёрстка: *Комарова Н. Ю.*
Дизайн обложки: *Захаров А. Н.*

Издание носит некоммерческий характер.
Мнение редакции не всегда совпадает с точкой зрения авторов статей.
Отдельные статьи даны в авторской редакции.
Качество иллюстраций соответствует предоставленному авторами материалу.

Электронная версия сборника размещена на сайтах ИКИ РАН <http://www.iki.rssi.ru/print.htm>
и Российской научной электронной библиотеки <http://elibrary.ru/>.

ПРЕДИСЛОВИЕ

15 апреля в Институте космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН) завершилась ежегодная Конференция молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (КМУ), посвящённая Дню космонавтики. Конференция проходила 13–15 апреля 2015 г. Традиционно, конференция проводилась Научно-образовательным центром ИКИ РАН. Сайт конференции — <http://kmu.cosmos.ru>. В конференции принимали участие студенты, аспиранты и молодые учёные (до 35 лет), чья деятельность связана с космосом и космическими исследованиями. Председатель программного комитета — академик РАН, директор ИКИ РАН Л. М. Зеленый, председатель организационного комитета — заведующий Научно-образовательным центром ИКИ РАН А. М. Садовский.

В этом году в конференции участвовало более 140 человек из разных концов России и СНГ. В очередной раз конференция стала самым крупным молодёжным форумом, посвящённым космической физике. За три напряжённых дня работы было представлено более 120 докладов по всем направлениям, связанным с космическими исследованиями: физика атмосферы Земли и планет, гидросфера и литосфера Земли и планет, метеоритные тела и астероиды, астрофизика и радиоастрономия, физика солнечной системы, теория и математическое моделирование, баллистика, космическое приборостроение, дистанционное зондирование Земли и планет. Открылась конференция не совсем обычной лекцией «Космическое право: вчера, сегодня, завтра», прочитанной преподавателем Российского университета дружбы народов А. М. Солнцевым. Лекция вызвала неожиданный интерес у аудитории, которая рассматривала правовые вопросы с точки зрения практики и применения к научным задачам. Кроме того, в этом году были представлены лекции по результатам миссии ВЕНЕРА-ЭКСПРЕСС — итоги исследования атмосферы Венеры за 2006–2014 гг. (канд. физ.-мат. наук Д. А. Беляев, ИКИ РАН) и по процессам, происходящим в пылевой плазме (канд. физ.-мат. наук С. И. Копнин, ИКИ РАН).

Поскольку цель конференции — приобретение молодыми учёными опыта публичных выступлений, обсуждения докладов, то на ней нет стендовых докладов, все доклады только устные. Три дня конференции дают возможность молодёжи пообщаться с коллегами, узнать об иных подходах и методах исследований, что может привести к постановке междисциплинарных задач, привести к развитию новых научных связей. Такое общение может оказаться полезным для получения новых молодёжных грантов, которые периодически объявляются различными фондами.

Уже четыре года, как конференция стала международной, но рабочим языком остаётся русский. Поскольку в КМУ участвуют студенты, аспиранты и молодые учёные, то регистрационного взноса не предусматривается, а все расходы организаторы покрывают с помощью грантов (в этом году был получен грант РФФИ), спонсорской помощи, поддержки, в том числе информационной, и, конечно, поддержки ИКИ РАН.

Интересна география докладчиков. К сожалению, оргкомитет располагает такими данными только за последние четыре года (начиная с 2012 г.). Уже в 2012 г. в КМУ участвовало более 90 человек. При этом большая часть из них были москвичи — 90 участников, а 50 докладов было представлено сотрудниками ИКИ РАН. В следующем году ситуация несколько изменилась: в конференции участвовало 120 человек, из них москвичей было 100 человек, а сотрудниками ИКИ РАН было представлено 54 доклада.

Можно считать, что именно в этом году конференция перестала быть внутренней конференцией ИКИ РАН, а стала в полной мере общероссийской.

Дальше тенденция продолжала сохраняться, и, я думаю, что в следующие годы она продолжится. При увеличении числа участников количество докладов из ИКИ РАН остаётся в районе 50, докладчиков из Москвы — в районе 100, а вот общее количество участников продолжает увеличиваться. В 2014 г. число участников составило 136 человек, а в 2015 г. — 148. При этом следует отметить, что в этом году на конференцию приехала большая делегация из Минска, а также было несколько представителей крымских институтов, с которыми у ИКИ РАН давние связи.

Если говорить о распределении участников по институтам и городам, то на Конференции традиционно представляют доклады молодые учёные из Научно-исследовательского института ядерной физики Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), Главной астрономической лаборатории им. П. К. Штернберга МГУ, Московского авиационного института, Высшей школы экономики и др. Второй год к нам приезжают наши коллеги из Омского государственного технического университета, в этом году приехали молодые учёные из Уфы, Ульяновска и Самары. Надеемся, что Конференция будет продолжать развиваться, количество участников будет только увеличиваться, тематика разрастаться и на следующую конференцию придет ещё больше наших коллег, которых мы всегда рады видеть.

Представляем вам сборник трудов Конференции молодых учёных, который выходит уже в третий раз. Сборник включён в Российский индекс научного цитирования (РИНЦ).

Мы приглашаем к участию в наших мероприятиях всех интересующихся космическими исследованиями, а всю информацию о проводимых мероприятиях можно найти на сайте нашего института www.cosmos.ru.

Программный комитет конференции

- Зеленый Лев Матвеевич, д-р физ.-мат. наук, акад. РАН, ИКИ РАН
- Садовский Андрей Михайлович, канд. физ.-мат. наук, ИКИ РАН
- Петрукович Анатолий Алексеевич, д-р физ.-мат. наук, чл.-кор. РАН
- Бескин Василий Семенович, д-р физ.-мат. наук, Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН (ФИАН)
- Родин Александр Вячеславович, канд. физ.-мат. наук, Московский физико-технический институт (государственный университет) (МФТИ)
- Измоденов Владислав Валерьевич, д-р физ.-мат. наук, МГУ имени М. В. Ломоносова
- Бессонов Роман Валерьевич, канд. тех. наук, ИКИ РАН
- Барталёв Сергей Александрович, д-р тех. наук, ИКИ РАН

Организационный комитет

- Садовский Андрей Михайлович, канд. физ.-мат. наук, ИКИ РАН — председатель орг. комитета
- Зимовец Иван Викторович, канд. физ.-мат. наук, ИКИ РАН
- Человеков Иван Васильевич, канд. физ.-мат. наук, ИКИ РАН
- Бессонов Роман Валерьевич, канд. тех. наук, ИКИ РАН
- Измоденов Владислав Валерьевич, д-р физ.-мат. наук, МГУ имени М. В. Ломоносова
- Кузичев Илья Валерьевич, канд. физ.-мат. наук, ИКИ РАН
- Антоненко Елена Александровна, ИКИ РАН

А. М. Садовский,
заведующий Научно-образовательным центром ИКИ РАН.

СУБМЕЗОМАСШТАБНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ЗАПАДНОМ ПОБЕРЕЖЬЕ КРЫМА ПО ИЗМЕРЕНИЯМ СПУТНИКОВ LANDSAT

А. А. Алескерова¹, А. А. Кубряков^{1,2}, С. В. Станичный¹

¹ Морской гидрофизический институт, Севастополь (МГИ)

² Санкт-Петербургский государственный университет (СПбГУ)

В работе используется массив данных спутников Landsat 4, 5, 7, 8 с 1983 по 2014 г. с высоким оптическим разрешением для исследования динамических процессов у западного побережья Крыма. Подробно рассмотрены субмезомасштабные процессы, влияющие на распространение взвешенного вещества. В работе выполнено картирование этих процессов, характерных для определённых районов западного побережья Крыма.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских учёных-кандидатов наук (МК 5787.2015.5).

Ключевые слова: Чёрное море, субмезомасштабные процессы, Landsat, вихри.

Динамика Чёрного моря сложна и многообразна. В нём наблюдается большое количество синоптических вихрей, которые находятся в тесной взаимосвязи с общекосмогонической динамикой [Костяной и др., 2010; Ginzburg, 2002; Kubryakov, Stanichny, 2015; Zatsepin et al., 2003] и являются важнейшими элементами динамической структуры черноморского бассейна. Синоптические вихри исследовались на основе альтиметрических данных (например, [Кубряков, Станичный, 2015; Kubryakov, Stanichny, 2015]), контактных измерений (например, [Латун, 1989]), инфракрасных и оптических данных (например, [Каримова, 2011; Ginzburg, 2002]). Неоднократно было показано, что синоптические вихри оказывают существенное влияние на термохалинную структуру и экосистему Чёрного моря [Shapiro et al., 2010; Zatsepin et al., 2003].

Прибрежная акватория характеризуется ещё более сложными динамическими процессами, которые имеют достаточно малые пространственные масштабы (до нескольких километров). Такие процессы изучались в ограниченном числе работ. В работах [Митягина, Лаврова, 2009; Костяной и др., 2010] исследовались вихревые структуры в прибрежной зоне северо-восточной части Чёрного моря по спутниковым радиолокационным и оптическим измерениям, в статье [Зацепин и др., 2011] субмезомасштабные вихри в районе Геленджика изучались на основе комплексных гидрологических измерений.

В настоящей работе используется массив данных высокого пространственного разрешения со спутников Landsat за более чем тридцатилетний период — с 1983 по 2014 г., которые сравнительно недавно появились в свободном доступе. Эти данные позволяют исследовать процессы в океане на сравнительно малых пространственных масштабах (100 м — 10 км) [Алескерова и др., 2015; Лаврова и др., 2011; Станичный и др., 2014].

Алескерова Анна Адилловна — аспирантка, Annete08@mail.ru

Кубряков Арсений Александрович — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Станичный Сергей Владимирович — заведующий отделом, кандидат физико-математических наук

На оптических изображениях взвешенное вещество является трассером динамических процессов, поскольку мутные воды характеризуются повышенными значениями яркости отражённого излучения.

Взвесь представляет собой органические и минеральные частицы, которые имеют большие размеры, чем коллоиды, и находятся в воде во взвешенном состоянии [Зенин, Белоусова, 1988]. Она поступает в океан в результате размывания берегов и материкового стока, взмучивания донных осадков, антропогенных сбросов и т.д.

В результате этих процессов в морскую среду попадают различные соединения, которые могут содержать как питательные, так и загрязняющие или отравляющие вещества, в том числе радиоактивные [Динамические..., 2003; Завьялов и др., 2014]. Взвешенное вещество играет важную роль в ряде физических и биологических процессов в океане: оно способно сорбировать растворённые и коллоидные формы веществ, в том числе и тяжёлых металлов, и способствовать их скорейшему выведению из водной толщи; оказывает значительное влияние на глубину проникновения света, необходимого для развития биоты [Кременчуцкий и др., 2014].

Таким образом, изучение потоков взвеси, связанных с субмезомасштабными и мелкомасштабными динамическими процессами, важно для определения распространения этих веществ, мест размывания и аккумуляции берегов [Горячкин, Иванов, 2010; Иванов и др., 2012], а также загрязнения вод. В данной работе на основании оптических данных высокого разрешения Landsat проводится исследование субмезомасштабных процессов у западного побережья Крыма.

ДАнные И МЕТОды

Для целей наших исследований были использованы данные программы LANDSAT. Это наиболее продолжительный проект по получению спутниковых фотоснимков планеты Земля. Первый из спутников в рамках программы был запущен в 1972 г., последний, на настоящий момент, Landsat 8 — 11 февраля 2013 г. В рамках программы было запущено 7 спутников, один из запусков (Landsat 6) был неудачным.

В настоящей работе использовались данные со спутников Landsat 4, 5, 7 и 8 за период с 1983 по 2014 г. Искусственные спутники Земли (ИСЗ) Landsat 7 и 8 имеют пространственное разрешение 30...15 м для видимого и ближнего инфракрасного (ИК) диапазонов, 100 м для дальнего ИК с интервалом повторения 16 сут. У ИСЗ Landsat 4 и 5 пространственное разрешение: телеметрия (ТМ) — 30...80 м для видимого и ближнего ИК, для дальнего ИК — 120 м с интервалом повторения 16 сут.

РЕЗУльТАТЫ

Для удобства изучения субмезомасштабных и мезомасштабных процессов, происходящих у берега западного Крыма, данный регион был поделён на 7 зон, для которых были характерны определённые субмезомасштабные процессы (рис. 1).

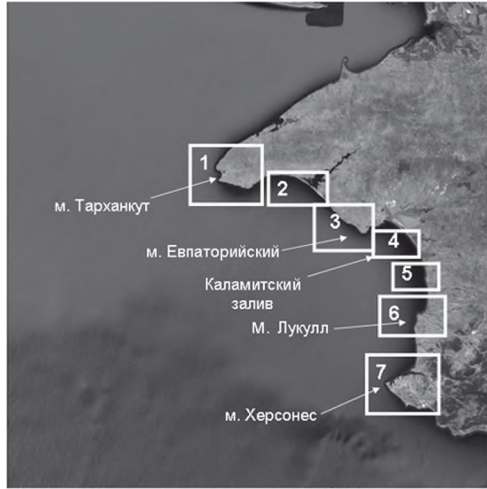
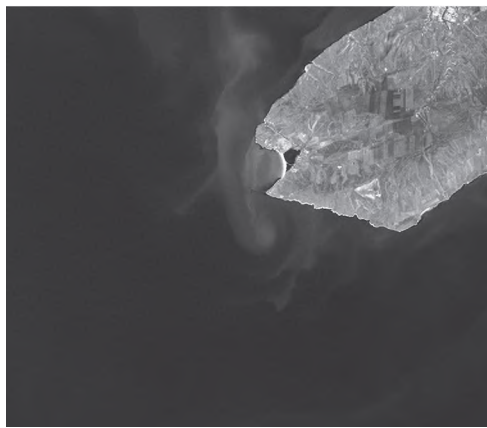
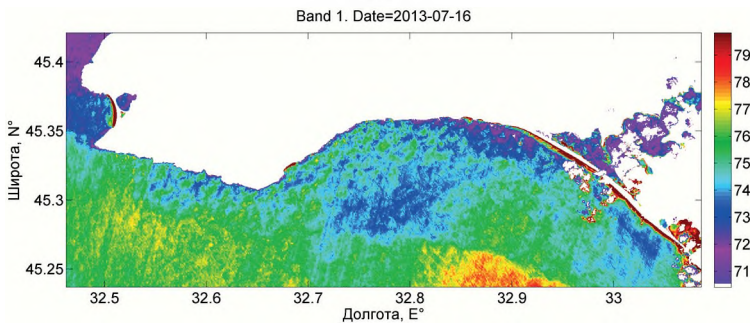


Рис. 1. Западное побережье Крыма (2 — оз. Донузлав; 5 — п. Николаевка)



a



б

Рис. 2. Образование вихревой структуры у м. Тарханкут 14 марта 2000 г., снимок со спутника Landsat 7 (*a*); распространение взвешенного вещества равномерной полосой у м. Тарханкут 16 июля 2013 г., обработанный в программе Matlab, снимок со спутника Landsat 8 (*б*)

Мыс Тарханкут (район 1)

У м. Тарханкут (первая зона) чаще всего были замечены образования вихревых структур, наиболее часто циклонов. Пример таких процессов представлен на рис. 2а. Вероятная причина их возникновения — строение берега и метеорологические условия. При обтекании мыса водная масса закручивается в циклон, характерные размеры которого составляют от 2 до 5 км. Вихревые структуры обыкновенно отличаются высокой концентрацией взвеси, которую они вероятно захватывают в береговой зоне.

Другая, часто наблюдаемая ситуация, это повышенная концентрация взвешенного вещества у берега мыса, которая на снимках спутников Landsat проявляется полосой повышенной яркости вблизи берега шириной от 300 м до 1 км, пример представлен на рис. 2б.

Побережье у озера Донузлав (район 2) и воды Каламитского залива (район 4)

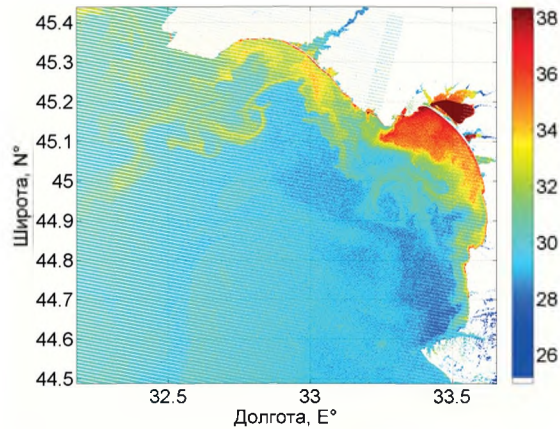
У берега оз. Донузлав (вторая зона) при северных и западных ветрах или безветрии чаще всего наблюдается полоса с повышенными значениями яркости шириной 300 м — 1 км у берега (см. рис. 2б), а при южном штормовом ветре на данном участке появляется область с повышенной взмученностью воды и образуются вихревые структуры (рис. 3).

Одна из таких ситуаций наблюдалась на снимке спутника Landsat от 23 декабря 2010 г., на котором заметно распространение большого количества мутных вод на север вдоль берега (см. рис. 3а). Такое движение взвешенного вещества возникло вследствие действия юго-западного шторма со скоростями ветра 15...16 м/с, который наблюдался 18 декабря 2010 г.

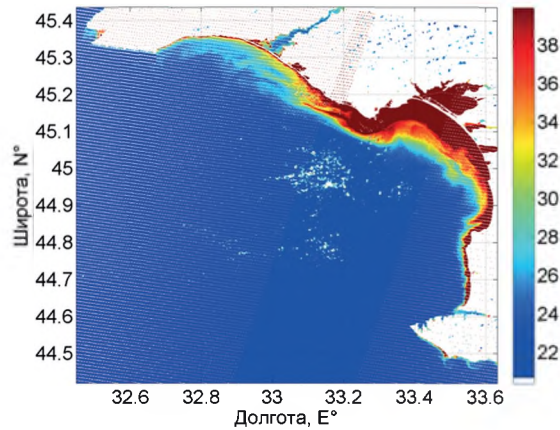
При таком ветре наибольшее количество взмученных вод с высокими значениями яркости наблюдается в Каламитском заливе. При продвижении водной массы на север образуется большое количество разнообразных динамических структур — вихрей, филамент и т.д., которые выносит мутные воды далеко на юго-запад по направлению поворота береговой линии у мыса Тарханкут.

Аналогичный перенос наблюдался и на снимке ИСЗ Landsat 7 от 31 марта 2012 г. (см. рис. 3б). Максимальные значения яркости и ширина полосы мутных вод, так же как в предыдущем случае, наблюдаются в Каламитском заливе. Ширина полосы мутных вод достигает в этом районе 15...20 км. Струя достаточно устойчива и вихревые структуры практически отсутствуют на этот начальный момент распространения взвеси после шторма.

Таким образом, при действии южных штормов взмученные воды концентрируются в районе Каламитского залива. Здесь береговая полоса у м. Евпаторийский меняет своё направление и препятствует движению взвешенного вещества на север. Часть взвешенного вещества, однако, продвигается далее на север в виде достаточно широкой прибрежной струи мутных вод. Эта струя может становиться неустойчивой и отрываться от берега в районе следующего поворота береговой линии у м. Тарханкут.



a



б

Рис. 3. Яркость излучения на длине волны $\lambda = 0,433...0,453$ мкм по данным ИСЗ Landsat за 23 декабря 2010 г. (*a*) и 31 марта 2012 г. (*б*)

Мыс Евпаторийский (район 3)

Как говорилось ранее, при сильных южных ветрах взмученные воды движутся вдоль берега на север. Береговая полоса у м. Евпаторийский меняет своё направление, что часто приводит к образованию грибовидных структур, размеры которых составляют около 10 км в длину (рис. 4*a–в*). При этом часто циклонический вихрь в грибовидной структуре значительно более развит, чем антициклонический. Циклонический вихрь выносит взвешенное вещество в центр залива.

При слабом ветре вдоль побережья Каламитского залива заметна полоса водной массы с повышенной концентрацией взвешенного вещества, ширина которой составляет от 500 м до 3 км, увеличиваясь в южном направлении (рис. 4*г*). Иногда здесь образуются циклонические вихри (ц1) небольшого размера, примерно 1...2 км в диаметре, на расстоянии около 1 км от берега.

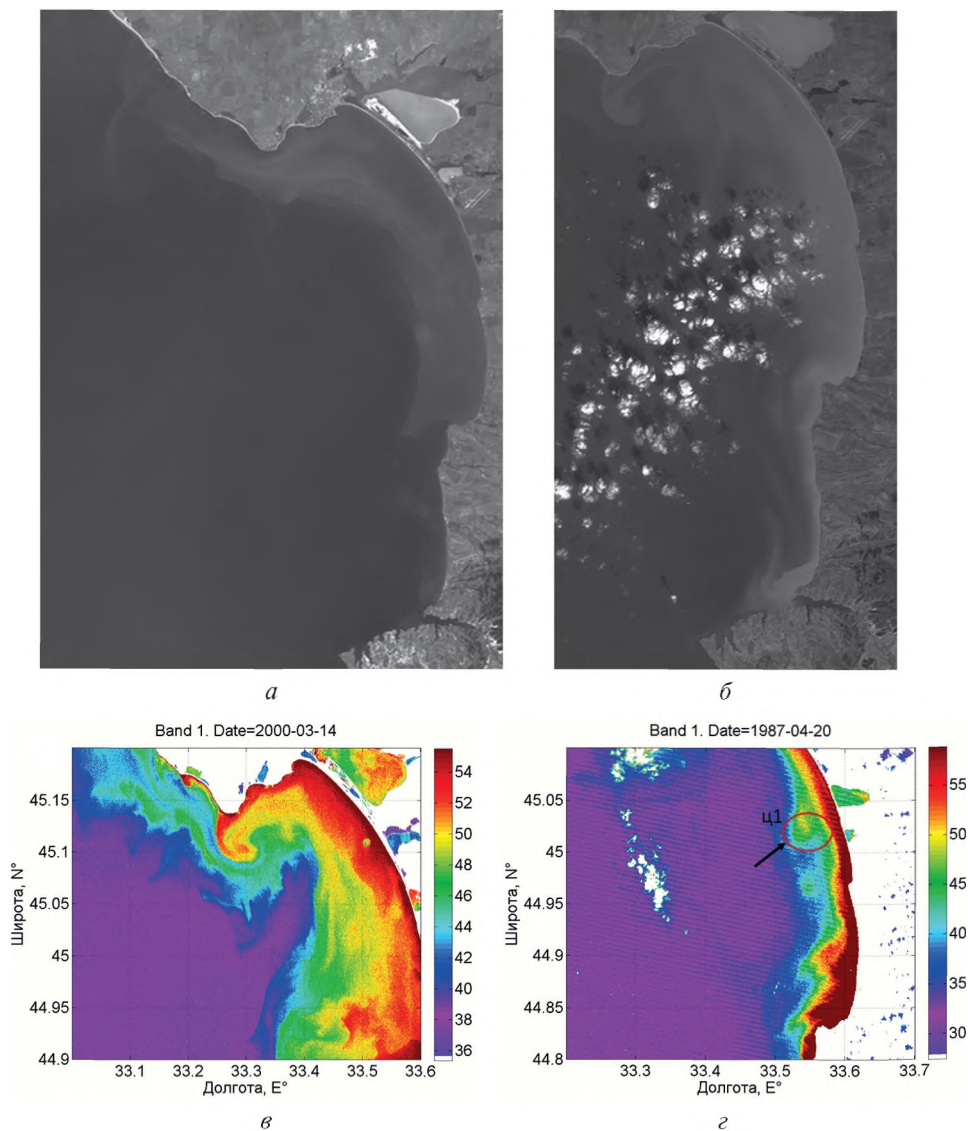


Рис. 4. Образование грибовидной структуры у м. Евпаторийский 23 сентября 2009 г., снимок со спутника Landsat 5 (а); образование грибовидной структуры у м. Евпаторийский 16 февраля 2002 г., снимок со спутника Landsat 7 (б); образование грибовидной структуры у м. Евпаторийский 14 марта 2000 г., яркость излучения на длине волны $\lambda = 0,433...0,453$ мкм по данным Landsat 7 (в); вихревая структура у берегов в Каламитском заливе, яркость излучения на длине волны $\lambda = 0,433...0,453$ мкм по данным ИСЗ Landsat 5 20 апреля 1987 г (г)

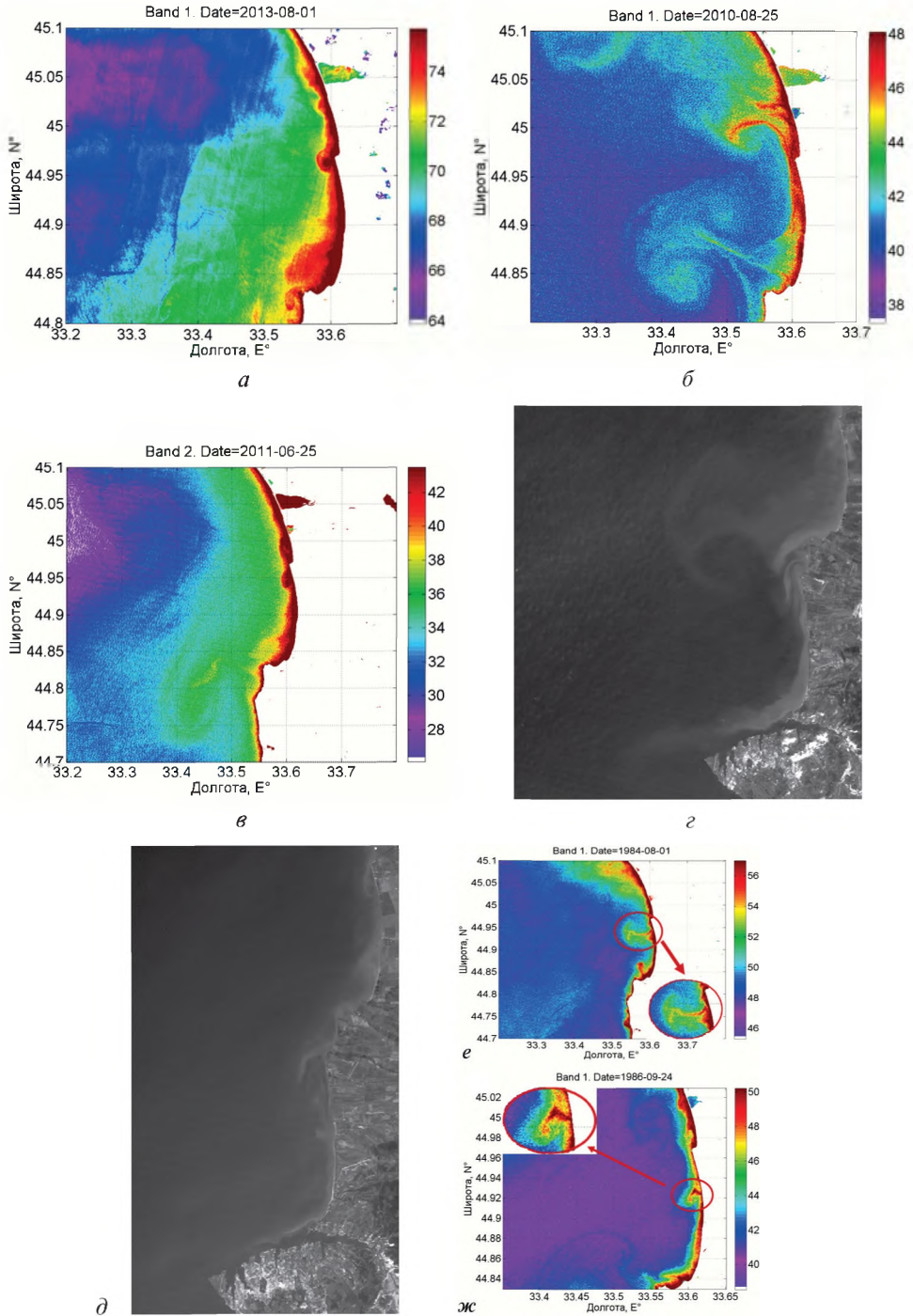


Рис. 5. Яркость излучения на длине волны $\lambda = 0,433...0,453$ мкм по данным спутника Landsat: *a* — от 1 августа 2013 г.; *б* — от 25 августа 2010 г.; *в* — по данным ИСЗ Landsat 5 от 25 июня 2011 г.; *г* — от 10 августа 1987 г.; *д* — от 31 июля 2001 г.; *е* — от 1 августа 1984 г.; *ж* — 24 сентября 1986 г.

Побережье у посёлка Николаевка (район 5) и мыс Лукулл (район 6)

Рассмотрим побережье у п. Николаевка и м. Лукулл. Значительная часть наблюдающегося здесь взвешенного вещества связана со стоками рек. У м. Лукулл впадает р. Альма, севернее — р. Булганак. Далее впадают: р. Чёрная — в Севастопольскую бухту, р. Кача — в Чёрное море в 10 км севернее города Севастополя, р. Бельбек — в 5 км от Севастопольской бухты у посёлка Любимовка.

Основополагающую роль в распространении взвешенного вещества определяет строение береговой зоны. На данном участке от м. Лукулл берег образует в районе впадения р. Альма бухту. У п. Николаевка имеется небольшой выступ берега, отражающийся и в характере до 10-метровой изобаты [Харитонов, 2013]. Из-за такого строения берега в этих местах часто образуются различные вихревые образования и грибовидные структуры. Особенно чётко они выражены после действия штормов. Так же, как было сказано ранее, на данном участке увеличивается количество взвешенного вещества из-за стока р. Булганак, которая впадает посередине между п. Николаевка и м. Лукулл. После обильных дождей интенсивная струя впадающих речных вод может вызывать возникновение грибовидных структур небольшого размера. Отчётливый пример такого процесса приведён на рис. 5е, ж. Чаще всего у м. Лукулл образуются вихри или грибы диаметром около 2 км (рис. 5а). Грибы бывают намного большего размера, чем вихри, — около 20 км (рис. 5б). Распространяются они на запад, юго-запад. Можно увидеть, что при любых погодных условиях всегда у побережья данных посёлков присутствует взвесь из-за стоков рек (рис. 5в). У п. Николаевка вихри имеют диаметр от 2,3 км, грибы — 16...18 км (рис. 5з).

Также у м. Лукулл могут образоваться не только грибовидные и вихревые структуры, но и струйные течения (рис. 5з, д). Поток взвешенного вещества, распространяющийся с севера вдоль побережья, у м. Лукулл образует струю, которая из-за строения береговой линии отрывается от берега и выносит взвесь примерно на 1...5 км от берега.

Севастопольская бухта и мыс Херсонес (район 7)

Севернее Севастопольской бухты и м. Херсонес часто можно наблюдать интенсивное прибрежное течение, направление на юг. Течение берёт начало возле м. Лукулл и переносит большое количество взвешенного вещества. Образуются мощные потоки взвешенного вещества вдоль побережья при действии ветров и прибрежного течения, с появлением вихревых структур при штормовом северном ветре.

Яркий пример распространения взвеси наблюдался 20 октября 2013 г. (рис. 6б) в результате северного шторма 19 октября 2013 г. Скорость ветра составляла до 15 м/с у западного побережья Крыма. На данном снимке изображена яркость восходящего излучения на длине волны 443 нм, полученная по данным спутника Landsat 8. Области повышенной яркости в этом случае с большой вероятностью связаны с повышенной концентрацией взвешенно-

го вещества, которое вызывает дополнительное рассеяние света. Данные ИСЗ Landsat показывают, что при действии северных штормов наблюдается интенсивный вынос взвеси в виде узкой мощной вдольбереговой струи, направленной на юг. Ширина этой струи составляет ~ 1 км.

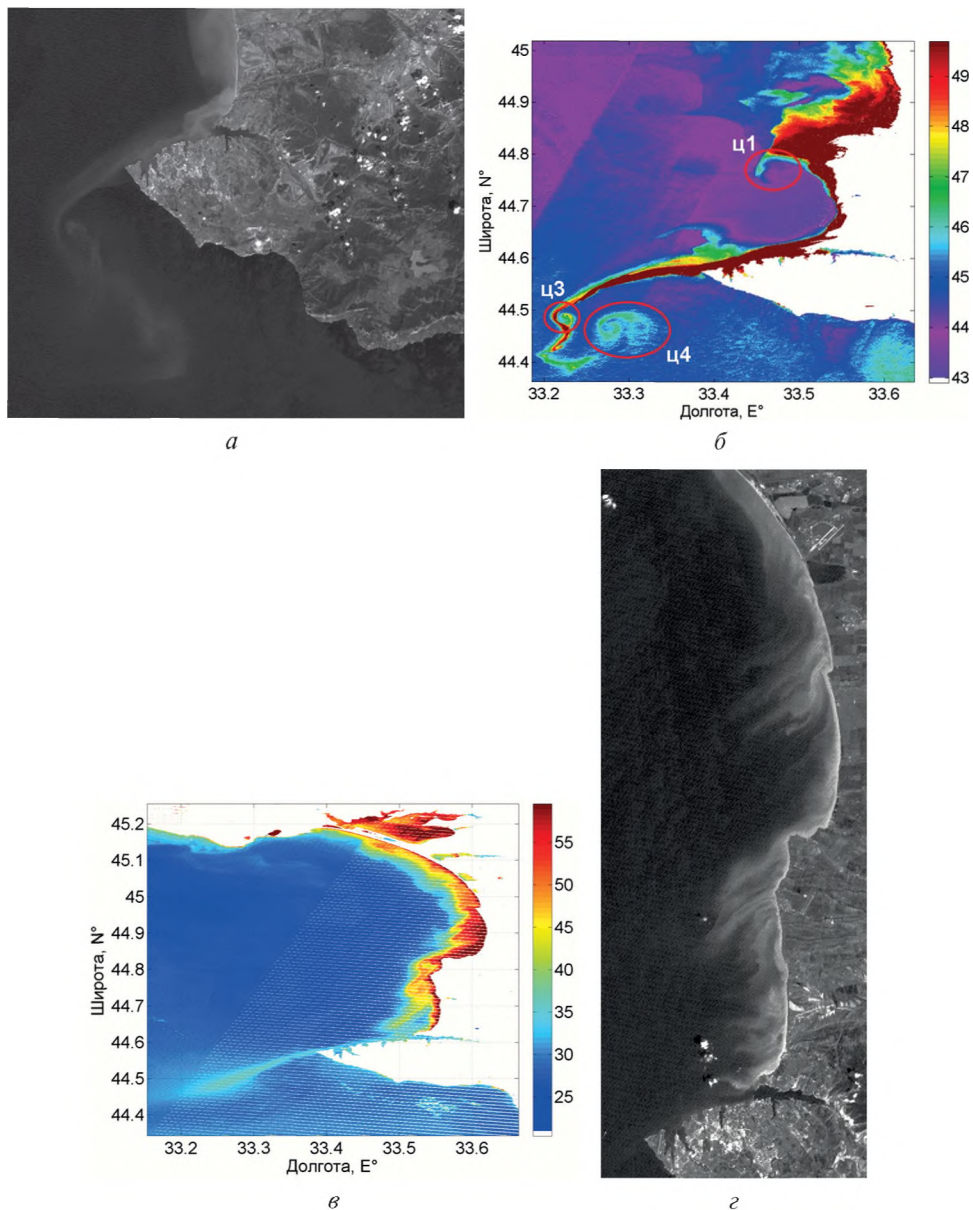


Рис. 6. Снимок со спутника Landsat 5 от 30 августа 2012 г. (*a*); яркость излучения на длине волны $\lambda = 0,433...0,453$ мкм по данным спутника Landsat 8 за 20 октября 2013 г. (*б*); яркость излучения на длине волны $\lambda = 0,433...0,453$ мкм по данным ИСЗ Landsat за 14 августа 2003 г. (*в*); снимок со спутника Landsat 4 за 22 июля 1983 г. (*г*)

На южной точке западного берега Крыма течение отрывается от берега и выносит взвешенное вещество на расстояние около 30 км в открытое море. Струя берёт начало от м. Лукулл, где наблюдается наибольшая область значительно взмученных вод, протяжённостью от п. Николаевка и до м. Лукулл (~30 км) и распространением на 10 км в сторону открытого моря. Возле м. Лукулл возникает циклон (ц1) диаметром около 8 км. По дальнейшей траектории распространения струи продолжают образовываться циклонические вихри из-за возникающей неустойчивости струи, следующий вихрь (ц2) — диаметром 7 км, последующие (ц3) — диаметром 2 км и на конце струи наблюдается вихрь (ц4) диаметром 5,5 км (рис. 6а, б).

Отметим, что в данной прибрежной струе наблюдаются очень высокие значения яркости излучения, что свидетельствует о высокой концентрации и, следовательно, потоке взвеси. После отрыва от побережья Крыма узкий и интенсивный поток взвеси движется по периферии циклонического вихря.

Похожую картину также можно было наблюдать 14 августа 2003 г. (рис. 6в) при интенсивных северных ветрах с эпицентром в северо-западной части Чёрного моря. Повышенные значения яркости наблюдаются у м. Лукулл и немного севернее, куда вероятно северным ветром пригоняется наибольшее количество взвешенного вещества. От этого мыса начинается развитие узкой прибрежной струи, шириной 0,5...2 км, которая выносит взвесь на большие расстояния от берегов Крыма на юго-запад. При этом зачастую за мысом Лукулл происходит образование одного или двух циклонических вихрей диаметром 4...8 км.

Таким образом, при северных штормах наблюдается образование мощного вдольберегового течения шириной ~1 км и интенсивное распространение взвеси в южном направлении. Часть мутных вод задерживается у топографического препятствия — м. Лукулл, а часть — выносится вместе с течением в открытое море на значительное расстояние от берега (трассер наблюдается на расстоянии до 50 км). Взвешенное вещество в этом районе открытого моря с большой вероятностью будет подхвачено основным черноморским течением и не будет возвращено к берегам Крыма.

Интересное явление приведено на рис. 6г: распространение взвеси от берега в юго-западном направлении от берега небольшими струями, но в большом количестве. Возможно, такое явление связано с релаксацией апшвеллинга. Также чётко видно, что у мысов и резких выступов у берегов (п. Николаевка), потоки взвешенного вещества резко отрываются от берегов и уходят в открытое море.

ВЫВОДЫ

В работе был проанализирован архив спутниковых измерений Landsat с 1983 по 2014 г. с высоким пространственным разрешением. Изучен западный берег Крыма и определены характерные субмезомасштабные и мелкомасштабные динамические процессы для его различных районов. Показано, что субмезомасштабные процессы значительным образом влияют на перенос взвешенного вещества в прибрежной части Крыма. Обсуждены причины, влияющие на образование данных процессов в прибрежной зоне. Основными из них являются: особенности строения береговой линии, сила и направление ветра, прибрежные течения.

ЛИТЕРАТУРА

- [Алескерова и др., 2015] *Алескерова А. А., Кубряков А. А., Станичный С. В.* Распространение взвешенного вещества под влиянием штормовых ветров у западного побережья Крыма по оптическим данным высокого разрешения // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2015. Т. 12. № 1. С. 63–71
- [Горячкин, Иванов, 2010] *Горячкин Ю. Н., Иванов В. А.* Современное состояние черноморских берегов Крыма // Доповіді Національної академії наук України. 2010. Т. 10. С. 87–92.
- [Динамические..., 2003] *Динамические процессы береговой зоны моря / Под ред. Косьяна Р. Д., Подымова И. С., Пыхова Н. В. М.: Научный мир, 2003.*
- [Завьялов и др., 2014] *Завьялов П. О., Маккавеев П. Н., Коновалов Б. В., Осадчиев А. А.* Гидрофизические и гидрохимические характеристики морских акваторий у устьев малых рек российского побережья Чёрного моря // Океанология. 2014. Т. 54. № 3. С. 293–308.
- [Зацепин и др., 2011] *Зацепин А. Г., Баранов В. И., Кондрашов А. А., Корж А. О., Кременецкий В. В., Островский А. Г., Соловьёв Д. М.* Субмезомасштабные вихри на кавказском шельфе Чёрного моря и порождающие их механизмы // Океанология. 2011. Т. 51. № 4. С. 592–605.
- [Зенин, Белоусова, 1988] *Зенин А. А., Белоусова Н. В.* Гидрохимический словарь / Под ред. А. М. Никанорова. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 239 с.
- [Иванов и др., 2012] *Иванов В. А., Горячкин Ю. Н., Удовик В. Ф., Харитонова Л. В., Шутков С. А.* Современное состояние и эволюция Бакальской косы // Екологічна безпека прибережної та шельфової зон та комплексне використання ресурсів шельфу. Вип. 26(1). 2012. С. 8–15. URL: [http://nbuv.gov.ua/j-pdf/ebpsz_2012_26\(1\)_3.pdf](http://nbuv.gov.ua/j-pdf/ebpsz_2012_26(1)_3.pdf).
- [Каримова, 2011] *Каримова С. С.* Исследование нестационарных вихревых структур Чёрного моря по данным инфракрасных и оптических изображений // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2011. Т. 8. № 4. С. 228–244.
- [Костяной и др., 2010] *Костяной А. Г., Гинзбург А. И., Шеремет Н. А., Лаврова О. Ю., Митягина М. И.* Мелкомасштабные вихри Чёрного моря // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2010. Т. 7. № 1. С. 248–259.
- [Кременецкий и др., 2014] *Кременецкий Д. А., Кубряков А. А., Завьялов П. О., Коновалов Б. В., Станичный С. В., Алескерова А. А.* Определение концентрации взвешенного вещества в Чёрном море по данным спутника MODIS // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2014. № 29. С. 1–9.
- [Кубряков, Станичный, 2015] *Кубряков А. А., Станичный С. В.* Синоптические вихри в Чёрном море по данным спутниковой альтиметрии // Океанология. 2015. Т. 55. № 1. С. 1–13.
- [Лаврова и др., 2011] *Лаврова О. Ю., Костяной А. Г., Лебедев С. А., Митягина М. И., Гинзбург А. И., Шеремет Н. А.* Комплексный спутниковый мониторинг морей России: М.: ИКИ РАН, 2011. 480 с.
- [Латун, 1989] *Латун В. С.* Антициклонические вихри в Чёрном море летом 1984 г. // Морск. гидрофиз. журн. 1989. № 3. С. 27–35.
- [Митягина, Лаврова, 2009] *Митягина М. И., Лаврова О. Ю.* Спутниковые наблюдения вихревых и волновых процессов в прибрежной зоне северо-восточной части Чёрного моря // Исслед. Земли из космоса. 2009. № 5. С. 72–79.
- [Станичный и др., 2014] *Станичный С. В., Соловьёв Д. М., Кубряков А. А., Станичная Р. Р., Давыдова Е. П., Бурдюгов В. М.* Характеристики поверхностного слоя моря в районе Южного берега Крыма по спутниковым данным — межгодовая и сезонная изменчивость // Мониторинг прибрежной зоны на Черноморском экспериментальном

- подспутниковом полигоне / Ред. В.А. Иванов, В.А. Дулов. Севастополь: ЭКОСИ — Гидрофизика, 2014. С. 335–372.
- [Харитонова, 2013] Харитонова Л.В. Ветровое волнение и литодинамические процессы в прибрежной зоне западного Крыма: автореф. дис. ... канд. геогр. наук. Севастополь: МГИ, 2013.
- [Ginzburg, 2002] Ginzburg A. I., Kostianoy A. G., Nezlin N. P., Soloviev D. M., Stanichny S. V. Anticyclonic eddies in the northwestern Black Sea // J. Marine Systems. 2002. V. 32. No. 1. P. 91–106.
- [Kubryakov, Stanichny, 2015] Kubryakov A. A., Stanichny S. V. Seasonal and interannual variability of the Black Sea eddies and its dependence on characteristics of the large-scale circulation // Deep Sea Research. P. I: Oceanographic Research Papers. 2015. V. 97. P. 80–91. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.dsr.2014.12.002>.
- [Shapiro et al., 2010] Shapiro G. I., Stanichny S. V., Stanychna R. R. Anatomy of shelf-deep sea exchanges by a mesoscale eddy in the North West Black Sea as derived from remotely sensed data // Remote Sensing of Environment. 2010. V. 114(4). P. 867–875.
- [Zatsepin et al., 2003] Zatsepin A. G., Ginzburg A. I., Kostianoy A. G., Kremenetskiy V. V., Krivosheya V. G., Stanichny S. V., Poulain P. M. Observations of Black Sea mesoscale eddies and associated horizontal mixing // J. Geophysical Research: Oceans (1978–2012). 2003. V. 108. No. C8.

SUBMESOSCALE PROCESSES ON THE WEST COAST OF THE CRIMEA ON MEASUREMENTS LANDSAT

A. A. Aleskerova¹, A. A. Kubryakov^{1,2}, S. V. Stanichny¹

¹ Marine Hydrophysical Institute, Sevastopol

² Saint Petersburg State University

The paper uses Landsat 4, 5, 7, 8 data from 1983 to 2014 with high optical resolution for the study of dynamic processes off the Western coast of the Crimea. Submesoscale processes affecting the distribution of suspended matter are investigated. The study focuses on the mapping of these processes, that are specific to the certain areas of the Western coast of the Crimea.

Keywords: Black Sea, submesoscale processes, Landsat, eddies.

Aleskerova Anna Adilovna — postgraduate student, Annete08@mail.ru

Kubryakov Arseny Alexandrovich — research associate, PhD

Stanichny Sergey Vladimirovich — head of department, PhD

МОДЕЛИРОВАНИЕ СОСТОЯНИЯ КОМПЛЕКСА ATMOSPHERIC CHEMISTRY SUITE ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ТЕРМОУПРУГИХ ДЕФОРМАЦИЙ

А. Д. Бугрова¹, А. Э. Бутенко²

¹ Московский институт электроники и математики
Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»
(МИЭМ НИУ ВШЭ)

² Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

В работе методами компьютерного моделирования исследованы нагрузки, возникающие вследствие термоупругих деформаций комплекса Atmospheric Chemistry Suite (ACS) для космического проекта EXOMARS.

Ключевые слова: термоупругость, метод конечных элементов (МКЭ), ExoMars, Atmospheric Chemistry Suite (ACS), Trace Gas Orbiter (TGO).

ВВЕДЕНИЕ

Для будущей международной космической миссии EXOMARS в настоящее время разрабатывается комплекс ACS (Atmospheric Chemistry Suite), который будет частью орбитального зонда Trace Gas Orbiter (TGO). Комплекс ACS состоит из четырёх блоков, скреплённых друг с другом, каждая часть комплекса является законченным спектрометром; также в состав комплекса входит система сбора научной информации [Trokhimovsky et al., 2014]. В нижней части комплекса расположены 18 опор, нижними гранями которых он будет крепиться к платформе. Платформа выполнена из менее прочного материала, чем опоры. Возникающие в результате работы внутреннего оборудования и нагревания комплекса термоупругие напряжения и деформации могут привести к разрушению платформы.

КОНСТРУКЦИЯ КОМПЛЕКСА ATMOSPHERIC CHEMISTRY SUITE

Корпус комплекса выполнен из алюминиевого сплава АМГ-6. Нижние грани опор считаются жёстко закреплёнными. Нас интересуют нормальные (по модулю) и тангенциальные составляющие сил, действующих на нижних гранях ножек.

С помощью методов компьютерного моделирования было проведено исследование модели с опорами из полимерного материала Vespel. Для такой модели были получены качественные и количественные оценки напряжений, возникающих вследствие температурного расширения комплекса ACS. Выявлены опоры, на которые приходится наибольшая нагрузка. Получено, что значения тангенциальных сил в несколько раз превышают значения нормальных сил. Был проведён анализ влияния размера конечно-элементной сетки на результаты расчётов и проведена верификация полученных результатов [Бутенко и др., 2014].

Бугрова Анна Дмитриевна — аспирантка, a.d.bugrova@gmail.com

Бутенко Антон Эдуардович — аспирант, ostelite@gmail.com

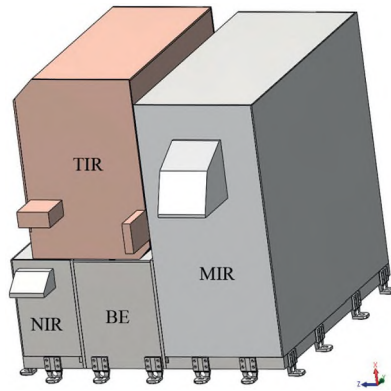


Рис. 1. Модель комплекса ACS с опорами из титана

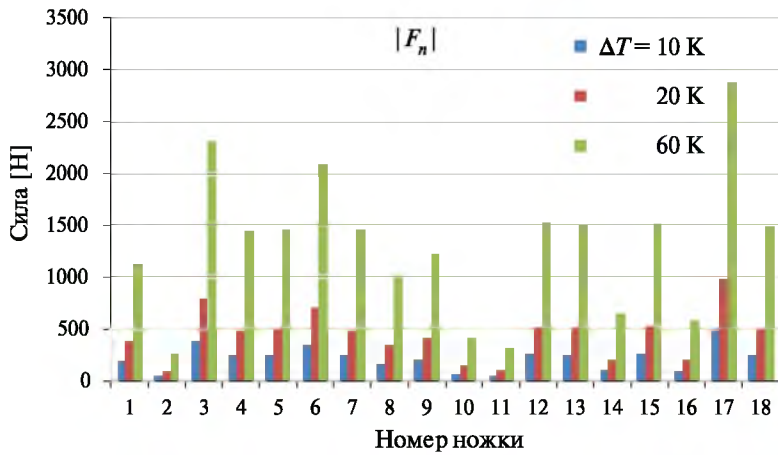


Рис. 2. Модуль нормальной компоненты силы реакции опоры

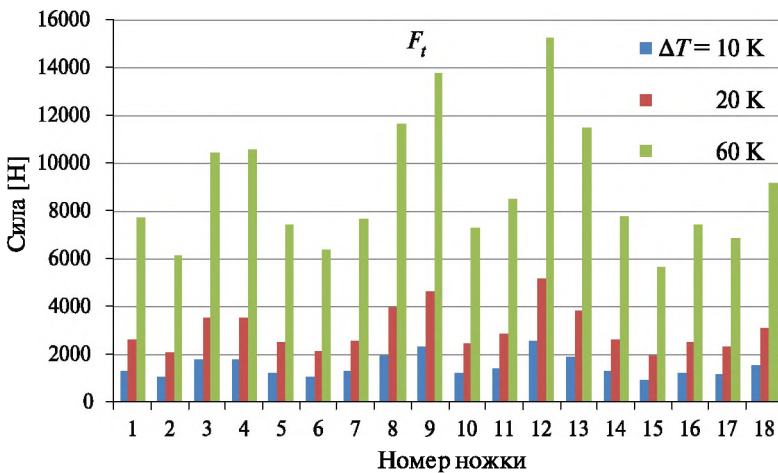


Рис. 3. Тангенциальная компонента силы реакции опоры

После испытаний на вибростенде, выявивших недостаточную прочность опор, выполненных из материала Vespel, было принято решение заменить материал титановым сплавом VT6 и изменить форму опор (рис. 1).

Подобные изменения потребовали пересчёта нагрузок, вызванных температурным расширением.

Моделирование было проведено с помощью системы конечно-элементного анализа SolidWorks для перепадов температуры в 10, 20 и 60 К. Полученные результаты представлены на графиках (рис. 2, 3).

Можно заметить, что максимальные нормальные составляющие силы реакции приходятся на опору № 17 при всех рассмотренных перепадах температуры, а тангенциальные — на опору № 12 (рис. 4).

Были построены уравнения линейной регрессии для $\max|F_n|$ и $\max F_t$ (ножки № 17 и 12) (рис. 5):

$$\max|F_n| = 47,857\Delta T + 11,286, \quad \max F_t = 253,2\Delta T + 35,556.$$

Таким образом, для опор из титанового сплава VT6 получено, что максимальные значения нормальных сил приходятся на опору № 17, причём для перепада в 60 К значения нормальных сил не превышают 3000 Н. Для тангенциальных сил наблюдается похожая ситуация, самая нагруженная опора при всех перепадах температуры — № 12. Для перепада в 60 К максимальные значения тангенциальных сил не превышают 15 300 Н.

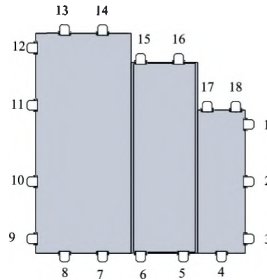


Рис. 4. Нумерация опор, вид снизу

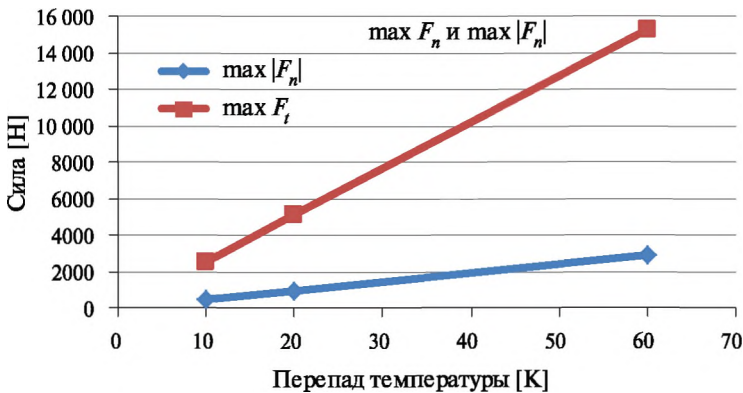


Рис. 5. $\max|F_n|$ и $\max F_t$

СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ

Было проведено сравнение результатов, полученных для разных моделей комплекса. Сравнение характеристик материалов приведено в таблице.

Материалы

Материал	Модуль упругости [Па]	Коэффициент Пуассона	Коэффициент теплового расширения [1/К]
АМГ-6	$6,9 \cdot 10^{10}$	0,33	$2,4 \cdot 10^{-5}$
Vespel®	$3,102 \cdot 10^9$	0,41	$5,4 \cdot 10^{-5}$
Титановый сплав VT6	$1,15 \cdot 10^{11}$	0,32	$9,1 \cdot 10^{-5}$

Для перепада температуры в 60 К было проведено сравнение результатов термоупругого исследования для моделей с опорами из полимерного материала Vespel и титанового сплава VT6 (рис. 6, 7).

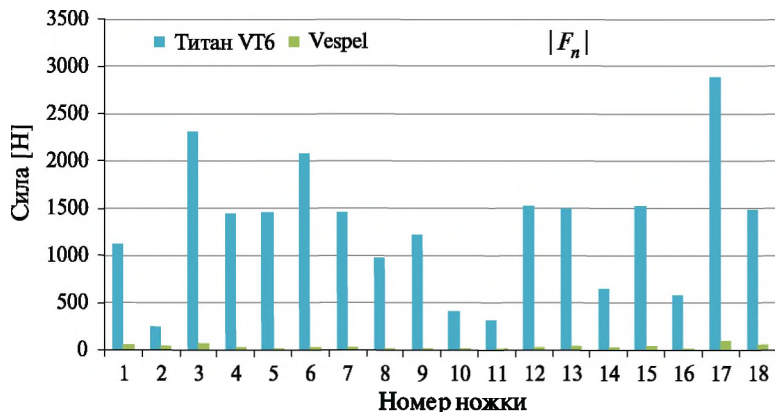


Рис. 6. Модуль нормальных составляющих силы реакции

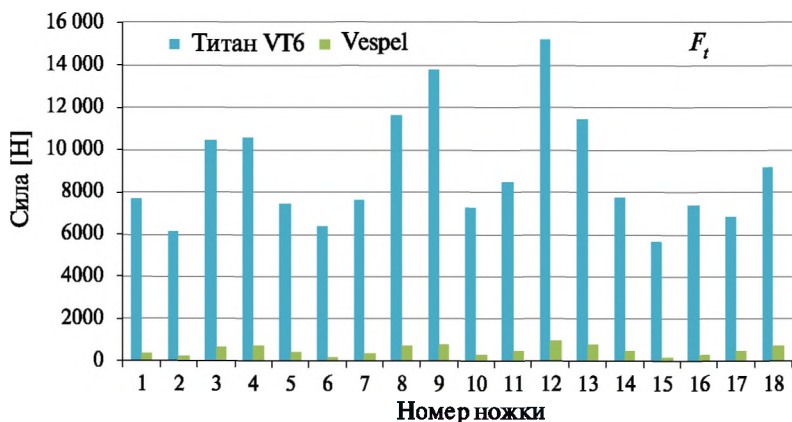


Рис. 7. Тангенциальные составляющие силы реакции

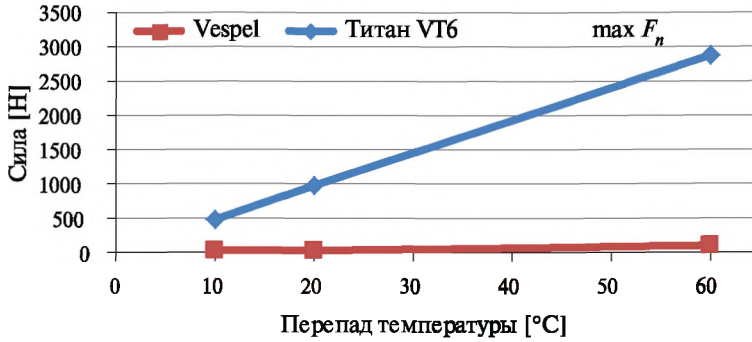


Рис. 8. Изменение максимальной по модулю нормальной составляющей силы с увеличением перепада температуры

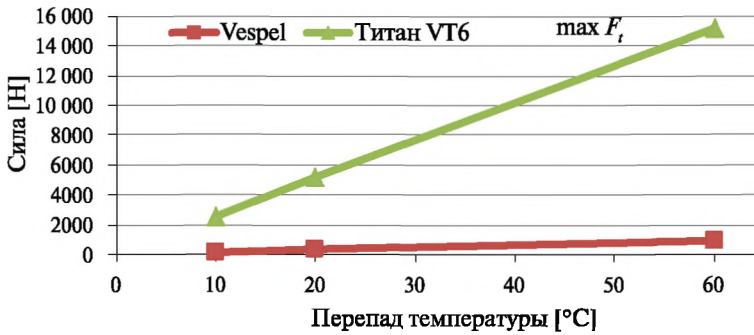


Рис. 9. Изменение максимальной тангенциальной составляющей силы с увеличением перепада температуры

На рис. 8, 9 приведено сравнение максимальных составляющих силы реакции для разных материалов опор.

Таким образом, получено, что изменение конфигурации и материала опор не повлияло на характер распределения нагрузок.

ВЫВОДЫ

Проведённое исследование показало, что при смене материала с Vespel на титановый сплав VT6 и модификации конструкции опор не произошло качественных изменений. Опоры, на которые приходится наибольшая нагрузка, не изменились и по-прежнему определяющее значение имеют тангенциальные компоненты сил взаимодействия опор с платформой. Количественные значения реакции опор при замене материала с Vespel на титановый сплав VT6 увеличились на порядок, что отвечает более чем 30-кратному различию модуля Юнга этих материалов.

ЛИТЕРАТУРА

- [Бутенко и др., 2014] Бутенко А. Э., Бугрова А. Д., Аксенов С. А., Бобер С. А. Термоупругий анализ комплекса Atmospheric Chemistry Suite орбитального зонда Trace Gas Orbiter миссии ExoMars // Вестн. Чувашского гос. педагогич. ун-та им. И. Я. Яковлева. Сер. «Механика предельного состояния». 2014. № 4(22). С. 89–92.
- [Бутенко и др., 2014] Бутенко А. Э., Бугрова А. Д., Аксенов С. А. Моделирование термоупругого состояния комплекса ACS орбитального зонда TGO в рамках программы EXOMARS // 11-я Конф. молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космич. исслед.». ИКИ РАН, Москва, 9–11 апреля 2014: сб. тр. / Под ред. А. М. Садовского. М.: ИКИ РАН, 2014. С. 37–42.
- [Trokhimovsky et al., 2014] Trokhimovsky A., Korablev O., Grigoriev A. et al. Atmospheric Chemistry Suite (ACS): a Set of Infrared Spectrometers for Atmospheric Measurements on board ExoMars Trace Gas Orbiter // Proc. SPIE 8867. Infrared Remote Sensing and Instrumentation XXI. 886709 (Sept. 19, 2013). 2014. P. 1–4. doi: 10.1117/12.2026900.

SIMULATION OF STATE OF ATMOSPHERIC CHEMISTRY SUITE COMPLEX UNDER THERMOELASTIC DEFORMATIONS FOR EXOMARS MISSION

A. D. Bugrova¹, A. E. Butenko²

¹ Moscow Institute of Electronics and Mathematics of Higher School of Economics National Research University (MIEM NRU HSE)

² Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

In this paper the computer simulation was applied to a problem of estimation of the loads caused by the thermoelastic deformations of Atmospheric Chemistry Suite (ACS) complex that is the component of ExoMars Trace Gas Orbiter (TGO).

Keywords: thermoelasticity, finite element method (FEM), ExoMars, ACS, TGO.

Bugrova Anna Dmitrievna — postgraduate student, a.d.bugrova@gmail.com

Butenko Anton Eduardovich — postgraduate student, ostelite@gmail.com

ШИРОКОПОЛОСНЫЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ШУМ В ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРНО-МАГНИТОСФЕРНОЙ СИСТЕМЕ

А. А. Ильясов¹, А. А. Чернышов¹, М. М. Могилевский¹,
И. В. Головчанская², Б. В. Козелов²

¹ Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

² Полярный геофизический институт Кольского филиала Российской академии наук (ПГИ КНЦ РАН)

Работа посвящена исследованию плазменной неустойчивости, вызванной неоднородным распределением плотности энергии в высокоширотной ионосфере. Данная неустойчивость способна возбуждать ветви ионно-циклотронных и наклонных ионно-акустических волн с широкополосным спектром, которые можно идентифицировать как широкополосный электростатический шум. Для изучения влияния неоднородностей электрического поля, плотности плазмы и продольных токов на развитие неустойчивости разработаны вычислительные алгоритмы. Проведено численное моделирование при различных конфигурациях и параметрах фоновой плазмы. Проанализировано некоординатное дисперсионное соотношение. Показано, что существует множество неустойчивых решений вблизи первого циклотронного резонанса и в областях малых частот. Спектр не имеет максимума на какой-либо выделенной частоте и качественно согласуется с экспериментальным широкополосным спектром. Продемонстрировано, что учёт неоднородностей плотности плазмы и продольных токов приводит к изменению порога неустойчивости для ионно-циклотронных и ионно-акустических волн в высокоширотной ионосфере Земли.

Работа выполнена при поддержке фонда «Династия», гранта Президента (МК-267.2014.5) и РФФИ (проект № 14-02-31848).

Ключевые слова: авроральная ионосфера, широкополосная электростатическая турбулентность, ионно-циклотронные волны, ионно-акустические волны, плазменные неустойчивости.

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о возбуждении неустойчивостей в плазме различными видами неоднородностей неоднократно поднимался. Он важен для многих фундаментальных и прикладных задач: удержание плазмы в магнитных ловушках, распространение волн в турбулентных средах, нагревные эксперименты и т. д. Особую важность этот вопрос приобретает в связи с исследованием ионосферы и магнитосферы. Сложное взаимодействие плазмы в системе Солнце-Земля приводит к образованию неоднородных сред со сложной структурой.

Ильясов Аскар Анварович — младший научный сотрудник, asjosik@mail.ru

Чернышов Александр Александрович — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, achernyshov@iki.rssi.ru

Могилевский Михаил Менделевич — заведующий лабораторией, кандидат физико-математических наук, mogilevsky2012@gmail.com

Головчанская Ирина Владимировна — учёный секретарь, доктор физико-математических наук, golovchanskaya@pgia.ru

Козелов Борис Владимирович — исполняющий обязанности директора, доктор физико-математических наук, boris.kozelov@gmail.com

Исследование ионосферной структуры на малых и средних масштабах может помочь прояснить нелинейные эффекты в авроральных областях, такие как аномальное сопротивление, вязкость и нагрев частиц плазмы. Одним из ярких проявлений сложных нелинейных процессов авроральной области является ELF-турбулентность или широкополосный электростатический шум. Он играет принципиальную роль в поперечном ускорении ионов в верхней ионосфере Земли, нагреве высокоширотной ионосферы, и, возможно, тесно связан с образованием тонкой структуры аврорального свечения [Borovsky, 1993].

Одним из наиболее плодотворных подходов к объяснению электростатического широкополосного шума является теория неустойчивости IEDDI (Inhomogeneous Energy Density Driven Instability). Неустойчивость, вызываемая неоднородностями плотности энергии, приводит к возникновению разновидностей электростатических ионно-циклотронных и ионно-акустических волн, которые отождествляются с электростатическим шумом. В приложении к ионосфере причиной неоднородности энергии оказывается неоднородное электрическое поле, перпендикулярное магнитному полю. Было показано, как теоретически, так и экспериментально, что взаимно перпендикулярные неоднородное электрическое и магнитное поля могут быть источником неустойчивости [Amatucci et al., 1988; Ganguli et al., 1985; Koeperke et al., 2002]. Плотность энергии в области дрейфа частиц в скрещенных магнитном и сильном локализованном электрическом полях может оказаться отрицательной, и диссипация энергии из этой области приводит к развитию неустойчивости. Впервые теория была разработана для случая, когда присутствуют только электрическое и магнитное поля [Ganguli et al., 1985]. Позднее она была обобщена на случай, когда присутствуют неоднородные продольные токи вдоль магнитного поля и градиенты плотности плазмы в поперечном направлении [Ganguli et al., 2002; Gavrishchaka et al., 1998].

Ключевой особенностью теории IEDDI является её принципиально нелокальный характер, из-за чего существенно возрастает сложность аналитических расчётов, и становится более важным использование численных методов. Недавно были использованы данные спутника FAST для численного анализа IEDD-неустойчивости [Чернышов и др., 2015; Golovchanskaya et al., 2014a, b; Pyasov et al., 2015]. Для исследования использовалась многослойная модель, предложенная в работе [Reynolds, Ganguli, 1998].

Однако, несмотря на то, что данная теория активно развивается в последнее время, основное внимание главным образом уделяется неоднородным локализованным электрическим полям. Влияние неоднородностей концентрации плазмы на развитие IEDD-неустойчивости почти не рассматривалось. Также слабо изучено влияние неоднородных продольных токов на возбуждение ионно-акустических волн в области малых частот. Изучение этих процессов особенно важно в задачах космической физики. Сравнение численных результатов при различных параметрах плазмы, конфигурации электрического поля и т.д. также представляется важным. Изучению этих вопросов и посвящена представленная работа. В настоящей работе будет исследовано влияние неоднородностей концентрации плазмы и продольных токов на генерацию широкополосного электростатического шума. Будет проведён анализ возбуждения двух типов волн: ионно-циклотронной и ионно-акустической.

Статья организована следующим образом. Сначала рассматриваются основные уравнения и предположения IEDD-неустойчивости неоднородной плазмы, затем описываются вычислительные методы и проводится анализ результатов, а в заключении — выводы и обсуждение.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В данной статье рассматриваются нелокальные неустойчивости в плазме, связанные с неоднородностями как электрического поля, так и плотности. Теория неустойчивостей в одномерном случае подробно изложена в работе [Amatucci et al., 1988]. Однородное магнитное поле направлено вдоль оси z , неоднородное электрическое поле — вдоль оси y . Плазма неоднородна вдоль оси x . В общем случае поиск неустойчивостей в такой конфигурации плазмы требует решения интегро-дифференциального уравнения, но в ряде случаев (малость дисперсии и малость ларморовского радиуса по сравнению с характерной неоднородностью плазмы) его можно свести к обыкновенному дифференциальному уравнению [Amatucci et al., 1988]. Неизвестной функцией ψ является возмущение потенциала электрического поля.

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} + \kappa^2(\xi)\psi = 0, \quad (1)$$

где $\xi = x/\rho_i$ — отношение координаты x к гирорадиусу ионов ρ_i ;

$$\kappa^2(\xi) = -2 \frac{1 + \sum \Gamma(b)F_{n_i}(\xi) + \tau(1 + A_{0e})}{\sum \Gamma'(b)A_{n_i}(\xi)}, \quad (2)$$

здесь $F_{n\alpha} = A_{n\alpha}(x) - B_{n\alpha}(x)$;

$$A_{n\alpha}(x) = \frac{(\omega_1 + \omega_{2\alpha} - \omega_\alpha^*)}{\sqrt{2} \cdot |k_z| v_{T\alpha}} Z \left[\frac{(\omega_1 + \omega_{2\alpha} - n\Omega_\alpha)}{\sqrt{2} \cdot |k_z| v_{T\alpha}} \right]; \quad (3)$$

$$B_{n\alpha} = \frac{\omega_{3\alpha}}{2|k_z|v_{T\alpha}} Z' \left[\frac{(\omega_1 + \omega_{2\alpha} - n\Omega_\alpha)}{\sqrt{2} \cdot |k_z| v_{T\alpha}} \right]. \quad (4)$$

В выражениях (1)–(4) использованы следующие обозначения: $b = (k_y \rho_i)^2/2$; $\Omega_\alpha = e_\alpha B_0/m_\alpha$ — гирочастота частиц сорта α ; $\tau = T_i/T_e$ — отношение температуры ионов к температуре электронов; $v_{T\alpha}$ — тепловая скорость частиц сорта α ; $\omega_1 = \omega - k_y V_E - k_z V_d$ — частота с учётом доплеровских сдвигов; $\omega_{2\alpha} = k_y V_E'' \rho_\alpha^2/2$; $\omega_\alpha^* = k_y \Omega_\alpha \rho_\alpha \varepsilon_n$, $\varepsilon_n = (\rho_\alpha n_0(\xi))/(dn_0(\xi)/d\xi)$; $\Gamma_n(b) = \exp(-b)I_n$; I_n — модифицированные функции Бесселя; $\Gamma_{n'} = d\Gamma_n/db$; Z — плазменная дисперсионная функция. В данной работе использовались приближения для малого аргумента (электроны) $|\omega| \ll 1$ и для большого аргумента (ионы).

Таким образом, поиск неустойчивостей сводится к задаче поиска собственных значений. Необходимо найти $\omega = \omega_r + i\gamma$, при которых существует решение уравнения (1), инкремент γ больше нуля, а возмущение потенциала обращается в нуль на бесконечности, т. е. $\psi(\infty) = 0$.

ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Описание численных методов

В представленной работе уравнение (1) решается численно, методом стрельбы. Поперечное электрическое поле аппроксимируется кусочно-постоянной функцией. На каждом j -м отрезке, где $\kappa^2(\xi)$ постоянна, ψ представляется в виде суммы двух экспонент: $\psi_j(\xi) = C_j \exp(i\kappa_j \xi) + D_j \exp(-i\kappa_j \xi)$. На граничных отрезках остаётся только одна экспонента, причём корень из κ^2 берётся с таким знаком, чтобы на бесконечности функция ψ обращалась в нуль. В точках сшивки накладываются условия на непрерывность функции ψ и непрерывность её производной.

Итак, исходное дифференциальное уравнение сводится к однородной системе линейных уравнений на коэффициенты перед экспонентами, которую можно записать в матричной форме:

$$M \cdot h = 0, \tag{5}$$

где h — вектор-столбец, составленный из коэффициентов C_j и D_j ; матрица M определяется условиями сшивки. Нетривиальное решение такой системы существует, когда $\det M = 0$. Это приводит к дисперсионному соотношению, которое позволяет получить множество собственных значений для каждого набора плазменных параметров.

Для решения данной задачи разработаны численные алгоритмы, осуществляющие поиск корней этого уравнения. Сумма по функциям Бесселя для ионной компоненты была взята при $n = 0, \pm 1, \pm 2$. Для лучшего понимания эффектов исследуются конфигурации плазмы при наличии как градиента электрического поля, так и градиента плотности. Чтобы изучить влияние конфигураций электрического поля на генерацию неустойчивостей в численных расчётах использованы как спутниковые данные, так и модельные распределения электрического поля и концентрации плазмы. Для большей наглядности и более полного анализа полученных результатов в статье представлены трёхмерные графики в осях (ω_r, b, γ) , позволяющие показать зависимость основных параметров задачи. В качестве модельных распределений электрического поля и плотности плазмы взята параболическая функция от координаты. Далее идёт описание результатов численного моделирования IEDD-неустойчивости для случая ионно-циклотронной и ионно-акустической мод.

Ионно-циклотронная мода

Ионно-циклотронная мода изучалась на фоне неоднородностей электрического поля и плотности плазмы. Градиенты продольного тока не учитывались, так как они не оказывают большого влияния на генерацию этого вида волн в случае, если неоднородности продольного тока и электрического поля синфазны [Golovchanskaya et al., 2014b]. Для более полного изучения влияния конфигураций электрического поля на генерацию неустойчивостей в численных расчётах использованы как спутниковые данные, так и модельные распределения электрического поля и концентрации плазмы. Для всех расчётов использовались следующие параметры плазмы: $\tau = 0,5$; $u = 0,1$; $V_d = 0,9v_{te}$; $\rho = 20$ м.

На рис. 1а приведены результаты моделирования для профиля неоднородного электрического поля, полученного спутником FAST. Неоднородности концентрации не учитываются. Области неустойчивости локализуются вдоль двух параболического вида кривых с вершиной в циклотронном резонансе и вблизи малых b и ω_r , равного $0,9\Omega_i$. Инкремент IEDD-неустойчивости вдоль более широкой кривой (ветви кривой расположены дальше друг от друга) меньше, чем вдоль узкой. Другими словами, в окрестности циклотронного резонанса неустойчивость легче возбуждается. Заметно, что с увеличением b инкремент волны увеличивается. Это может быть связано с тем, что вблизи гирочастоты электроны попадают в резонанс с полем волны и становится существенным циклотронное затухание. Следует отметить, что в этих численных расчётах продольный ток, превышающий продольный ток в авроральной области Земли, взят для того, чтобы в дальнейшем были лучше заметны неустойчивости, связанные с градиентом концентрации. Продольный ток такой величины можно встретить на других планетах Солнечной системы, например, Юпитере и Сатурне [Gombosi et al., 2009].

На рис. 1б представлен случай, когда используется модельное электрическое поле с максимумом в $0,1$ мВ/м. Амплитуда модельного поля существенно ниже, чем в предыдущем случае. Параметры плазмы такие же, как и на предыдущем рисунке. Появление изолированных неустойчивых решений связано с уменьшением градиента электрического поля. При этом видно, что решения также локализуются вдоль параболических кривых. Следовательно, вид профиля неоднородности слабо влияет на качественное поведение спектра IEDD-неустойчивости.

Перейдём к рассмотрению влияния неоднородностей концентрации на возбуждение ионно-циклотронных волн. На рис. 2а представлены результаты, при получении которых использовалось параболическое распределение концентрации плазмы, моделирующее каверну в авроральной области. Заметно, что генерация неустойчивости осуществляется слабее, чем в случае наличия электрического поля.

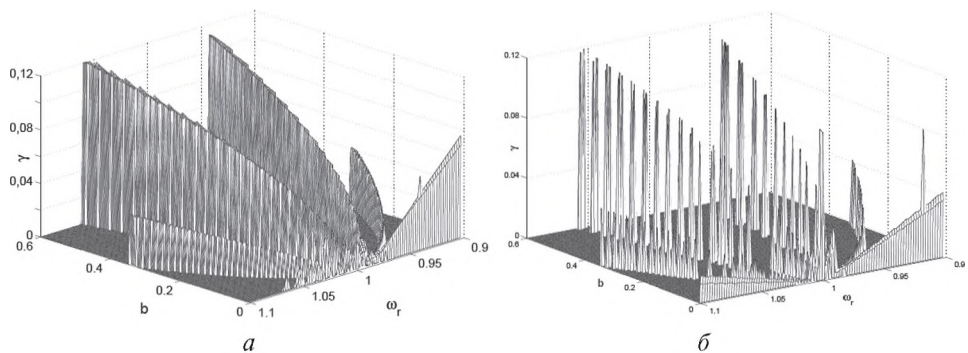


Рис. 1. Инкремент IEDD-неустойчивости, нормированный на гирочастоту ионов кислорода в зависимости от частоты и параметра b . Учитываются только неоднородности электрического поля: a — используются данные спутника FAST, средняя амплитуда 10 мВ/м; b — используется параболический модельный профиль с максимумом $0,1$ мВ/м

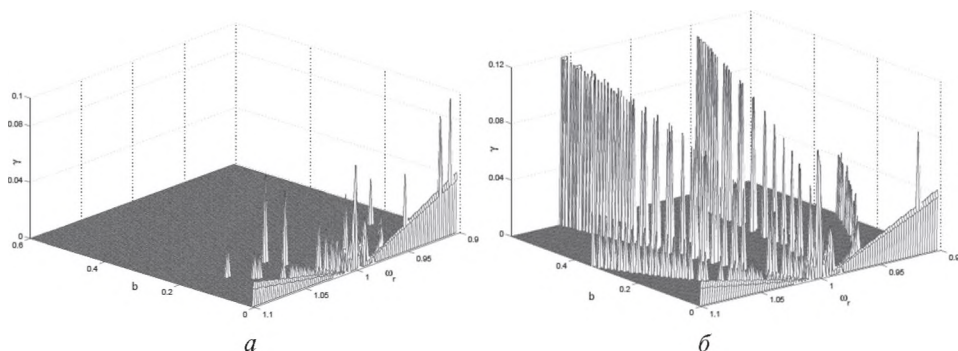


Рис. 2. Инкремент IEDD-неустойчивости, нормированный на гирочастоту ионов кислорода в зависимости от частоты и параметра b : a — учитываются только неоднородности плотности плазмы; b — учитываются совместно неоднородности электрического поля и плотности плазмы

Однако только неоднородность плотности плазмы тоже может приводить к развитию неустойчивости. Правда, необходимо сделать уточнение: также необходимо присутствие достаточно сильного продольного тока, так как в случае слабого продольного тока неустойчивости не развиваются. Неустойчивые решения присутствуют только при малых b в отличие от случаев, когда учитывалось только электрическое поле. Все корни изолированы и локализованы вблизи гирочастоты.

На рис. 2б показано влияние на развитие неустойчивости неоднородности концентрации совместно со слабой неоднородностью электрического поля (в случае сильного электрического поля отличия практически не заметны). Использовано слабое электрическое поле, так как неоднородности плотности плазмы практически не влияют на решения, когда неоднородности электрического поля сильные. По сравнению с рис. 1б неустойчивость возникает при большем наборе параметров b и ω_r . Увеличение областей неустойчивости приводит к тому, что спектр становится более непрерывным. Новые корни также локализируются вдоль параболических кривых. Таким образом, добавление неоднородностей плотности плазмы к неоднородностям электрического поля и увеличение градиентов электрического поля приводят к похожим результатам. Следовательно, влияние неоднородностей концентрации на развитие неустойчивости присутствует, но оно существенно меньше влияния электрического поля. Это хорошо согласуется с тем фактом, что влияние неоднородности плотности имеет больший порядок малости по сравнению с электрическим полем в уравнении (1).

Ионно-акустическая мода

Помимо ионно-циклотронных волн развитие IEDD-неустойчивости может приводить к генерации волн ионно-акустического типа. Поскольку ионно-акустические волны возбуждаются при частотах, меньших циклотронной частоты

ионов, вклад высших гармоник по функциям Бесселя в дисперсионном уравнении (1) становится пренебрежимо мал. Поэтому для упрощения моделирования функции Бесселя учитывались только до первого порядка. Кроме того, для возбуждения ионно-акустической моды важно наличие градиента продольного тока, который практически не имеет значения для ионно-циклотронной моды [Golovchanskaya et al., 2014b]. За учёт градиента продольного тока отвечает слабое B_{nc} в уравнении (1). При этом во всех расчётах учитывался только градиент продольного тока ионов, так как он оказывает намного большую роль на возбуждение неустойчивости, чем градиент продольного тока электронов.

Как и ранее для ионно-циклотронной моды, для ионно-акустической моды используются трёхмерные графики в осях (ω_r, b, γ) . Результаты моделирования для ионно-акустической ветви при учёте неоднородностей продольного тока и электрического поля показаны на рис. 3. Результаты, полученные при учёте только неоднородностей продольного тока, взятых со спутниковых измерений в авроральной зоне, представлены на рис. 3а. Характерная амплитуда этих неоднородностей составляет $0,1v_{te}$. Результаты моделирования, где учитываются не только неоднородности продольного тока, но и неоднородное электрическое поле, продемонстрированы на рис. 3б. Используется модельный параболический профиль электрического поля, как и в случае ионно-циклотронных волн. Параметры фоновой плазмы используются те же, что и при расчёте ионно-циклотронных волн: $\tau = 0,5$; $u = 0,1$; $\rho = 20$ м. Как видно из рисунков, неустойчивые решения локализуются вблизи малых частот. В области, где $\omega_r > 0,13\Omega_i$, ионно-акустические волны не возбуждаются. Как и в случае ионно-циклотронных волн при увеличении параметра b инкремент волны увеличивается, но различие инкремента при малых и больших значениях b выражено слабее. Интересно отметить, что ионно-акустические волны возбуждаются в достаточно широком диапазоне частот, нет чётко выраженного максимума частоты. Из рис. 3 явствует, что в неустойчивые решения не образуют изолированных пиков, т. е. спектр неустойчивых решений достаточно непрерывный.

Хорошо заметно, что присутствие неоднородного электрического поля в дополнение к неоднородному продольному току приводит к уширению спек-

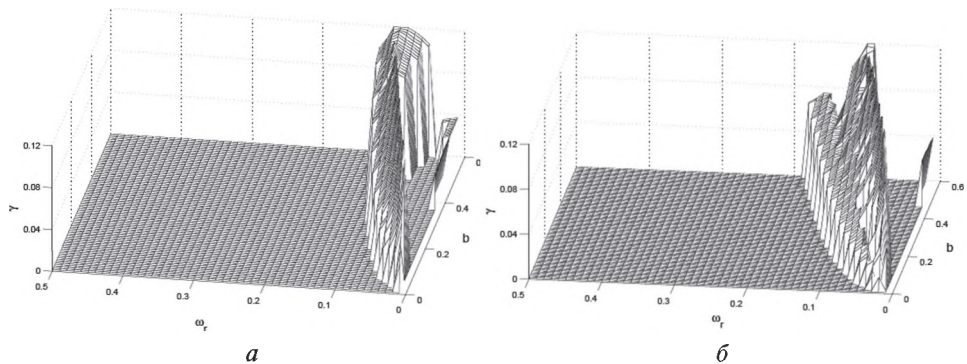


Рис. 3. Инкремент IEDD-неустойчивости, нормированный на гирочастоту ионов кислорода в зависимости от частоты и параметра b : a — учитываются только неоднородности продольного тока; b — учитываются совместно неоднородности продольного тока и электрического поля

тра. Максимальная частота возбуждения ионно-акустических волн увеличивается почти в полтора раза. Стоит отметить, что инкремент волны в оставшейся области практически не меняется.

ВЫВОДЫ

Как известно, широкополосный электростатический шум регулярно регистрируется спутниками и ракетами на авроральных магнитных силовых линиях. Широкополосный электростатический шум можно идентифицировать с типами ионно-циклотронной и ионно-акустической волн, возбуждаемых неоднородным распределением плотности энергии. В представленной работе выполнен анализ возбуждения IEDD-неустойчивости для двух типов волн: ионно-циклотронной и ионно-акустической. Показано влияние неоднородностей продольных токов и плотности плазмы на эти типы волн.

Сначала исследуется влияние неоднородного электрического поля и концентрации плазмы на возбуждение волн в области первого циклотронного резонанса, потом анализируется генерация волн в области малых частот. Проведено сравнение результатов, полученных с использованием модельных распределений и данных спутников FAST и FREJA. Показано, что форма распределения неоднородностей электрического поля или концентрации мало влияет на возбуждение неустойчивостей. Более важным фактором является характерный масштаб неоднородности. Также нами продемонстрировано, что неоднородности плазмы могут служить источником неустойчивости независимо от неоднородностей электрического поля, хотя и более слабым по сравнению с неоднородностями электрического поля. Это объясняется тем, что неоднородности плотности имеют больший порядок малости в нелокальном дисперсионном уравнении. Если неоднородности электрического поля и концентрации плазмы присутствуют одновременно, то происходит уширение области неустойчивости. Таким образом, эти два механизма возбуждения неустойчивости действуют в унисон. Численно подтверждено, что ионно-акустические волны возбуждаются в присутствии неоднородных продольных токов. Как и в случае ионно-циклотронных волн, возбуждение ионно-акустических волн происходит эффективнее, если присутствует несколько источников неоднородной плотности энергии.

В отличие от более ранних работ для анализа результатов были построены трёхмерные графики в координатах (ω_r, b, γ) . Это позволяет представить зависимость основных параметров плазмы в более понятной форме. В целом, как видно из проведённого анализа, области неустойчивости слабо зависят от конфигурации электрического поля и концентрации плазмы. Но их размер существенно зависит от масштабов неоднородности и фоновых параметров плазмы. Показано, что IEDD-неустойчивость возбуждается в широком диапазоне значений действительной частоты ω_r и поперечных волновых чисел k_y , что может проявляться как широкополосный спектр в спутниковых наблюдениях.

Таким образом, показано, что электростатический широкополосный шум в авроральной области может быть идентифицирован как разновидность электростатических ионно-циклотронных волн и ионно-акустических волн, возбуждаемых неустойчивостью вследствие неоднородного распределения плот-

ности энергии волны (IEDD-неустойчивость). Причём, возбуждение может происходить вследствие как неоднородностей электрического поля, так и неоднородностей плотности плазмы. Продемонстрировано, что генерация неустойчивости мало зависит от профиля неоднородности и плотности плазмы, и электрического поля. Показано, что влияние неоднородных продольных токов является существенным для генерации волн в области малых частот.

ЛИТЕРАТУРА

- [Чернышов и др., 2015] *Чернышов А. А., Ильясов А. А., Могилевский М. М., Головчанская И. В., Козелов Б. В.* Влияние неоднородностей концентрации плазмы и электрического поля на генерацию электростатического шума в авральной зоне // *Физика плазмы*. 2015. Т. 41. № 4. С. 277–285.
- [Amatucci et al., 1988] *Amatucci W. E., Walker D. N., Ganguli G., Duncan D., Antoniadis J. A., Bowles J. H., Gavrishchaka V., Koepke M. E.* Velocity-shear-driven ion-cyclotron waves and associated transverse ion heating // *J. Geophysical Research*. 1998. V. 103. P. 11,711–11,724.
- [Borovsky, 1993] *Borovsky J. E.* Auroral Arc Thicknesses as Predicted by Various Theories // *J. Geophysical Research*. 1993. V. 98. P. 6101–6138.
- [Ganguli et al., 1985] *Ganguli G., Lee Y. C., Palmadesso P. G.* Electrostatic ion-cyclotron instability caused by a nonuniform electric field perpendicular to the external magnetic field // *Physics of Fluids*. 1985. V. 28. P. 761–763.
- [Ganguli et al., 2002] *Ganguli G., Slinker S., Gavrishchaka V., Scales W.* Low frequency oscillations in a plasma with spatially variable field-aligned flow // *Physics of Plasmas*. 2002. V. 9. P. 2321–2329.
- [Gavrishchaka et al., 1998] *Gavrishchaka V. V., Ganguli S. B., Ganguli G. I.* Origin of Low-Frequency Oscillations in the Ionosphere // *Physical Review Letters*. 1998. V. 80. P. 728–731.
- [Golovchanskaya et al., 2014a] *Golovchanskaya I. V., Kozelov B. V., Mingalev I. V., Melnik M. N., Lubchich A. A.* Evaluation of a space-observed electric field structure for the ability to destabilize inhomogeneous energy-density-driven waves // *Annales Geophysicae*. 2014. V. 32. P. 1–6.
- [Golovchanskaya et al., 2014b] *Golovchanskaya I. V., Kozelov B. V., Chernyshov A. A., Mogilevsky M. M., Ilyasov A. A.* Branches of electrostatic turbulence inside solitary plasma structures in the auroral ionosphere // *Physics of Plasmas*. 2014. V. 21. P. 082903.
- [Gombosi et al., 2009] *Gombosi T. I., Armstrong T. P., Arridge C. S., Khurana K. K., Krimigis S. M., Krupp N., Persoon A. M., Thomsen M. F.* Saturn's magnetospheric configuration // *Saturn from Cassini-Huygens* / Eds. M. K. Dougherty, L. W. Esposito, S. M. Krimigis. Netherlands: Springer, 2009. P. 203–255.
- [Ilyasov et al., 2015] *Ilyasov A. A., Chernyshov A. A., Mogilevsky M. M., Golovchanskaya I. V., Kozelov B. V.* Inhomogeneities of plasma density and electric field as sources of electrostatic turbulence in the auroral region // *Physics of Plasmas*. 2015. V. 22. P. 032906.
- [Koepke et al., 2002] *Koepke M. E., Amatucci W. E., Carroll J. J. III, Sheridan T. E.* Experimental verification of the inhomogeneous energy-density driven instability // *Physical Review Letters*. 2002. V. 72. P. 3355–3358.
- [Reynolds, Ganguli, 1998] *Reynolds M. A., Ganguli G.* Ion Bernstein waves driven by two transverse flow layers // *Physics of Plasmas*. 1998. V. 5. P. 2504–2512.

BROADBAND ELECTROSTATIC NOISE IN HIGH LATITUDE IONOSPHERE-MAGNETOSPHERE SYSTEM

A. A. Ilyasov¹, A. A. Chernyshov¹, M. M. Mogilevsky¹, I. V. Golovchanskaya², B. V. Kozelov²

¹ Space Research Institute of Russia Academy of Sciences (IKI RAN)

² Polar Geophysical Institute (PGI)

This work is devoted to study of the inhomogeneous energy-density driven instability in the high-latitude ionosphere. These instability can generate ion-cyclotron and oblique ion-acoustic waves with broadband spectrum that can be identified as broadband electrostatic turbulence. Computational algorithms are developed to study influence of inhomogeneities of plasma density, field-aligned currents and electric field on the instability generation in the ionosphere. For this purpose, numerical simulations are carried out for various plasma. Nonlocal dispersion relation is analyzed. It is shown that there is a lot of different roots and unstable solutions in a wide range near the cyclotron resonance and small frequencies. There is no clear maximum in the spectrum at any specific frequency, consistent with experimental broadband spectrum in a qualitative sense. It is demonstrated that consideration of plasma density and field-aligned currents inhomogeneities leads to changes of the instability threshold of ion-cyclotron and ion-acoustic waves in the Earth's ionosphere.

Keywords: auroral ionosphere, broadband electrostatic turbulence, ion-cyclotron waves, ion-acoustic waves, plasma instabilities.

Ilyasov Askar A. — junior research scientist, asjosik@mail.ru

Chernyshov Alexander A. — senior research scientist, PhD, achernyshov@iki.rssi.ru

Mogilevsky Mikhail M. — head of laboratory, PhD, mogilevsky2012@gmail.com

Golovchanskaya Irina V. — scientific secretary, doctor of physical and mathematical sciences, golovchanskaya@pgia.ru

Kozelov Boris V. — acting director, doctor of physical and mathematical sciences, boris.kozelov@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНЗИЕНТНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ЯВЛЕНИЙ ВНЕ ГРОЗОВЫХ ОБЛАСТЕЙ ПО ДАННЫМ СПУТНИКА «УНИВЕРСИТЕТСКИЙ-ТАТЬЯНА-2»

М. А. Казначеева¹, П. А. Климов²

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)

² Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ (НИИЯФ МГУ)

Происхождение всех известных типов транзиентных атмосферных явлений (ТАЯ): спрайты, голубые струи, эльфы и пр. — связывают с грозовой активностью. Однако существует целый ряд измерений необычных ТАЯ, произошедших вдали от грозовых областей. В настоящее время обсуждаются три возможные гипотезы происхождения таких ТАЯ: свечение атмосферы при высыпании релятивистских электронов из радиационных поясов Земли (РПЗ), ускорение электронов молниевым разрядом в сопряжённой точке геомагнитного поля и их последующим проникновением в атмосферу, а также рассеяние света от очень удалённых молний. Ни одна из этих гипотез не имеет достаточных экспериментальных подтверждений на сегодняшний день. С помощью комплекса научной аппаратуры, установленной на борту второго научно-образовательного спутника МГУ «Университетский-Татьяна-2», были проведены исследования ТАЯ в ультрафиолетовом (300...400 нм) и красном-инфракрасном (610...800 нм) спектральных диапазонах. Был произведён отбор и анализ характеристик событий из базы данных спутника, произошедших вдали от грозовых областей, с использованием данных наземной сети регистрации молний WWLLN (World Wide Lightning Location Network).

Ключевые слова: транзиентные атмосферные явления, верхняя атмосфера Земли, спутниковые измерения.

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день известны такие транзиентные атмосферные явления (ТАЯ) как спрайты, эльфы, голубые струи и гигантские струи. Их характерной особенностью является широкий спектральный диапазон излучения (от инфракрасного (ИК) и видимого до ультрафиолетового (УФ), рентгеновского и даже гамма-излучения). Происхождение всех типов ТАЯ связывают с грозовой активностью. Наиболее часто встречающийся тип ТАЯ — эльфы (ELVES — Emission of Light and Very Low Frequency Perturbations from Electromagnetic Pulse Sources). Они же являются и самыми короткими — их длительность не превышает 1 мс [Hsu et al., 2009]. За образование эльфов отвечают электромагнитные импульсы, возникающие при молниевом разряде между облаком и Землёй. При таком же разряде за счёт изменения электрического поля и превышения им критического значения может образоваться другой тип ТАЯ — спрайт. Длительность таких событий составляет десятки миллисекунд [Hampton et al., 1996]. Образование голубых и гигантских струй происходит по схожему механизму. Их длительность составляет уже сотни миллисекунд [Su et al., 2003; Wescott et al., 1995].

Казначеева Маргарита Артёмовна — студентка, kaznacheeva.m@gmail.com

Климов Павел Александрович — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Существует несколько экспериментов, в ходе которых были зарегистрированы ТАЯ вне грозовых областей. Примером такого эксперимента могут служить измерения с шаттла Columbia (MEIDEX (Mediterranean Israeli Dust Experiment) sprite Campaign, январь 2003), во время которых было измерено необычное транзитное световое явление TIGER (Transient Ionospheric Glow Emission in Red) южнее острова Мадагаскар над Индийским океаном. Его длительность составила менее 33 мс, а ближайшая молния была зафиксирована 0,23 с ранее, и более чем в 1000 км от места регистрации события. Подробно данное измерение описано в работе [Yair et al., 2005]. Авторам этой статьи не удалось обнаружить причину возникновения данного события, поскольку в это время, помимо отсутствия грозы в районе регистрации, также не нашлось ни одной мощной положительной молнии в области сопряжённой точки магнитного поля Земли, ни электромагнитного импульса («вистлера»), который мог бы вызвать высыпание частиц из радиационного поля Земли (РПЗ).

В работе [Ogelman, 1973] описаны быстрые атмосферные пульсации, обнаруженные в ясную погоду во время наземных измерений с помощью системы фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Авторы выделяют следующие характерные особенности таких явлений: длительность порядка 1 мс, преимущественное направление прихода — с юга относительно места наблюдения, образование группами по 5–6 штук (длительность одной группы 10 мин). Такие явления, скорее всего, обязаны своим происхождением активности в магнитосфере (высыпание заряженных частиц в верхней атмосфере). Аналогичные быстрые атмосферные пульсации длительностью порядка 1 мс наблюдались и в работах [Charman, Jelley, 1972; Elliot, 1972].

Также подобные быстрые атмосферные пульсации регистрировались и авторами работы [Nemzek, Winckler, 1989]. Наблюдения велись в ясные безлунные ночи с помощью трёх фотометров. Большая часть событий была идентифицирована авторами работы как рассеянное излучение далёких молниевых разрядов, благодаря одновременной регистрации оптического излучения и электромагнитных импульсов. Однако среди всех событий были выделены две вспышки длительностью более 20 мс, которые не ассоциированы ни с одной молнией. Также авторы указывают, что регистрируемые ранее короткие вспышки длительностью 1 мс маловероятно могут быть следствием высыпания частиц РПЗ, спровоцированного взаимодействием с электромагнитным излучением молнии, так как характерная длительность таких событий, зарегистрированная в эксперименте [Voss et al., 1998], более 100 мс.

Обсуждаются три возможные гипотезы происхождения ТАЯ вдали от грозовых регионов: рассеяние света от очень удалённых молний; свечение атмосферы при высыпании релятивистских электронов из радиационных поясов Земли; ускорение электронов молниевыми разрядами в сопряжённой точке геомагнитного поля с их последующим проникновением в атмосферу [Lehtinen et al., 2001].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Одной из научных задач второго научно-образовательного спутника МГУ «Университетский-Татьяна-2» стало изучение ТАЯ в двух спектральных диапазонах. Спутник был выведен на солнечно-синхронную полярную орбиту

высотой около 850 км 17 сентября 2009 г. и проработал в экспериментальном режиме с октября 2009 по январь 2010 г. С его помощью были проведены исследования ТАЯ в УФ (240...400 нм) и ИК (610...800 нм) диапазонах длин волн. Каждый из детекторов излучения состоит из двух фотоэлектронных умножителей Hamamatsu R1463 и блока электроники. Полосы пропускания детекторов ограничены соответствующими фильтрами (УФС-1 и КС-11) толщиной 2 мм. Поле зрения составляет 16° и ориентировано в надир. Площадь атмосферы, обозреваемой с орбиты, $70\,000\text{ км}^2$. Длительность развёртки временного профиля сигналов от ФЭУ во всех трёх детекторах составляет 128 мс с шагом 1 мс. Важно отметить, что триггерная система детектора устроена таким образом, что за одну минуту измерений выбиралось одно, самое мощное событие (и время события записано с точностью 1 мин). Это имеет большое значение для дальнейшего сравнения с данными сети WWLLN (World Wide Lightning Location Network), где время каждой молнии известно гораздо более точно.

В ходе обработки данных со спутника на себя обратило внимание несколько моментов, которые показали, что результаты спутниковых измерений могут быть также полезны и для изучения необычных ТАЯ, произошедших вдали от грозовых областей. Во-первых, было замечено, что географическое распределение слабых УФ-вспышек не совпадает с распределением грозовых районов. Во-вторых, были обнаружены события, произошедшие над безоблачными регионами [Веденькин и др., 2011]. Таким образом, было принято решение провести более глубокий анализ спутниковых данных с целью изучения ТАЯ вне грозовых областей.

Для отбора событий, произошедших вдали от грозовых областей, использовались данные наземной мировой сети регистрации молний WWLLN. Эта сеть имеет станции регистрации по всему Земному шару и позволяет отслеживать грозовую активность в режиме реального времени. Станции определяют место положения молнии по времени прихода групп волн очень низких частот (3...30 кГц) от молниевых разрядов. Устойчивое распространение и слабое затухание таких волн при распространении в волноводе Земля — ионосфера позволяет регистрировать молнии, произошедшие в нескольких тысячах километров от станции. Молния считается зарегистрированной, если сигнал от неё пришёл на пять и более станций. Эффективность регистрации зависит от мощности молнии, её типа и плотности станций в данном регионе. Так как для сравнения со спутниковыми данными использовались данные сети WWLLN за 2009 г., важно заметить, что в то время эффективность регистрации молниевых разрядов не превышала 10 % [Abarca et al., 2010].

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Для совместного анализа данных со спутника «Университетский-Татьяна-2» и мировой сети регистрации молний WWLLN использовались данные за ноябрь 2009 г. Спутником за это время было зарегистрировано 912 событий. Целью анализа является поиск событий, произошедших вдали от молний. Для этого введён следующий критерий: события, зарегистрированные спутником, для которых не нашлось ни одной молнии из базы данных сети регистрации в пределах одной минуты и на расстоянии до 1000 км, признавались произо-

шедшими вдали от грозового региона. Одна минута — точность измерения времени УФ-вспышек, 1000 км — признак отсутствия грозового района вблизи области измерения для уменьшения вероятности регистрации рассеянного света удалённой молнии. После отбора событий была поставлена задача проверки гипотезы образования необычных ТАЯ за счёт молнии в сопряжённой точке магнитного поля Земли, для чего для всех отобранных безмолниевых событий был произведён поиск вероятной молнии-источника потока частиц в области сопряжённой точки.

Поиск таких событий производился следующим образом. Поскольку молния-источник может располагаться не только в поле зрения спутника, но и вблизи него, то было решено варьировать размер области поиска $\Delta\varphi$ (в градусах географической долготы) и исследовать зависимость числа совпадений от $\Delta\varphi$. Так как результатом регистрации является одно событие за минуту, то необходимо также учитывать расстояние, пройденное спутником за эту минуту. Оно примерно равно 480 км ($4,3^\circ$). Таким образом, для каждого события из базы данных спутника «Татьяна-2» выполнялись следующие действия: 1) отбирались молнии, отстоящие от события по времени менее чем на 1 мин; 2) из этих молний выбиралась та, для которой значение $\Delta\varphi$ минимально.

Для выбранных таким образом событий вне грозовых областей была произведена проверка гипотезы образования необычных ТАЯ за счёт проникновения в атмосферу релятивистских электронов, ускоренных молнией, произошедшей в сопряжённой точке магнитного поля Земли. По такому же алгоритму для них был произведён поиск возможной молнии-источника в сопряжённой точке в пределах 10° . Расчёт сопряжённой точки магнитного поля производился с помощью on-line интернет-ресурса НАСА: http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/cgm_vitmo.html, использующего модель геомагнитного поля IGRF/DGRF.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Полученная зависимость числа совпадений от размера области поиска представлена на рис. 1. Для 110 событий (12 % от всех зарегистрированных за месяц событий) из базы данных спутника «Татьяна-2» не нашлось ни одной молнии в пределах 10° , что соответствует примерно 1100 км на поверхности Земли. Эти события (для которых $\Delta\varphi > 10^\circ$) считаем произошедшими вне грозовых областей.

Географическое распределение этих 110 событий показано на рис. 2. Очевидная связь с известными грозовыми областями не наблюдается. Преимущественно события располагаются в экваториальном регионе, а также присутствует значимый (почти 25 %) избыток в диапазоне $40\text{--}60^\circ$ с. ш.

Были проанализированы формы импульсов от событий вне грозовых регионов (рис. 3). Оказалось, что они достаточно разнообразны, хотя большая их часть представляет собой единичные короткие всплески длительностью 1...2 мс (см. рис. 3а, б).

В ходе проверки гипотезы образования необычных ТАЯ за счёт проникновения в атмосферу релятивистских электронов, ускоренных молнией, произошедшей в сопряжённой точке магнитного поля Земли, из 110 событий были

отобраны те, для которых вблизи сопряжённой точки наблюдались молнии (в пределах 10°). Таких событий нашлось всего 14. Их географическое распределение показано на рис. 4. Очевидно, что эта гипотеза не может объяснить весь набор экспериментальных данных (так как число событий, имеющих молнию в районе сопряжённой точки, около 10 % от безмолниевых событий). Анализ формы импульса этих 14 событий показал, что события имеют очень разнообразную форму. Из них 10 коротких событий (аналогичных изображённым на рис. 3а, б, длительность которых составляет несколько миллисекунд) и 4 более длинных события.

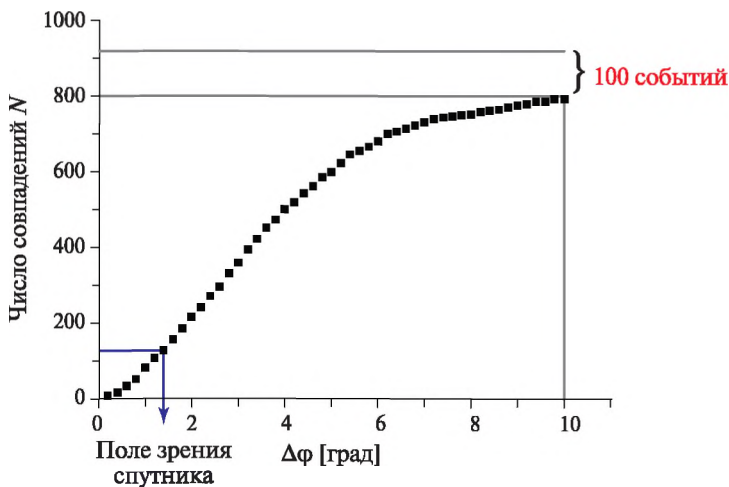


Рис. 1. Зависимость числа совпадений от размера области поиска

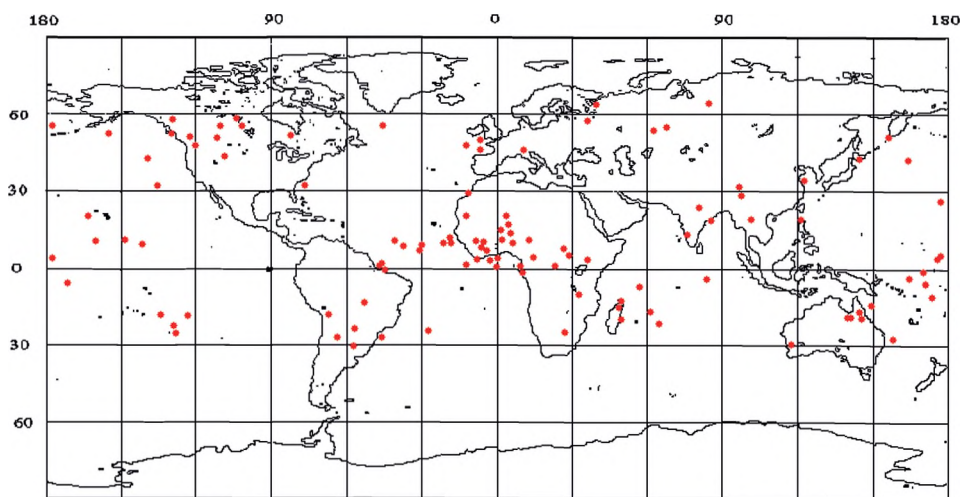


Рис. 2. Географическое распределение событий, для которых не нашлось ни одной молнии на расстоянии ~ 1100 км (всего 110 событий)

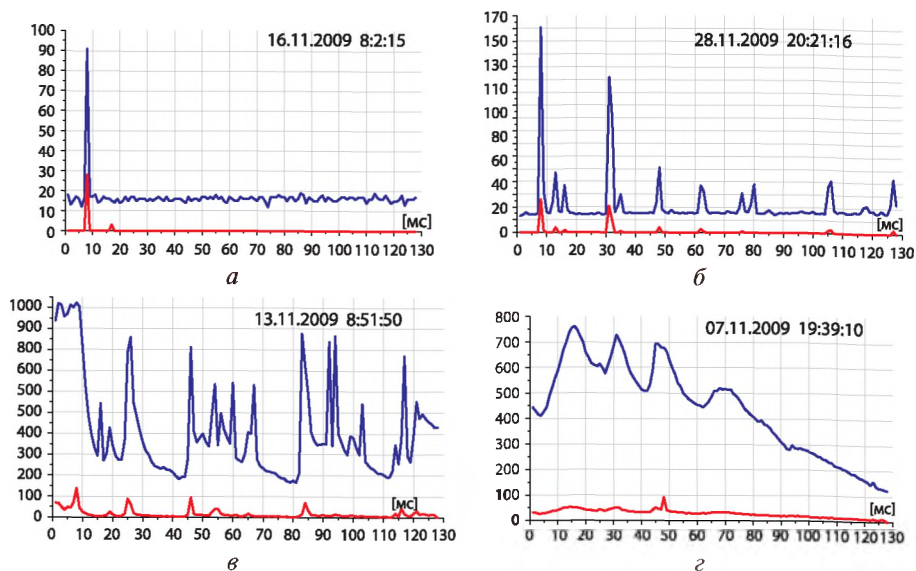


Рис. 3. Формы импульсов событий из базы данных спутника «Татьяна-2» в УФ (синий цвет) и ИК (красный) диапазонах длин волн, произошедших вне грозовых регионов

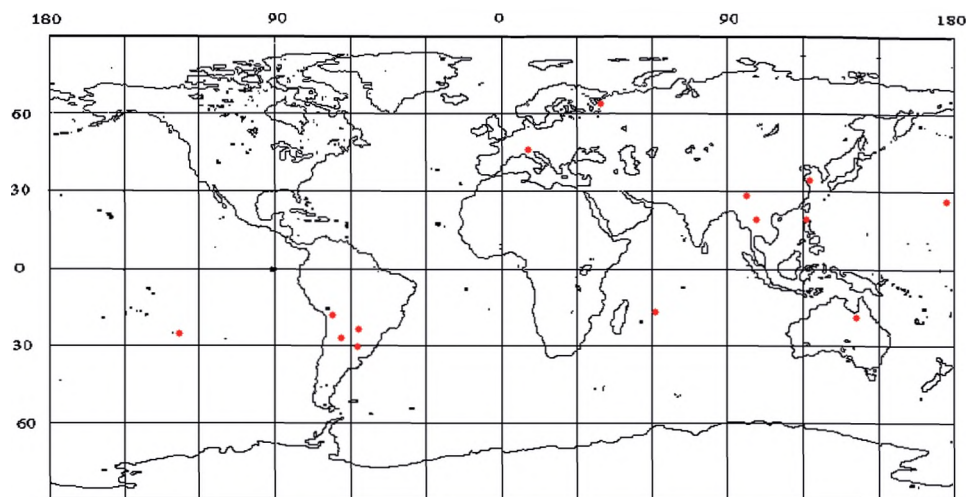


Рис. 4. Географическое распределение событий, для которых нашлась молния в сопряжённой точке геомагнитного поля (всего 14 событий)

Авторы работы [Lehtinen et al., 2001], в которой предлагается гипотеза образования необычных транзиентных световых явлений за счёт проникновения в атмосферу релятивистских электронов, ускоренных молнией в сопряжённой точке магнитного поля Земли, показали, что такие события должны быть очень короткими (от одной до нескольких миллисекунд) и обладать небольшой энергией. Таким образом, по длительности этим условиям удовлетворяет 70 % из отобранных событий. Тем не менее, из-за малой статистики событий и низкой эффективности сети WWLLN окончательный вывод сделать трудно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Среди всех событий, зарегистрированных спутником «Университетский-Татьяна-2» в ноябре 2009 г., было найдено 110 (12 %) событий вдали (более 1100 км) от грозовых областей (по данным сети WWLLN). Проведён поиск возможных молний-источников в сопряжённой точке магнитного поля. Таких событий нашлось всего 14 (13 % от числа безмолниевых событий). Проведён анализ временных развёрток событий вдали от молний. Показано разнообразие типологии форм импульсов.

На спутнике «Вернов», запущенном в 2014 г., также установлен детектор ДУФиК, но с лучшим временным разрешением (0,5 мс) и частотой измерения каждые 5 с. Таким образом, статистика, накопленная в измерениях этого спутника, на порядок превосходит число зарегистрированных событий спутником «Университетский-Татьяна-2». Это позволит провести аналогичный анализ на новом качественном уровне: сделать более определённые выводы относительно необычных световых явлений вне грозовых областей и провести классификацию наблюдаемых событий.

ЛИТЕРАТУРА

- [Веденькин и др., 2011] *Веденькин Н. Н., Гарипов Г. К., Климов П. А.* и др. Атмосферные вспышки в ультрафиолетовом и красном-инфракрасном диапазонах по данным спутника «Университетский-Татьяна-2» // Журн. эксперим. и теор. физики (ЖЭТФ). 2011. Т. 140. Вып. 5(11). С. 900–910.
- [Abarca et al., 2010] *Abarca S. F., Corbosiero K. L., Galarneau Jr. T. J.* An evaluation of the Worldwide Lightning Location Network (WWLLN) using the National Lightning Detection Network (NLDN) as ground truth // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. P. D18206.
- [Charman, Jelley, 1972] *Charman W., Jelley J.* A search for pulses of fluorescence produced by supernovae in the upper atmosphere // *J. Physics A: General Physics.* 1972. V. 5. No. 5. P. 773–780.
- [Elliot, 1972] *Elliot J. L.* Atmospheric Fluorescence as a Ground-Based Method of Detecting Cosmic X-Rays // Smithsonian Astrophysical Observatory Special Report: No. 341. 1972.
- [Hampton et al., 1996] *Hampton D. L., Heavner M. J., Wescott E. M., Sentman D. D.* Optical spectral characteristics of sprites // *Geophysical Research Letters.* 1996. V. 23. No. 1. P. 89–92.
- [Hsu et al., 2009] *Hsu R. R., Chen A. B., Kuo C. L., Su H. T., Frey H., Mende S., Takahashi Y., Lee L. C.* On the Global Occurrence and Impacts of Transient Luminous Events (TLEs) // *AIP Conf. Proc.* 2009. V. 1118. P. 99–107. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3137720>.
- [Lehtinen et al., 2001] *Lehtinen N. G., Inan U. S., Bell T. F.* Effects of thunderstorm-driven runaway electrons in the conjugate hemisphere: Purple sprites, ionization enhancements, and gamma rays // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106(A12). P. 28,841–28,856.
- [Nemzek, Winckler, 1989] *Nemzek R. J., Winckler J. R.* Observation and integration of fast sub-visual light pulses from the night sky // *Geophys. Res. Lett.* 1989. V. 16. P. 1015–1019.
- [Ogelman, 1973] *Ogelman H. J.* Millisecond time scale atmospheric light pulses associated with solar and magnetospheric activity // *Geophys. Res.* 1973. V. 78. P. 3033–3039.
- [Su et al., 2003] *Su H. T.* et al. Gigantic jets between a thundercloud and the ionosphere // *Nature.* 2003. V. 423. P. 974–976.
- [Voss et al., 1998] *Voss H.* et al. Satellite observations of lightning-induced electron precipitation // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. No. A6. P. 11725.

[Wescott et al., 1995] Wescott E., Sentman D., Osborne D., Hampton D., Heavner M. Preliminary results from the Sprites 94 aircraft campaign. 2. Blue jets // Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22. P. 1209–1212.

[Yair et al., 2005] Yair Y. et al. Space shuttle observation of an unusual transient atmospheric emission // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. P. L02801.

RESEARCH OF TRANSIENT EVENTS IN THE UPPER ATMOSPHERE MEASURED BY UNIVERSITETSKY-TATIANA-2 SATELLITE FAR FROM LIGHTNING ACTIVITY

М. А. Казначеева¹, П. А. Климов²

¹ Lomonosov Moscow State University (MSU)

² Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University (INP MSU)

MSU satellite Universitetsky-Tatiana-2 was launched in 2009 and it was aimed to study transient luminous events (TLE) in the atmosphere. During three months of its operation more than 2000 flashes in UV and IR range of wavelengths were measured. In the earlier research it was found out that there are some events which occur far away from the cloud cover. This work is devoted to the research of such events: of their frequency, geographical distribution and possible hypothesis of their origin. Among all events, measured in November, 2009 it was found 110 flashes which occurred more than 1000 km from the closest lightning during one minute of measurement. These events have various temporal structure (from 1 to 128 ms) and photons number ($2 \cdot 10^{20} \dots 8 \cdot 10^{23}$). Some of them have a thunderstorm in the conjugate point of magnetic field.

All known types of Transient Luminous Events (TLE) appear in conjunction with regions of thunderstorm activity. There are several measurements of unusual TLE which occur far from thunderstorm regions. The most recent example of such measurement is described in (Yair Y. et al. Space shuttle observation of an unusual transient atmospheric emission // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. P. L02801). TIGER (Transient Ionospheric Glow Emission in Red) event was observed from space shuttle during MIEDEX sprite campaign. This transient (shorter than 33 ms) emission was delayed by 0.23 seconds to a preceding visual lightning flash which was horizontally displaced at >1000 km from the event. There are earlier observations of unusual atmospheric flashes. Fast atmospheric pulsations (1 ms) were reported by Ogelman in 1973 (Ogelman H. J. Millisecond time scale atmospheric light pulses associated with solar and magnetospheric activity // Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 3033–3039), the similar events not associated with lightning were observed by Nemzek and Winkler (Nemzek R. J., Winckler J. R. Observation and integration of fast sub-visual light pulses from the night sky // Geophys. Res. Lett. 1989. V. 16. P. 1015–1019). Authors discuss three hypothesis of the possible origin of unusual TLE: the precipitation of relativistic electrons from the radiation belts, acceleration of electrons in the discharge on conjunction point of magnetic field and their further precipitation and also scattered light of very distant lightning. Not one of the hypotheses has sufficient experimental evidence. It is also worth noticing that authors of paper (Su H. T. et al. Gigantic jet between a thundercloud and the ionosphere // Nature. 2003. V. 423. P. 974–976) in measurements of gigantic jet found the lack of lightning preceding events although they occurred over an area of thunderstorm. During measurements of fast UV and IR flashes on board Universitetsky-Tatiana-2 (Tatiana-2) satellite there were found that some events occur far from cloud coverage and thunderstorm regions. In this work we report preliminary results of search and analyses of Tatiana-2 satellite events displaced more than 1000 km from the nearest lightning.

Keywords: transient luminous events, upper atmosphere of Earth, satellite observations.

Kaznacheeva Margarita Artemovna — student, kaznacheeva.m@gmail.com

Klimov Pavel Aleksandrovich — senior scientist, PhD

КОМПЛЕКСНОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ ДЛЯ РАСЧЁТА ТРАЕКТОРИЙ ПЛАВАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А. А. Кубряков^{1,2}, С. В. Станичный¹, Е. И. Калинин¹

¹ Морской гидрофизический институт, Севастополь (МГИ)

² Санкт-Петербургский государственный университет (СПГУ)

В работе на основе комплексного использования спутниковых данных предлагается система, позволяющая рассчитывать и прогнозировать траектории перемещения плавающих объектов на акватории всего Мирового океана. В основу системы легли методы расчёта полных поверхностных течений Мирового океана на основе измерений спутниковых альтиметров и скаттерометров и данных атмосферных реанализов. Сопоставление с данными радиолокационных измерений показало, что предложенный метод позволяет достаточно хорошо определять перемещение нефтяных загрязнений на морской поверхности и оценивать распространение речных вод в океане. Для примера в работе данная методика была использована для расчёта распространения загрязнённых радиоактивных вод после аварии на атомной электростанции Фукусима-1. Показано, что заражённые воды двигаются на восток, практически до берегов Северной Америки, где захватываются Калифорнийским течением и переносятся далее на юг. На основе предложенного метода была создана система расчёта перемещения плавающих объектов FOTS (Floating Object Tracking System). Система реализована в виде автономной программы с дружественным пользовательским интерфейсом. Для расчёта траектории объекта или группы объектов система использует современные спутниковые и метеорологические архивы данных, находящихся в свободном доступе в интернете.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских учёных-кандидатов наук (МК-2015) МК-5787.2015.5.

Ключевые слова: моделирование траекторий лагранжевых частиц, нефтяные загрязнения, загрязнение вод, поверхностные течения, спутниковый мониторинг.

ВВЕДЕНИЕ

Расчёт траекторий плавающих объектов на морской поверхности необходим для решения большого количества важных прикладных задач. К ним относятся, например, определение переноса нефтяных или иных загрязняющих веществ в океане; расчёт переноса обломков судов или самолётов после кораблекрушений и авиакатастроф и поиск экипажей после аварий на воде; определение направления движения айсбергов и плавающих льдин, представляющих опасность для судоходства. Кроме того, они могут быть использованы для

Кубряков Арсений Александрович — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, arskubr@yandex.ru

Станичный Сергей Владимирович — заведующий отделом, кандидат физико-математических наук

Калинин Евгений Игоревич — младший научный сотрудник

решения ряда фундаментальных задач, например, определения причин изменчивости ареалов распространения речных вод [Зацепин и др., 2015; Кубряков и др., 2013] или биологических объектов (например, [Rudorff et al., 2009]) при разных метеоусловиях.

Большинство существующих в настоящее время методов расчёта траекторий плавающих объектов использует в своей основе трёхмерные гидродинамические модели различной сложности [Коротенко, Мамедов, 2001; Kubryakov et al., 2012], в рамках которых результаты расчётов во многом зависят от точности расчётов атмосферных моделей (потоков тепла, влаги и т. д.) и большого количества используемых параметризаций (турбулентной диффузии, диссипации и т. д.).

В настоящей работе предлагается метод расчёта перемещения плавающих объектов, который базируется только на данных спутниковых измерений и атмосферных реанализов. На основе данного метода была создана система FOTS (Floating Object Tracking System), которая позволяет определять траектории плавающих объектов в любой точке Мирового океана.

МЕТОД РАСЧЁТА

Скорость частицы на поверхности можно определить из уравнения Навье-Стокса:

$$\frac{dV}{dt} + \mathbf{m} \times f \mathbf{V} = -g \nabla h + \frac{1}{\rho} \frac{d\tau}{dz}. \quad (1)$$

Здесь V — скорость; τ — напряжение трения ветра; h — уровень моря; ρ — плотность; g — ускорение свободного падения; f — параметр Кориолиса; z — глубина; $\mathbf{m} = \{-1, 1, 0\}$.

Первый член уравнения (1) описывает нелинейные члены в уравнении движения, которые можно считать малыми вдали от пограничных областей океана. Локальный градиент уровня моря считается не зависимым от напряжения трения ветра [Luther et al., 1990]. Тогда уравнение (1) можно разделить на два:

$$\mathbf{m} \times f \mathbf{V}_g = -g \nabla h; \quad (2)$$

$$\mathbf{m} \times f \mathbf{V}_e = -\frac{1}{\rho} \frac{d\tau}{dz}. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{V}_g — поверхностная геострофическая скорость течений; \mathbf{V}_e — дрейфовая скорость. Суммарная скорость поверхностных течений V будет равна $V = \mathbf{V}_g + \mathbf{V}_e$.

Геострофическая скорость определяется по спутниковым альтиметрическим измерениям. Комбинированные измерения спутниковых альтиметров позволяют рассчитывать ежесуточные карты аномалий уровня моря на регулярной сетке с разрешением $1/4^\circ$ [Le Traon et al., 2001]. Полная динамическая топография h определяется как сумма альтиметрических аномалий уровня моря и средней динамической топографии — специальной геофизической кор-

рекции к данным альтиметров. Для глобального массива данных используется средняя динамическая топография из работы [Rio et al., 2011], для Чёрного моря — из работы [Kubryakov, Stanichny, 2012]. Геострофические скорости рассчитываются из уравнения (2) по градиентам динамической топографии.

Дрейфовая компонента течений V_e была параметризована по данным измерений дрейфтеров, альтиметров и ветра в работе [Stanichny et al., 2015]. Дрейфовая компонента течений определялась как $V_e = 0,028V_w e^{i\pi/36}$, где V_w — скорость ветра, т.е. скорость дрейфовых течений на поверхности составляла 2,8 % от скорости ветра, а угол поворота поверхностных течений составил 13° вправо. Для определения скорости ветра используются либо данные атмосферных реанализов NCEP (National Centers for Environmental Prediction) (или MERRA (Modern Era Retrospective-Analysis for Research and Applications)), либо спутниковые измерения скаттерометра QuikSCAT. Данные NCEP имеют разрешение 1° и 6 ч (<http://oceandata.sci.gsfc.nasa.gov/>), данные MERRA — $0,5 \times 0,66^\circ$ и 6 ч (<http://goldsmr2.sci.gsfc.nasa.gov/>). Данные о скорости ветра по измерениям QuikSCAT в средних широтах доступны примерно два раза в сутки в 1999–2009 гг., имеют пространственное разрешение $\sim 12,5$ км и были получены из архива Jet Propulsion Laboratory (<http://podaac.jpl.nasa.gov/>).

Полная поверхностная скорость течений определяется как сумма $V = V_g + V_e$. Пример поля геострофической скорости, поля скорости ветра и восстановленной карты полных поверхностных течений за 28 декабря 2012 г. приведён на рис. 1.

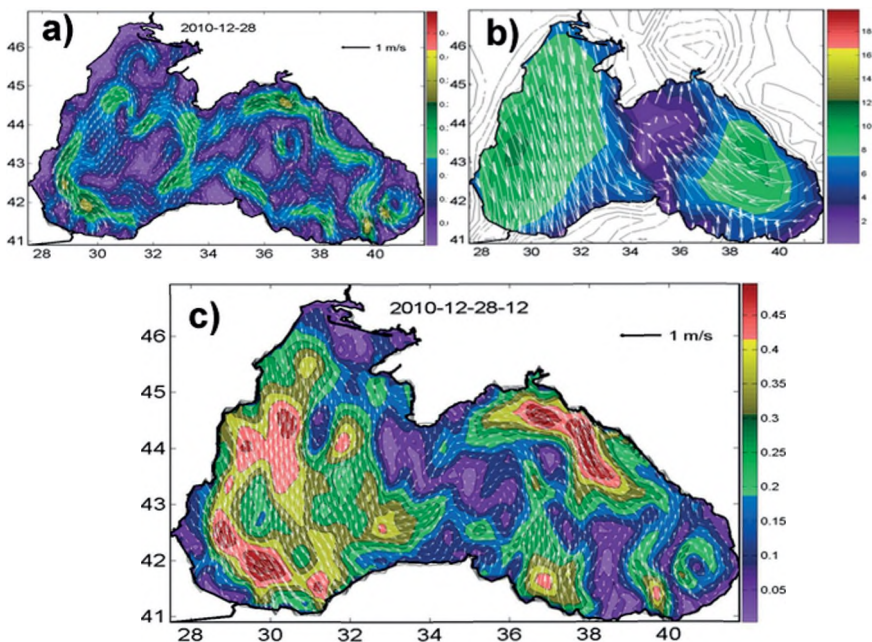


Рис. 1. Пример поля геострофической скорости (а), поля скорости ветра по данным NCEP (б) и восстановленной карты полных поверхностных течений (с) за 28 декабря 2010 г. 12:00 UTC (Coordinated Universal Time)

Для восстановления лагранжевой траектории частиц по эйлеровым полям скорости координаты виртуального объекта r^n на шаге расчёта n определялись по схеме Эйлера как:

$$r_{n+1} = r_n + V(r_n)dt,$$

здесь V — поверхностная скорость течений, линейно интерполированная на точку с координатами x_n, y_n ; dt — шаг расчётов по времени.

Для учёта нелинейных членов и турбулентных процессов на каждом шаге времени частице задаётся дополнительное перемещение dI , пропорциональное скорости частицы:

$$dI = PK_T dL,$$

здесь P — случайная величина (от 0 до 1); значение $K_T = 0,1$ является аналогом коэффициента турбулентной горизонтальной диффузии; $dL = r_{n+1} - r_n$ — перемещение частицы на данном шаге.

ПРИМЕРЫ РАСЧЁТА ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ПЛАВАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

На рис. 2 представлен пример использования предложенного метода для расчётов перемещения нефтяной плёнки, зафиксированной на двух последовательных радиолокационных снимках в Чёрном море. Красной линией на рис. 2 представлен контур нефтяной плёнки, наблюдавшийся на снимке RadarSat-on в 03:43 UTC 31.03.2011 г. и Envisat-1 в 07:43 UTC 31.03.2011 г. Результат расчёта перемещения центра масс из точки с координатами 36,95°E, 44,47°N представлен на рис. 2 жёлтой линией. Фиолетовыми точками показано вероятное перемещение плёнки с учётом горизонтальной турбулентности. Как видно из рис. 2, предложенная модель успешно воспроизвела направление движения и расстояние, на которое переместилось нефтяное пятно.

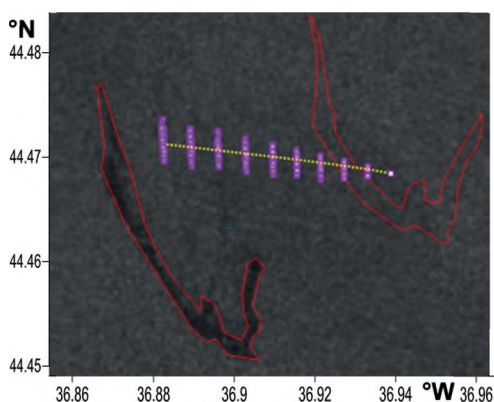


Рис. 2. Смещение нефтяного пятна (контур — красная линия) по данным последовательных радиолокационных наблюдений на снимках RadarSat-on в 03:43 UTC 31.03.2011 г. и Envisat-1 в 07:43 UTC 31.03.2011 г. и по результатам расчёта (фиолетовые точки, жёлтая линия). Источник (<http://ocean.kosmosnimki.ru/>). Данные любезно предоставлены Инженерно-технологическим центром «СканЭкс»

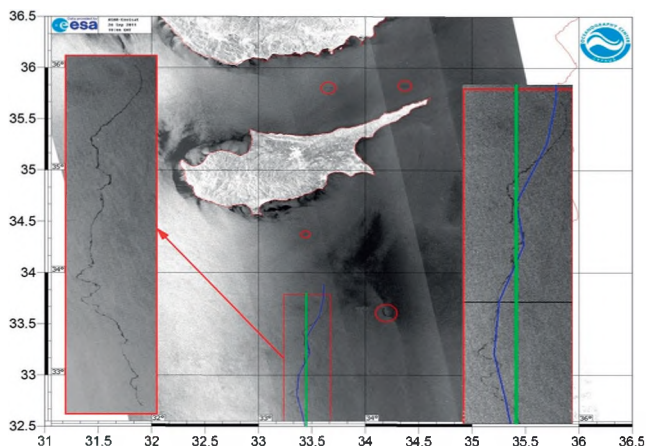


Рис. 3. Радиолокационное изображение ASAR за 26 сентября 2011 г. Зелёная линия — примерный курс проходящего судна, синяя линия — результаты расчёта

Ещё один пример тестирования модели показан на рис. 3. Продолговатый слик необычной формы, вероятно вызванный разливом с проходящего судна, был зафиксирован в Средиземном море на снимке ASAR (Advanced Synthetic Aperture Radar) 26 сентября 2011 г. Такая форма пятна, скорее всего, связана с его смещением под действием поверхностных течений. Для моделирования перемещения этого слика задавался примерный курс проходящего судна (зелёная линия). Расчёт перемещения нефти от заданного курса, представленный на рис. 3 синей линией, хорошо совпадает с данными радиолокационных снимков. Смещение южной части пятна на запад, а северной — на восток было преимущественно вызвано действием мощного антициклонического вихря, хорошо видного по данным спутниковой альтиметрии.

Предложенный метод был также использован для расчёта распространения радиоактивных веществ после аварии на атомной электростанции Фукусима (Япония) в 2011 г. (рис. 4). Для расчёта в точке вблизи аварии с координатами $141,1^{\circ}\text{E}$, $35,65^{\circ}\text{N}$ задавался точечный разлив. Начало расчёта совпадало со временем аварии — 11 марта 2011 г. Расчёт был проведён на 1 год. Результаты представлены на рис. 4. Радиоактивные вещества попали в струю течения Куроисио и перемещались на восток. Через примерно 1,5 года они практически достигают восточного берега Северной Америки в районе Калифорнии. Здесь они захватываются Калифорнийским течением и переносятся далее на юг.

Использование подхода, основанного на спутниковых измерениях, позволяет также проводить фундаментальные исследования. На рис. 5 представлен расчёт распространения речных вод от устья Дуная в Чёрном море и его сопоставление с оптическими спутниковыми измерениями MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer). Для расчёта вблизи устья Дуная были установлены четыре постоянных источника виртуальных частиц. Рассчитанная концентрация виртуальных частиц (рис. 5 — слева) хорошо согласуется с зоной повышенных значений концентрации хлорофилла *a*, характерных для мутных и богатых биогенами шельфовых вод [Кубряков и др., 2013].

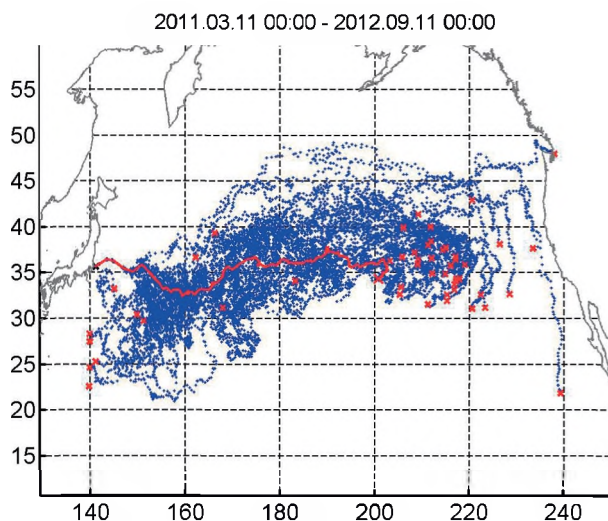


Рис. 4. Моделирование распространения заражённых вод после аварии на атомной электростанции Фукусиме в 2011 г. Красной линией — показано наиболее вероятное перемещение вод. Синяя линия, и красные крестики показывают вероятные траектории и положения заражённых вод с учётом турбулентности

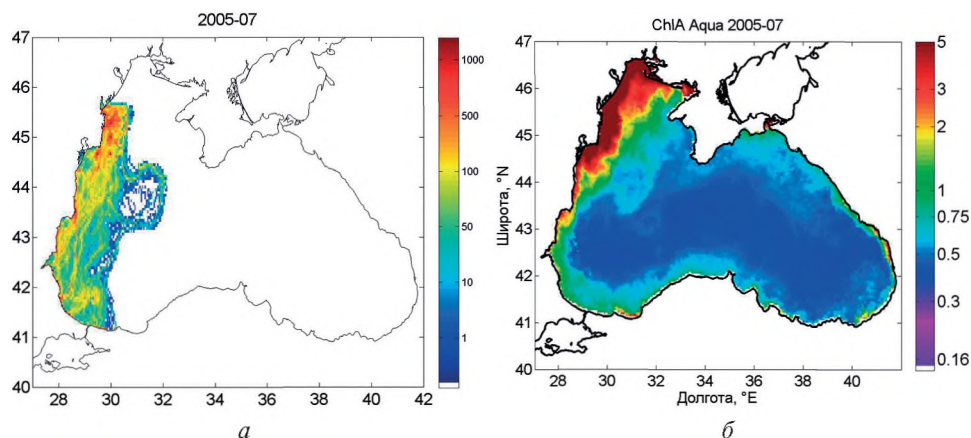


Рис. 5. Рассчитанная концентрация виртуальных трассеров, распространяющихся от устья Дуная в летний период 2005 г. в Чёрном море (а). Средняя концентрация хлорофилла *a* в июле 2005 г. по данным MODIS (б)

КОМПЛЕКС РАСЧЁТА ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ПЛАВАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ FLOATING OBJECT TRACKING SYSTEM

На основе предложенного метода была создана система расчёта перемещения плавающих объектов FOTS. Созданная система позволяет рассчитывать распространение не только пассивных частиц в океане, но и нефтяных загрязне-

ний с учётом процессов, влияющих на их динамику и массообмен с окружающей средой (т.е. растекания, испарение и т.д.). Параметризация этих процессов подробно описана в статье [Матвеев и др., 2015]. Кроме того, при расчёте траектории частиц в северных морях система учитывает ледовую обстановку в регионе.

Разработанная система позволяет рассчитывать перемещение точечного объекта (пример — единичный разлив загрязняющих веществ, обломки судна, льдина), группы объектов (разлив пятна нефти), распространение вещества от постоянного источника (авария на буровой платформе), как в прямом направлении с возможностью прогноза на три дня от текущего момента, так и в обратном направлении для определения источника загрязнений. Для учёта различной парусности объекта в системе имеется возможность задавать дрейфовый коэффициент вручную (например, для расчёта перемещения высокого айсберга).

Система представлена в виде отдельного приложения, которое легко устанавливается на персональный компьютер пользователя. Для работы системы требуется только подключение к интернету. Интерфейс программного комплекса представлен на рис. 6. Для расчёта задаётся начальная координата и время расчёта. После этого из бесплатных архивов спутниковых данных загружаются необходимые данные об аномалиях уровня моря и скорости ветра, рассчитываются полные поверхностные скорости течений и определяется траектория плавающего объекта. Карты скоростей ветра и течений и результаты расчёта траектории выводятся на компьютер пользователя в графическом и цифровом формате (ASCII).

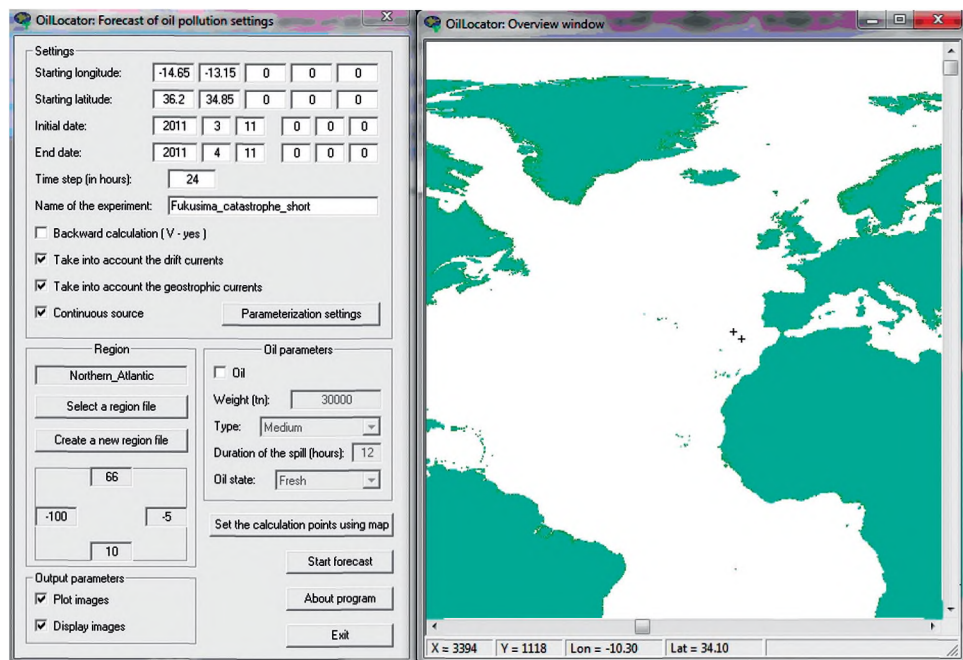


Рис. 6. Интерфейс программы FOTS

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе разработан метод, позволяющий на основе спутниковых альтиметрических измерений и данных о ветре рассчитывать перемещение плавающих объектов на поверхности моря. Метод был успешно опробован на основе сопоставления с данными радиолокационных и оптических снимков в различных морях Мирового океана. На основе предложенного метода в виде отдельного Windows-приложения была создана система расчёта перемещения плавающих объектов FOTS.

ЛИТЕРАТУРА

- [Зацепин и др., 2015] *Зацепин А. Г., Кременецкий В. В., Кубряков А. А., Станичный С. В., Соловьев Д. М.* Распространение и трансформация вод поверхностного опреснённого слоя в Карском море // *Океанология*. 2015. Т. 55. № 4. С. 502–513.
- [Коротенко, Мамедов, 2001] *Коротенко К. А., Мамедов Р. М.* Моделирование процесса распространения пятен нефти в прибрежной зоне Каспийского моря // *Океанология*. 2001. Т. 41. № 1. С. 42–52.
- [Кубряков и др., 2013] *Кубряков А. А., Станичный С. В., Зацепин А. Г., Кременецкий А. Г.* Распространение речных вод в Чёрном и Карском морях по спутниковым измерениям уровня, солёности и *хлорофилла а* // *Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа*. 2013. № 27. С. 394–398.
- [Матвеев и др., 2015] *Матвеев А. Я., Кубряков А. А., Боев А. Г., Бычков Д. М., Иванов В. К., Станичный С. В., Цымбал В. Н.* Моделирование растекания нефти в задаче радиолокационной многоугловой диагностики загрязнений морской поверхности // *Исслед. Земли из космоса*. 2015. Т. 6. № 20. С. 20–30.
- [Kubryakov et al., 2012] *Kubryakov A. I., Korotayev G. K., Thoorens F. X., Liungman O., Ambjorn C.* New tool for the Black Sea environmental safety: BlackSea Track Web: abstr. // *EGU General Assembly Conference Abstracts*. 2012. V. 14. P. 4432.
- [Kubryakov, Stanichny, 2012] *Kubryakov A. A., Stanichny S. V.* Reconstruction of mean dynamic topography of the Black Sea for altimetry measurements // *Izvestiya. Atmospheric and Oceanic Physics*. 2012. V. 48(9). P. 973–979.
- [Le Traon et al., 2001] *Le Traon P. Y., Dibarboure G., Ducet N.* Use of a high-resolution model to analyze the mapping capabilities of multiple-altimeter missions // *J. Atmospheric and Oceanic Technology*. 2001. V. 18(7). P. 1277–1288.
- [Luther et al., 1990] *Luther D. S., Chave A. D., Filloux J. H., Spain P. F.* Evidence for local and nonlocal barotropic responses to atmospheric forcing during BEMPEX // *Geophysical Research Letters*. 1990. V. 17(7). P. 949–952.
- [Rio et al., 2011] *Rio M. H., Guinehut S., Larnicol G.* New CNES-CLS09 global mean dynamic topography computed from the combination of GRACE data, altimetry, and in situ measurements // *J. Geophysical Research*. 2011. V. 116. Iss. C7. doi: 10.1029/2010JC006505.
- [Rudorff et al., 2009] *Rudorff C. A. G., Lorenzetti J. A., Gherardi D. F., Lins-Oliveira J. E.* Application of remote sensing to the study of the pelagic spiny lobster larval transport in the tropical Atlantic // *Brazilian J. Oceanography*. 2009. V. 57(1). P. 7–16.
- [Stanichny et al., 2015] *Stanichny S. V., Kubryakov A. A., Soloviev D. M.* Parameterization of surface wind-driven currents in the Black Sea using drifters, wind and altimetry data // *Ocean Dynamics*. 2015. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/s10236-015-0901-3>.

SYNERGETIC USE OF SATELLITE DATA FOR THE CALCULATION OF THE TRAJECTORIES OF FLOATING OBJECTS ON THE SEA SURFACE

A. A. Kubryakov^{1,2}, S. V. Stanichny¹, E. I. Kalinin¹

¹ Marine Hydrophysical Institute, Sevastopol (MHI)

² Saint-Petersburg State University (SPSU)

In this paper, we present a system that allows to calculate and predict the path of the floating objects in the entire world ocean using the synergetic satellite data. The system is based on the methods of the total surface currents calculations from the measurements of satellite altimeters and scatterometers and atmospheric reanalysis data. Comparison with the data of radar measurements showed that the proposed method allows to reasonably well determine the displacement of oil slicks on the sea surface and estimate the propagation of river water in the ocean. As an example, the method was used to calculate the spread of radioactive contaminated water after the accident at the nuclear power plant Fukushima-1. It was shown that contaminated water moves to the east, almost to the shores of North America, and then are captured by California current and carried to the south. On the basis of the proposed method the floating object tracking system (FOTS) was created. Implementation of the system is designed as a stand-alone program with a friendly user interface. To calculate the trajectory of the object or group of objects, the system uses modern satellite and meteorological data files, which are freely available on the Internet.

Keywords: lagrangian modelling, oil pollution, water pollution, surface currents, satellite monitoring.

Kubryakov Arseny Alexandrovich — research associate, PhD, arskubr@yandex.ru

Stanichny Sergey Vladimirovich — head of department, PhD

Kalinin Jevgenij Igorevich — junior researcher

СЕЗОННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ ФИТОПЛАНКТОНА В ЧЁРНОМ МОРЕ ПО ДАННЫМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И СПУТНИКОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Е. А. Кубрякова¹, А. А. Кубряков^{1,2}

¹ Морской гидрофизический институт (МГИ), Севастополь

² Санкт-Петербургский государственный университет (СПГУ)

В настоящей работе на основе спутниковых методов и одномерной физико-биогеохимической модели рассматривается сезонная изменчивость поверхностной концентрации *хлорофилла а* и вертикального распределения концентрации фитопланктона в глубоководной части Чёрного моря. Проводится ряд численных экспериментов с различными потоками тепла и исследуется влияние интенсивности зимней конвекции на цветение фитопланктона в центральной части бассейна. Результаты моделирования показали, что чем холоднее зима и интенсивнее зимнее перемешивание, тем выше концентрации фитопланктона. В холодные зимы пик цветения наблюдается раньше, чем в годы с тёплой зимой. Кроме того, после холодной зимы летний подповерхностный максимум фитопланктона также характеризуется более высокими концентрациями. В работе даны количественные оценки изменения максимальной концентрации фитопланктона в зависимости от величины потока тепла.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских учёных-кандидатов наук (№ МК-5787.2015.5).

Ключевые слова: хлорофилл а, Чёрное море, моделирование экосистемы, конвекция, фитопланктон, сезонная изменчивость.

Чёрное море является замкнутым морем с ограниченным водообменном с Мировым океаном. Поступление солёных мраморноморских вод с нижнебосфорским течением и распреснение поверхностных вод за счёт речного стока обуславливает сильную халинную стратификацию бассейна, которая препятствует проникновению зимней конвекции в глубокие слои моря. Поступление биогенов из глубинных слоёв в результате зимней конвекции является важным фактором, определяющим цветение фитопланктона.

Изучение распределения фитопланктона в Чёрном море проводилось в ряде работ как по спутниковым данным [Финенко и др., 2009; Finenko et al., 2014], так и по натурным измерениям [Кривенко, 2010]. Спутниковые оптические измерения позволяют определять концентрацию одного из основных пигментов фитопланктона — *хлорофилла а*. Эти данные доступны за период с 1999 по 2015 г. и покрывают всю акваторию Чёрного моря. Наличие подобного рода спутниковой информации позволяет проводить изучение межгодовой и сезонной изменчивости концентрации *хлорофилла а*. Однако спутниковые измерения позволяют получать информацию только на поверхности моря. Для изучения вертикального распределения фитопланктона в последнее время

Кубрякова Елена Адиловна — младший научный сотрудник, elena_kubryakova@mail.ru

Кубряков Арсений Александрович — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

широко используются физико-биогеохимические модели различного уровня сложности.

В работе на основе спутниковых данных и численного моделирования исследуется сезонная изменчивость концентрации фитопланктона в глубоководной части Чёрного моря и влияние на неё зимнего перемешивания.

ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

В работе используются данные спутника MODIS-Aqua за период с 2004 по 2013 г. Используется стандартный продукт Level 3 — ежесуточные значения концентрации *хлорофилла а* с разрешением 4 км (oceancolor.gsfc.nasa.gov).

Поскольку спутниковые данные предоставляют информацию о концентрации *хлорофилла а* только на поверхности моря, то для исследования вертикального распределения фитопланктона в работе используется физико-биогеохимическая модель.

Используемая одномерная модель включает в себя гидродинамическую и биогеохимическую подмодели. Между ними существует односторонняя связь: коэффициент вертикальной турбулентной диффузии и температура, которые рассчитываются в гидродинамической части, используются в качестве входных параметров для расчёта биогеохимических характеристик.

Гидродинамическая подмодель построена на основе модели POM (Princeton Ocean Model) [Mellor, 2001]. Эта модель была адаптирована для Чёрного моря в работе [Oguz et al., 1996]. Однако эта модель не учитывала влияния вертикальных движений на динамику жидкости. В статье [Кубрякова, Коротаев, 2013] была предложена параметризация вертикальной скорости, учёт которой в модельных расчётах позволил получить корректное воспроизведение термохалинной структуры Чёрного моря.

Биогеохимическая подмодель была разработана на основе одномерной модели [Oguz et al., 2000]. В модели рассчитываются 17 биологических и химических компонент, среди которых диатомовые водоросли и флагелляты, микро-, мезо- и бактериопланктон, *Noctiluca*. Кроме того, в модель включены химические элементы, принимающие участие в азотном цикле и окислительно-восстановительных реакциях.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Концентрация *хлорофилла а* за период 2004–2013 гг., полученная по данным спутника MODIS-Aqua, была осреднена по глубоководной части бассейна. Был выбран район центральной части моря, поскольку в мутных шельфовых водах (Case 2) спутниковые данные могут давать большие погрешности при определении *хлорофилла а*. Видно, что концентрация *хлорофилла а* имеет чётко выраженную сезонную изменчивость (рис. 1).

Согласно спутниковым данным максимальные концентрации *хлорофилла а* наблюдаются с ноября по февраль, а минимум приходится на июль (рис. 2).

Для периода низких значений поверхностной температуры характерны максимальные концентрации *хлорофилла а* (рис. 3). В этот период в Чёрном

море наблюдается зимняя конвекция. Интенсивное зимнее перемешивание приводит к поступлению биогенов из нижних слоёв на поверхность, что, по всей вероятности, вызывает максимальные значения концентраций *хлорофилла а* зимой в центральной части Чёрного моря.

Хлорофилл а основной пигмент фитопланктона. Отметим, что преобладающим видом фитопланктона в Чёрном море являются диатомовые водоросли. На рис. 3 представлена сезонная изменчивость интегральных по глубине биомасс диатомовых, флагеллят, зоо- и бактериопланктона, *Noctiluca*, полученная по результатам моделирования. Максимум биомассы диатомовых наблюдается в январе, что согласуется со спутниковыми данными по концентрации *хлорофилла а*. В то же время известно, что в океане пик цветения фитопланктона наблюдается весной.

Анализ модельных результатов показал, что важнейшим фактором, обеспечивающим пик цветения фитопланктона в январе в Чёрном море, является количество света, поступающее в верхний слой моря. Чёрное море — высоко стратифицированный бассейн, поэтому глубина зимней конвекции не превышает 100 м — и зимой света достаточно для цветения фитопланктона, в отличие от океана, где конвекция достигает 300 м.

Расчёты показали, что при уменьшении параметра эффективности фотосинтеза пик цветения фитопланктона смещается к весенним месяцам.

Рассмотрим механизм влияния зимней конвекции на цветение фитопланктона. Распределение нитратов в Чёрном море характеризуется наличием слоя максимума на глубинах 50...75 м. С осени температура начинает уменьшаться. Верхний перемешанный слой доходит до подповерхностного слоя максимума фитопланктона и фитопланктон вовлекается в верхний слой моря. Зимой, когда конвекция доходит до слоя максимума нитратов, наблюдается резкое увеличение концентрации фитопланктона, так как в этот период нитраты поступают из слоя своего максимума в верхний слой.

Изменчивость концентрации фитопланктона и температуры находится в чётко выраженной противофазе. Летом биогены в поверхностном слое выедаются и наблюдается их подповерхностный максимум, что хорошо известно по контактными данным.

На рис. 4 представлена диаграмма сезонной изменчивости фитопланктона, на которой хорошо просматриваются основные особенности вертикального распределения фитопланктона: зимнее цветение фитопланктона и подповерхностный максимум в слое 40...60 м.

Для того чтобы исследовать влияние зимнего перемешивания на биопродуктивность фитопланктона, были проведены модельные эксперименты с различными потоками тепла. Были подготовлены потоки тепла, увеличенные и уменьшенные относительно базового (чёрным цветом) на 25, 50 и 75 % (рис. 5). На рис. 5 зимнему периоду соответствуют положительные значения потоков тепла, так как в модели потоки тепла задаются с обратным знаком: положительные значения соответствуют охлаждению, отрицательные — прогреву. Отметим, что в реальных условиях поток тепла варьируется в значительно меньшем диапазоне (изменения составляют около 5...10 %). Было решено провести расчёты с большими изменениями значений потока тепла с тем, чтобы получить более наглядную зависимость между температурой и концентрацией фитопланктона.

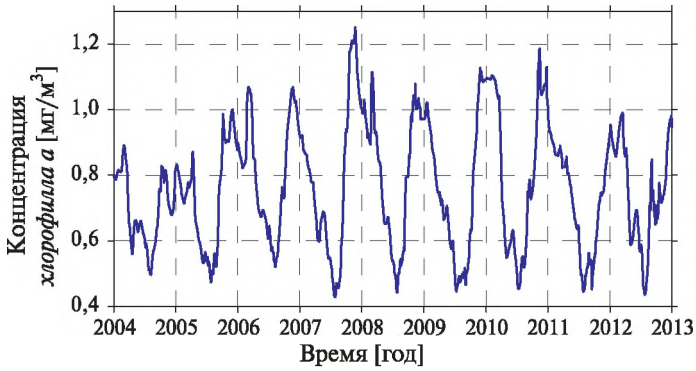


Рис. 1. Межгодовая изменчивость концентрации хлорофилла *a*

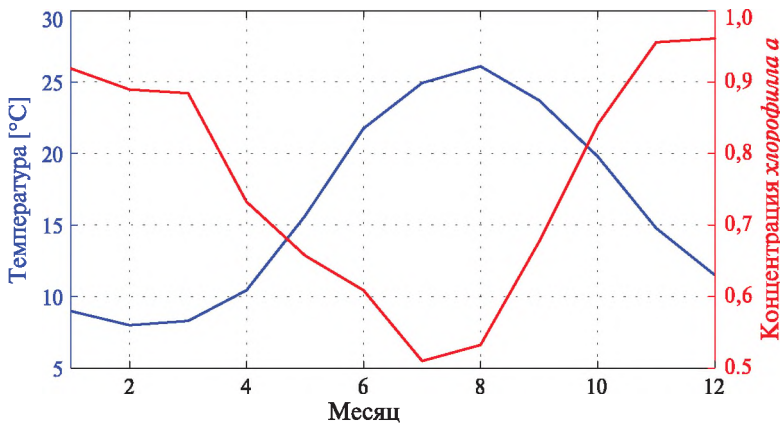


Рис. 2. Сезонная изменчивость концентрации хлорофилла *a*

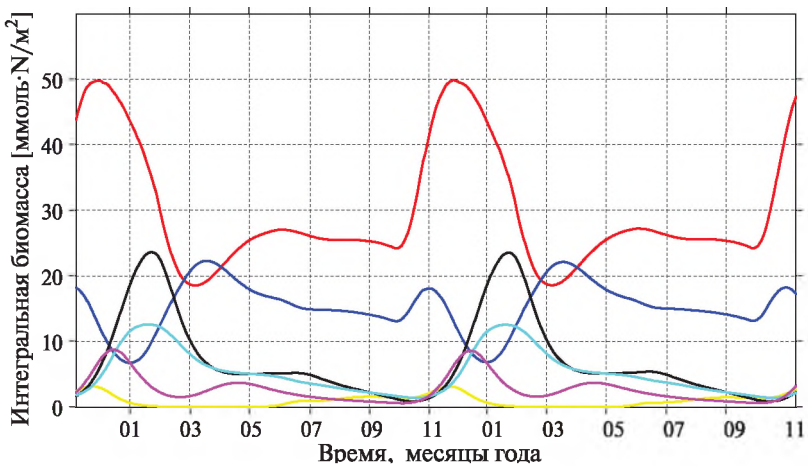


Рис. 3. Сезонная изменчивость интегральной биомассы диатомовых (красная линия), флагеллят (синяя), микрозоопланктона (жёлтая), мезозоопланктона (чёрная), бактериопланктона (голубая), *Noctiluca* (фиолетовая) по глубине

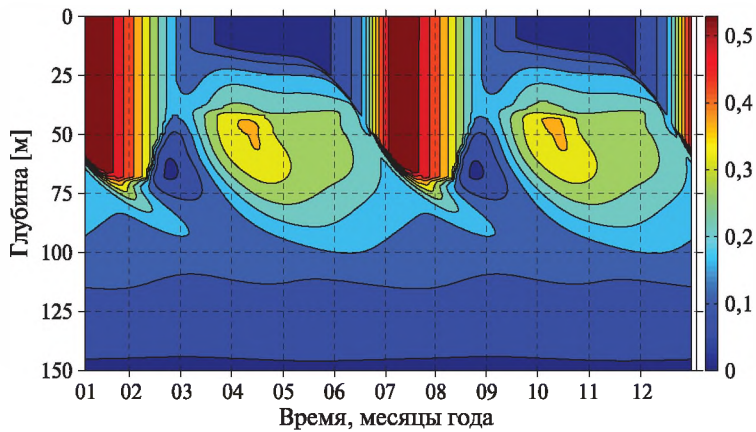


Рис. 4. Диаграмма сезонной изменчивости концентрации диатомовых

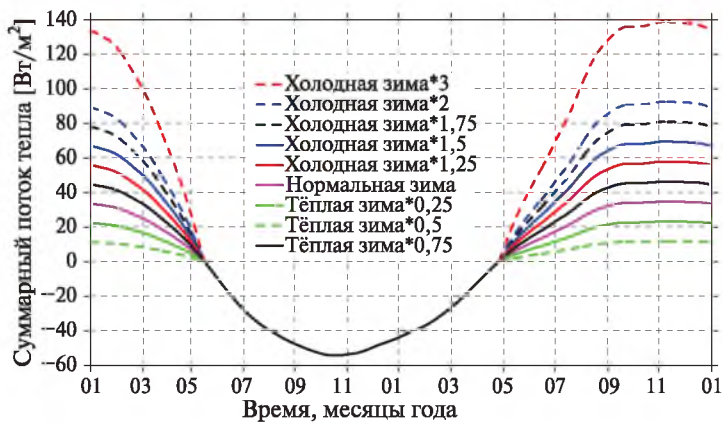


Рис. 5. Поток тепла для разных серий экспериментов

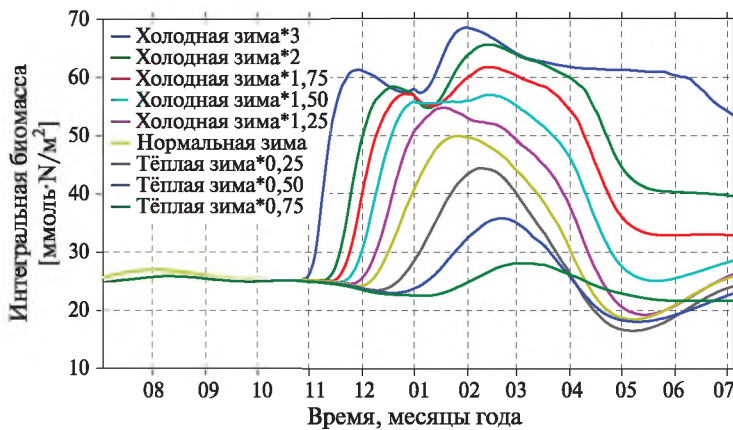


Рис. 6. Сезонная изменчивость интегральной биомассы при различных модельных экспериментах

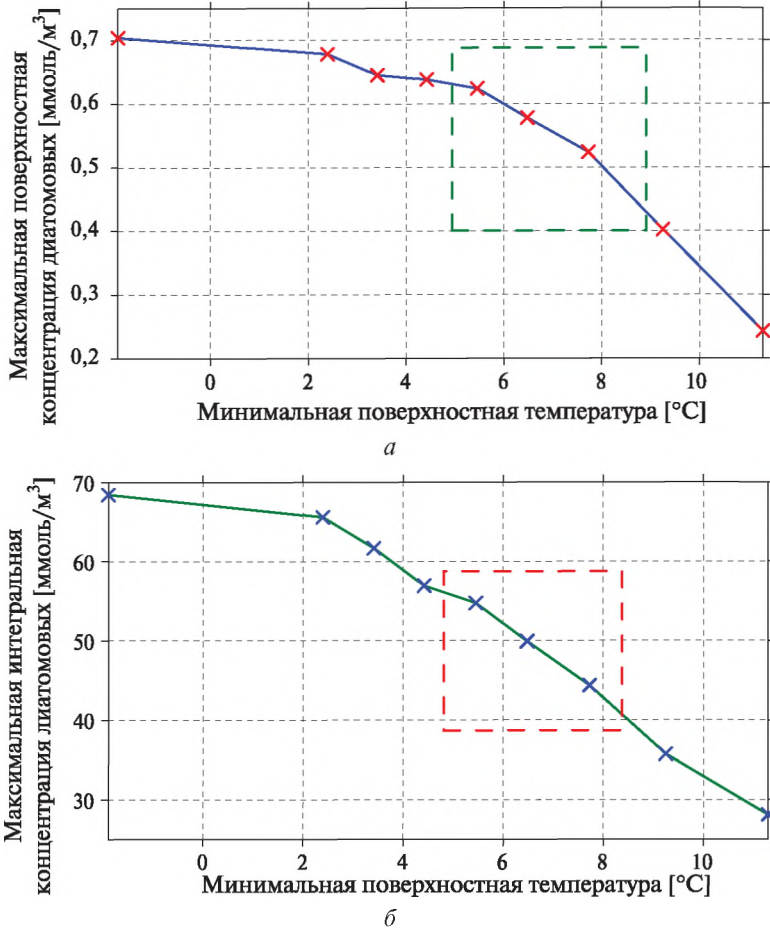


Рис. 7. Зависимость максимальной концентрации фитопланктона (а) и максимальной интегральной биомассы фитопланктона (б) от минимальной поверхностной температуры

Были проведены расчёты по модели с различными потоками тепла. На рис. 6 представлена сезонная изменчивость интегральной биомассы фитопланктона согласно различным экспериментам. Видно, что наблюдается один основной максимум и в очень холодные зимы — второй. Первый пик цветения фитопланктона сдвигается в зависимости от того, насколько холодной или тёплой была зима. Чем теплее зима, тем позже происходит цветение фитопланктона и тем меньше его интегральная биомасса.

На рис. 7 приведены зависимости максимальной интегральной концентрации фитопланктона и на поверхности от минимальной поверхностной температуры. Выделен диапазон характерных интервалов изменения потоков тепла.

Зависимость практически линейная между интегральной биомассой и температурой. При изменении потока тепла на 25 % максимальная интегральная биомасса меняется на 10 %. Такая же тенденция наблюдается для поверхностной концентрации фитопланктона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Сезонная изменчивость фитопланктона характеризуется одним пиком цветения в зимний период. Модельные расчёты показали, что большое значение на цветение оказывает интенсивность освещения.
2. Модельные расчёты показали, что чем холоднее зима, тем интенсивнее зимнее перемешивание и, как следствие, наблюдаются более высокие концентрации фитопланктона. В холодные зимы пик цветения наблюдается раньше, чем в годы с тёплой зимой.
3. Эксперименты с различными потоками тепла показали, что интегральная и поверхностная биомасса фитопланктона меняется линейно в зависимости от поверхностной температуры. При изменении потока тепла на 25 % максимальная интегральная биомасса меняется на 10 %. Такая же тенденция наблюдается для поверхностной концентрации фитопланктона.

Цветение фитопланктона в глубоководной части Чёрного моря определяется, кроме зимнего перемешивания, переносом биогенных элементов из прибрежных районов. Известно, что шельфовые воды богаты биогенными элементами, которые поступают в те районы с речным стоком. Поэтому в дальнейшем планируется оценить относительные вклады зимнего перемешивания и горизонтального кросшельфового обмена биогенами на интенсивность цветения фитопланктона.

ЛИТЕРАТУРА

- [Кривенко, 2010] *Кривенко О. В.* Вертикальное распределение флюоресценции хлорофилла в Чёрном море в тёплый период // *Морской экологич. журн.* 2010. С. 5–21.
- [Кубрякова, Коротаев, 2013] *Кубрякова Е. А., Коротаев Г. К.* Сезонная изменчивость циркуляции и формирование солёности поверхностных вод Чёрного моря // *Морской гидрофизич. журн.* 2013. № 3. С. 3–12.
- [Финенко и др., 2009] *Финенко З. З., Суслин В. В., Чурилова Т. Я.* Региональная модель для расчёта первичной продукции Чёрного моря с использованием данных спутникового сканера цвета SeaWiFS // *Морской экологич. журн.* 2009. С. 81–106.
- [Finenko et al., 2014] *Finenko Z. Z., Suslin V. V., Kovaleva I. V.* Seasonal and Long-Term Dynamics of the Chlorophyll Concentration in the Black Sea according to Satellite Observations // *Oceanology.* 2014. V. 54. No. 5. P. 596–605.
- [Mellor, 2001] *Mellor G. L.* One-dimensional, ocean surface layer modeling: a problem and a solution // *J. Phys. Oceanogr.* 2001. V. 31. P. 790–809.
- [Oguz et al., 1996] *Oguz T., Ducklow H., Malanotte-Rizzoli P.* et al. Simulation of annual plankton productivity cycle in the Black Sea by a one-dimensional physical-biological model // *J. Geophys. Res.* 1996. 101. No. C7. P. 16,585–16,599.
- [Oguz et al., 2000] *Oguz T., Ducklow H., Malanotte-Rizzoli P.* Modeling distinct vertical biogeochemical structure of the Black Sea: Dynamical coupling of the oxic, suboxic, and anoxic layers // *Global Biogeochemical Cycles.* 2000. V. 14. No. 4. P. 1331–1352.

**SEASONAL VARIABILITY OF PHYTOPLANKTON CONCENTRATION
IN THE BLACK SEA BASED ON NUMERICAL MODELING
AND SATELLITE OPTICAL MEASUREMENTS**

*E. A. Kubryakova*¹, *A. A. Kubryakov*^{1,2}

¹ Marine Hydrophysical Institute, Sevastopol

² Saint Petersburg State University (SPSU)

Seasonal variability of the surface concentration of chlorophyll a concentration and vertical distribution of phytoplankton in the deep part of the Black Sea are considered based on satellite techniques and one-dimensional physical-biogeochemical model. A series of numerical experiments with different heat fluxes is carried out and the impact of the intensity of winter convection on the phytoplankton bloom in the central part of the basin is determined. The simulation results have showed that the colder winters and more intense winter mixing, the higher the concentration of phytoplankton concentration. In the cold winter bloom peak occurs earlier than in years with warm winter. In addition, after the cold winter summer subsurface maximum of phytoplankton is also characterized by higher concentrations. The paper presents the quantitative estimation of changes of maximum phytoplankton concentration depending on the values of the heat flux.

Keywords: chlorophyll a, Black Sea, ecosystem modeling, convection, phytoplankton, seasonal variability.

Kubryakova Elena Adilovna — junior researcher, elena_kubryakova@mail.ru

Kubryakov Arseny Alexandrovich — research associate, PhD

НАБЛЮДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ И СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК В ЭКСПЕРИМЕНТЕ РЭЛЕК НА СПУТНИКЕ «ВЕРНОВ»

*Е. А. Кузнецова*¹, *В. В. Богомолов*^{1,2}, *А. В. Богомолов*²,
М. И. Панасюк^{1,2}, *С. И. Свертилов*^{1,2}, *А. Ф. Июдин*²

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

² Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ (НИИЯФ МГУ)

В работе приводятся результаты наблюдения космических гамма-всплесков и солнечных вспышек на низкоорбитальном спутнике «Вернов» аппаратурой РЭЛЕК (RELEC — Relativistic ELEctrons) в период с 25 июля по 10 декабря 2014 г. Измерения проводились с помощью сцинтилляционных детекторов ДРГЭ-1, ДРГЭ-2 и ДРГЭ-3, информация с которых, помимо мониторинговых данных ($t = 1$ с), содержит сведения об отдельных частицах с временным разрешением 15 мкс. Поиск возрастаний показаний, вызванных гамма-всплесками, проводился сопоставлением информации со спутника «Вернов» с сообщениями о всплесках из координатной сети гамма-всплесков НАСА GCN (Gamma Burst Coordinates Network). Было проанализировано 288 уведомлений, относящихся к 248 событиям. Из 55 событий с благоприятными условиями наблюдения было найдено шесть случаев возрастания гамма-излучения: три гамма-всплеска, две солнечные вспышки и одно событие, природу которого однозначно установить не удалось. В работе приводятся подробные временные профили и спектральные характеристики обнаруженных событий.

Ключевые слова: гамма-всплески, солнечные вспышки, сцинтилляционные детекторы, жёсткое рентгеновское и гамма-излучение.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Спутник «Вернов» (<http://vernov-relec.sinp.msu.ru/>) 8 июля 2014 г. был выведен на орбиту с параметрами: апогей — 819 км, перигей — 621 км, наклонение — 98,4°, период обращения — 99,2 мин. На борту спутника был размещён комплекс научной аппаратуры РЭЛЕК (Релятивистские ЭЛЕКТроны, RELEC — Relativistic ELEctrons), состоящий из двух спектрометров рентгеновского и гамма-излучения, детектора ультрафиолетового и инфракрасного излучения, быстрой оптической камеры, анализатора электромагнитных волн в диапазоне низких и радиочастот, трёхосного детектора электронов.

Кузнецова Екатерина Александровна — студентка, ea.kuznecova@physics.msu.ru

Богомолов Виталий Владимирович — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Богомолов Андрей Владимирович — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Панасюк Михаил Игоревич — директор, доктор физико-математических наук, профессор

Свертилов Сергей Игоревич — доктор физико-математических наук, профессор

Июдин Анатолий Фёдорович — заведующий лабораторией, доктор физико-математических наук

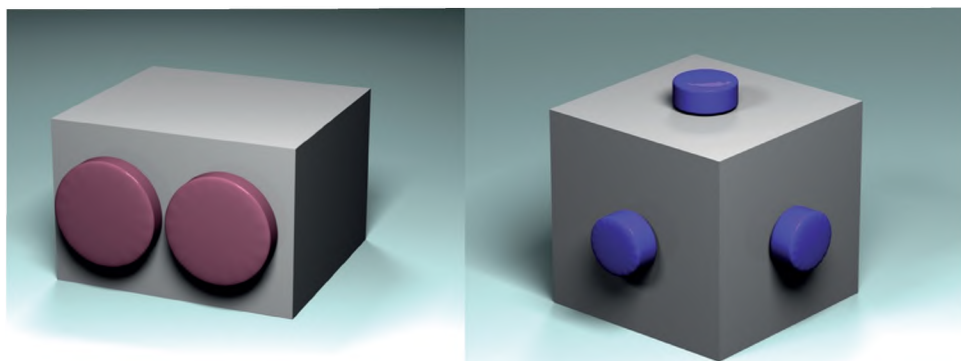


Рис. 1. Приборы ДРГЭ-1,2 (слева) и ДРГЭ-3 (справа)

В число основных научных задач РЭЛЕК входят наблюдения транзитных явлений в атмосфере, исследование их возможной связи с взаимодействиями энергичных частиц, изучение процессов ускорения и высыпаний магнитосферных электронов. Дополнительной возможностью РЭЛЕК является наблюдение гамма-всплесков космического происхождения и получение их временных и спектральных характеристик. Для изучения гамма-всплесков были использованы приборы ДРГЭ-1, ДРГЭ-2 и ДРГЭ-3 (рис. 1).

Приборы ДРГЭ-1 и ДРГЭ-2 — два идентичных спектрометра рентгеновского и гамма-излучения, каждый из которых, в свою очередь, состоит из двух скintилляционных фосвич-детекторов (см. рис. 1). Приборы работают в диапазоне энергий от 10 кэВ до 3 МэВ. Суммарная эффективная площадь для 100 кэВ равна 500 см^2 .

Прибор ДРГЭ-3 — спектрометр заряженных частиц, состоящий из трёх ортогонально направленных составных скintилляционных детекторов (первый направлен в местный зенит, второй — параллельно движению космического аппарата, против вектора скорости, третий — под углом 90° к плоскости, образованной вектором скорости и направлением в местный зенит). Геометрический фактор каждого детектора $2 \text{ см}^2 \cdot \text{ср}$. Энергетический диапазон для электронов: 0,1...15 МэВ. Прибор ДРГЭ-3 также является детектором рентгеновского и гамма-излучения в диапазоне 0,05...3 МэВ.

Со всех перечисленных детекторных узлов помимо данных мониторинга с временным разрешением 1 с на Землю передавалось время регистрации отдельных частиц с точностью 15 мкс, а также параметры скintилляции, позволяющие определить, в частности, их энергию.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ И СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Поиск космических гамма-всплесков производился сопоставлением времени гамма-всплесков, зарегистрированных спутниками Konus, Fermi, Swift, INTEGRAL (Konus: <http://www.federalspace.ru/>; Fermi Large Area Telescope:

<http://www-glast.stanford.edu/>; Swift Gamma-Ray Burst Mission: <http://swift.gsfc.nasa.gov/>; Gamma-Ray Astrophysics: <http://gammaray.msfc.nasa.gov/gbm/>; INTEGRAL: <http://www.cosmos.esa.int/web/integral/home/>) с данными аппаратуры РЭЛЕК (прежде всего, в мониторинговом режиме с временным разрешением 1 с). Для просмотра данных РЭЛЕК использовался сайт Space Monitoring Data Center отдела оперативного космического мониторинга НИИЯФ (<http://smdc.sinp.msu.ru>). О времени регистрации всплесков в экспериментах Swift, Fermi, Konus, INTEGRAL было известно из уведомлений координатной сети гамма-всплесков (GCN — Gamma-ray Coordinates Network): <http://gcn.gsfc.nasa.gov/>).

Данные со спутника «Вернов» имеются за период времени с 25 июля по 10 декабря 2014 г. За это время было получено 288 уведомлений, относящихся к 248 событиям. Для большинства этих событий анализ не представлялся возможным либо ввиду отсутствия данных (144 шт.), либо из-за повышенного фонового счёта при пересечении спутником радиационных поясов (49 шт.). Из 55 событий с благоприятными условиями наблюдения было найдено шесть случаев возрастания гамма-излучения, что составляет ~11 %. Отсутствие возрастания в остальных событиях может быть связано с экранированием источника Землёй и веществом спутника, а также с недостаточной чувствительностью детекторов. В таблице приведены события, обнаруженные с помощью аппаратуры РЭЛЕК и эксперименты, из уведомлений которых была взята информация о времени события (гамма-всплески и солнечные вспышки могли быть зарегистрированы и другими миссиями).

Обнаруженные события

Дата	Время	Эксперименты, зарегистрировавшие событие	Тип события
07.08.2014	11:59:33.48 11:59:29.97	Fermi Konus	Гамма-всплеск
24.09.2014	17:49:04.72	Konus	Солнечная вспышка
11.10.2014	06.46:17.66 06.46:20.36	Konus Fermi	Гамма-всплеск
16.10.2014	13:01:03.57 13:01:37.66	Konus INTEGRAL	Солнечная вспышка
18.10.2014	02:49:12.21	Konus	Кандидат в гамма-всплески
04.11.2014	00:03:19.51	Konus	Гамма-всплеск

Рассмотрим подробнее каждое зарегистрированное аппаратурой РЭЛЕК событие.

Гамма-всплеск, произошедший 7.08.2014, был виден в приборе ДРГЭ-3 в CsI на всех трёх детекторах (рис. 2а). Всплеск имеет два максимума. В экспериментах Konus и Fermi был обнаружен только один максимум, совпадающий по времени со вторым максимумом, обнаруженным на аппаратуре РЭЛЕК. Первый максимум может являться предвсплеском или отдельным гамма-всплеском.

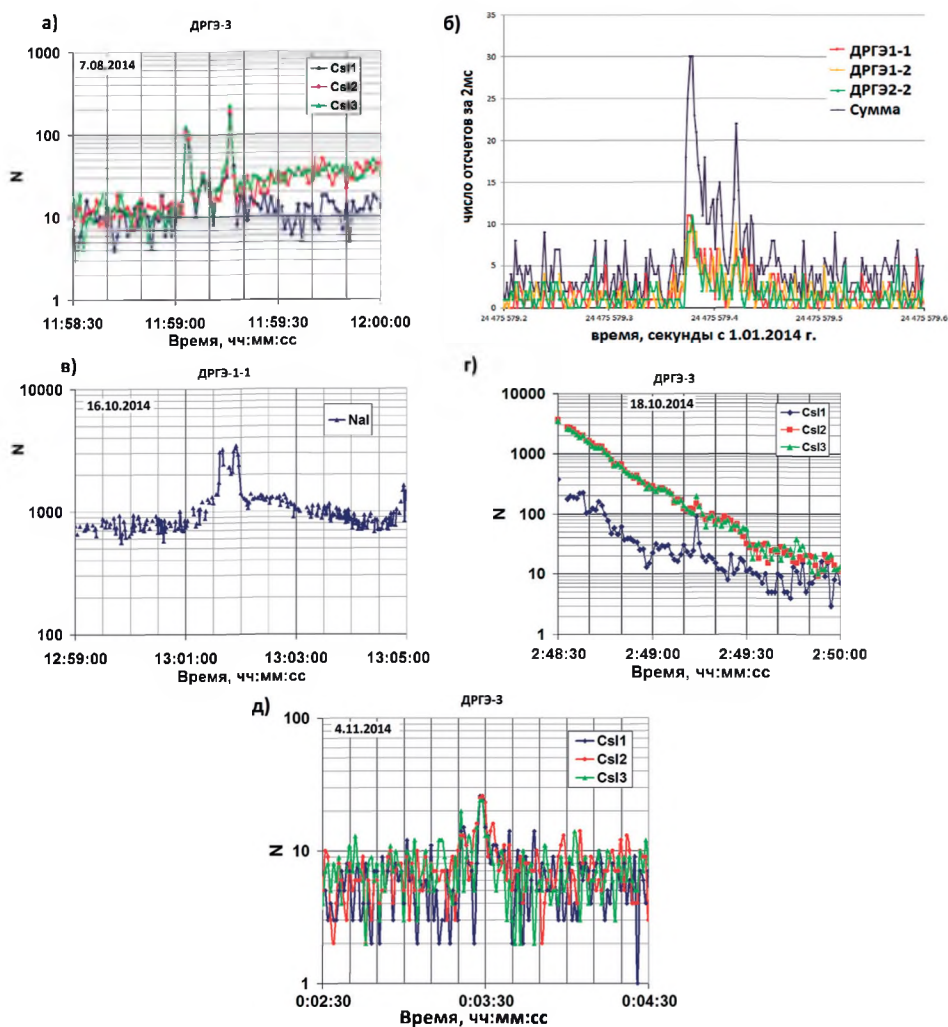
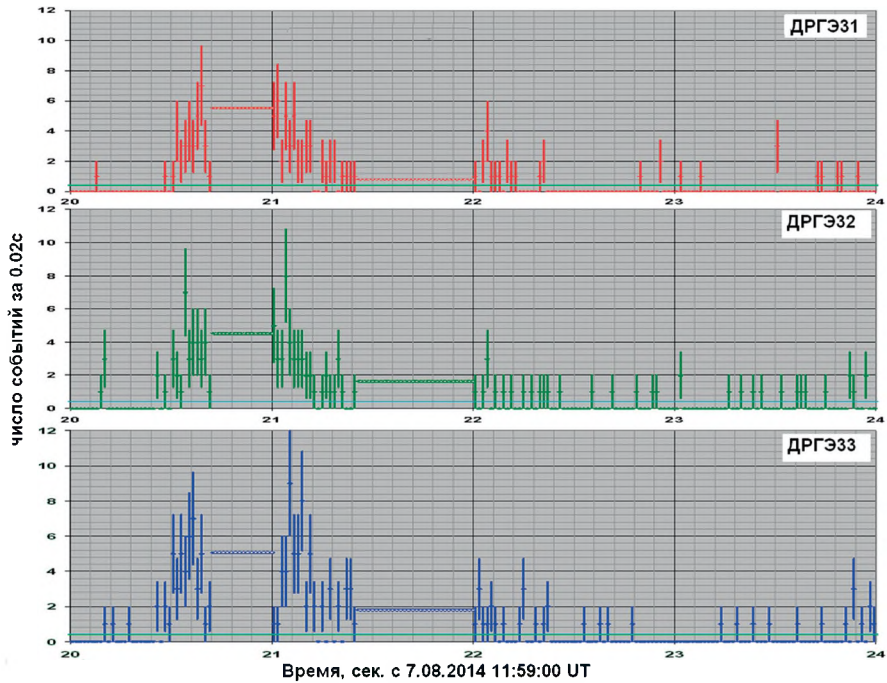


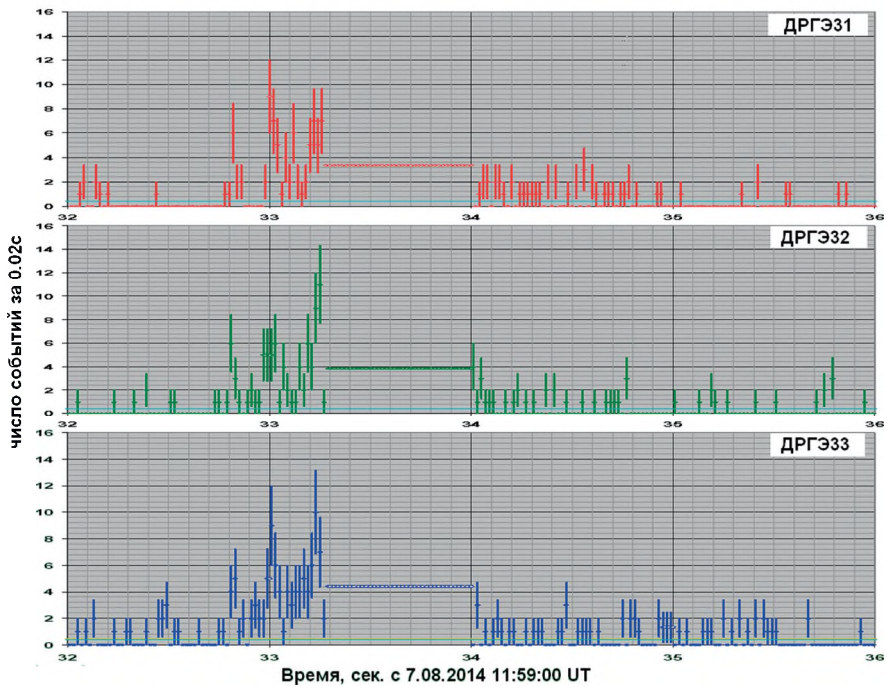
Рис. 2. Обнаруженные события: *a* — гамма-всплеск 07.08.2014; *б* — гамма-всплеск 11.10.2014; *в* — солнечная вспышка 16.10.2014; *г* — кандидат в гамма-всплески 18.10.2014; *д* — гамма-всплеск 04.11.2014

На рис. 3 приведены временные профили для обоих максимумов этого гамма-всплеска с временным разрешением 20 мс, построенные по данным ДРГЭ-3 в режиме записи каждой частицы. К сожалению, в этом режиме имеется квота на число частиц, записываемых в секунду, по достижении которой запись не производится до начала следующей секунды. Поэтому в конце 20-й, 21-й и 33-й секунды приведены только средние скорости счёта по данным мониторинга. Хорошо видно, что всплеск 7.08.2014 г. имеет сложный временной профиль, примерно совпадающий для всех трёх детекторов.

Дифференциальные спектры этого всплеска во время максимумов показаны на рис. 4. Отдельно построены спектры для каждого из трёх детекторов ДРГЭ-3 и для обоих максимумов всплеска.



а



б

Рис. 3. Временной профиль в максимумах гамма-всплеска 07.08.2014 г. по данным ДРГЭ-3. Линиями, параллельными оси X, отмечен уровень фона во время всплеска

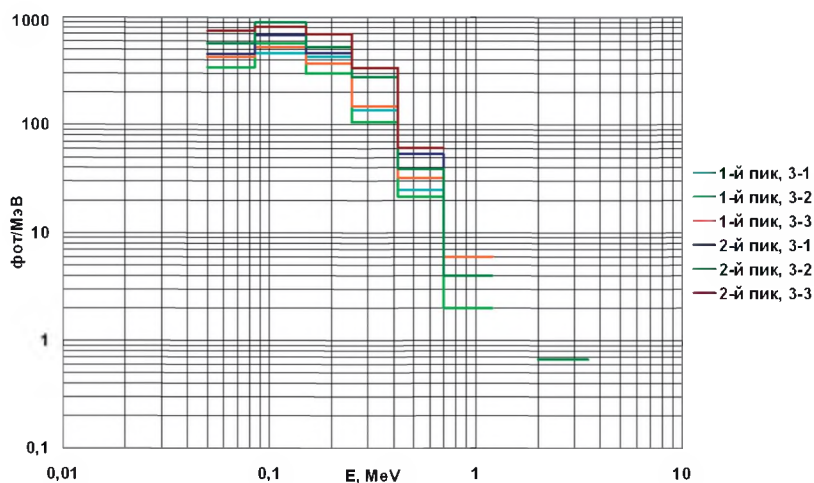


Рис. 4. Спектры энерговыделения в максимумах гамма-всплеска 07.08.2014 г. по данным ДРГЭ-3

Следует сказать, что приведены только спектры энерговыделения в детекторе. Восстановление первичного спектра всплеска с учётом направления на гамма-всплеск и эффективности взаимодействия квантов в детекторе ещё предстоит выполнить.

Второй гамма-всплеск 11.10.2014 г. [Богомолов и др., 2015] (см. рис. 2б), уникальный своей длительностью (64 мс), был найден при поиске атмосферных гамма-вспышек и не мог быть обнаружен при просмотре секундных мониторинговых данных, так как имел очень короткое время. Хорошее временное разрешение приборов позволило нам прописать его временной профиль с разрешением в 2 мс, в отличие от Fermi, временное разрешение которого для данного всплеска составило 10 мс.

Солнечная вспышка 16.10.2014 г. класса M4,3 была обнаружена прибором ДРГЭ-1 (см. рис. 2в). Также она видна в эксперименте GOES (<http://goes.gsfc.nasa.gov/>; Space Weather Prediction Center: <http://www.swpc.noaa.gov/>). Вспышка была зарегистрирована только в одном блоке, так как все остальные в это время не были в рабочем состоянии. В каналах CsI прибора ДРГЭ-1 вспышка не видна, что говорит о её мягкости.

По поводу события 18.10.2014 г. (см. рис. 2г) ведутся дискуссии: в RHESSI (Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager, <http://hesperia.gsfc.nasa.gov/rhessi3/>) есть большое возрастание, а в GOES ничего похожего нет, по данным KONUS это событие отмечено на сайте GCN (<http://gcn.gsfc.nasa.gov/>) как солнечное. Также такой эффект могут дать высыпания магнитосферных электронов.

Гамма-всплеск 04.11.2014 г. (см. рис. 2д), зарегистрированный прибором ДРГЭ-3, также виден на RHESSI.

Солнечная вспышка класса C7 по данным GOES, произошедшая 24.09.2014 г., была обнаружена прибором ДРГЭ-1 в каналах NaI. Вспышка имеет четыре ярко выраженных максимума. На рис. 5 представлены временной ход суммарного счёта частиц в NaI (по данным мониторинга с временным

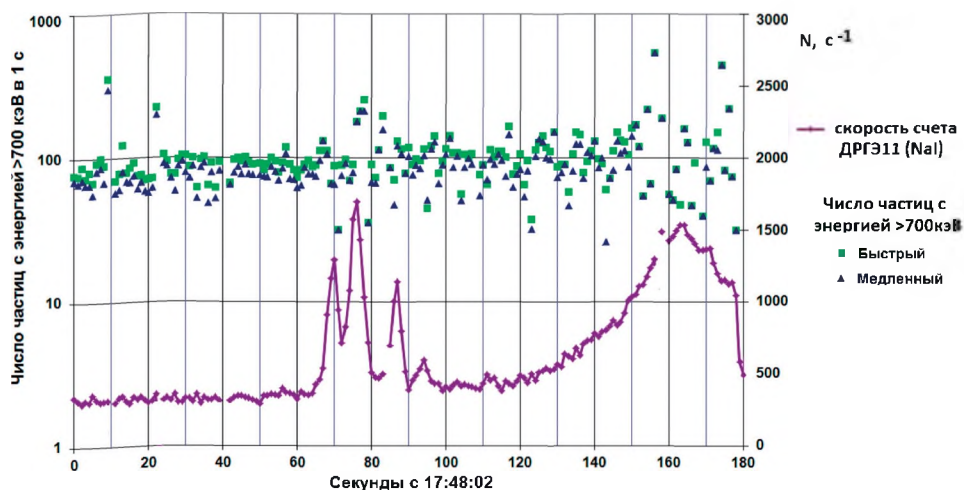


Рис. 5. Временной ход во время вспышки 24.09.2014 г., полученный по данным ДРГЭ-11: сумма событий в NaI(Tl) (режим мониторинга) и число частиц высокой энергии ($E > 700$ кэВ) за 1 с (получено из записи отдельных событий)

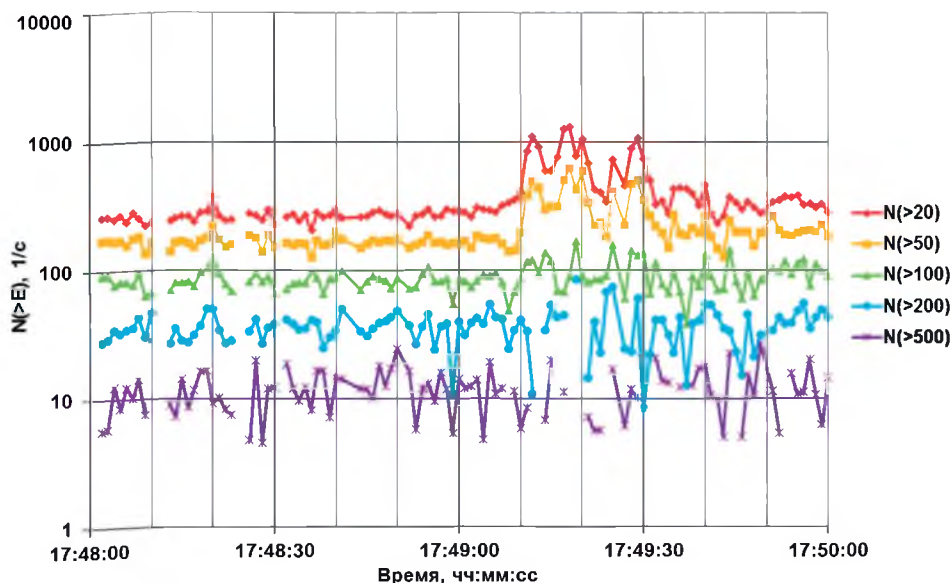


Рис. 6. Скорости счёта частиц с энергиями, превышающими 20, 50, 100, 200 и 500 кэВ во время солнечной вспышки 24.09.2014 по данным блока ДРГЭ-11

разрешением 1 с) и отдельно временной ход числа зарегистрированных частиц высокой энергии (более 700 кэВ). Энергия определялась по количеству света, собранному за два различных интервала времени (быстрый и медленный каналы).

Несмотря на то, что в каналах мониторинга передавалась только суммарная скорость счёта (без разбиения по энергетическим каналам), имеющиеся

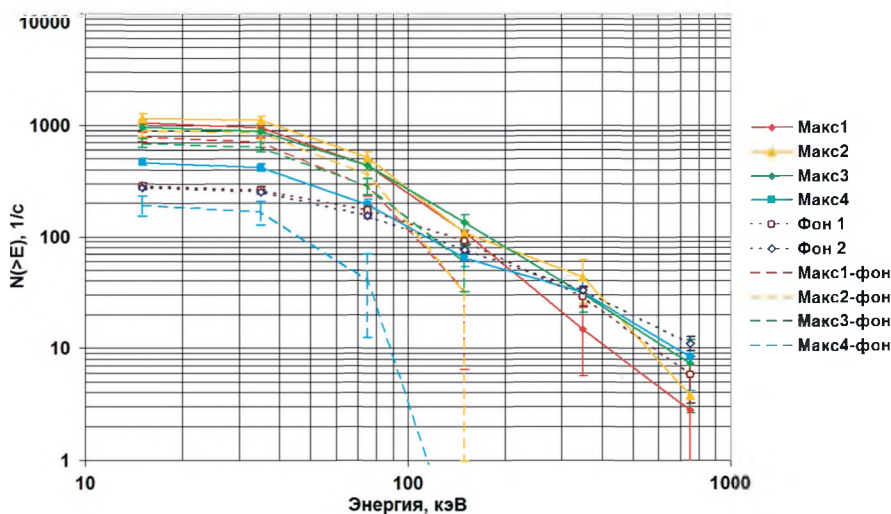


Рис. 7. Интегральные спектры солнечной вспышки 24.09.2014 г.

в нашем распоряжении данные об отдельных частицах позволяют получить временной профиль вспышки в любом интервале энергий. На рис. 6 показана динамика скоростей счёта в интегральных каналах >20 , >50 , >100 , >200 и >500 кэВ во время солнечной вспышки 24.09.2014 г.

Полученные для этой вспышки интегральные спектры приведены на рис. 7. Цветные непрерывные линии на нём соответствуют спектрам вспышки без вычета фона. Пунктирные линии — спектры вспышки с вычетом фона, определённого по усреднённым скоростям счёта непосредственно перед моментом вспышки. Для наглядности на рис. 7 показаны два варианта спектра фона: в момент времени 17:48:03 (коричневая линия) и спектр усреднённого значения фона с 17:48:25 по 17:48:40 (темно-синяя линия). Обычно от таких слабых вспышек жёсткое рентгеновское излучение не регистрируется, но мы наблюдаем излучение до 100...200 кэВ. При аппроксимации измеренного интегрального спектра степенным законом в диапазоне энергий от 20 до 200 кэВ были получены следующие показатели: в первом максимуме $\gamma = -2,07$, во втором $\gamma = -2,23$, в третьем $\gamma = -1,62$. В первом приближении, с учётом ошибок измерения, можно считать, что в течение вспышки спектр существенно не изменяется. Форма спектра в области энергий до 20 кэВ искажена поглощением частиц веществом кожуха, поэтому в этом диапазоне расчёт не производился.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была продемонстрирована возможность изучения гамма-всплесков в эксперименте, специально для этого не предназначенном. Благодаря приборам ДРГЭ-1, ДРГЭ-2 и ДРГЭ-3, обеспечивающим хорошее временное разрешение (до 15 мкс), для зарегистрированных гамма-всплесков были получены подробные временные профили, их энергетические спектры. Следует отметить, что сам факт регистрации всплеска новым прибором может

иметь большое значение, поскольку при одновременном наблюдении всплеска несколькими приборами, расположенными на значительном расстоянии друг от друга, имеется возможность существенно уточнить направление на источник всплеска.

Дополнительным результатом обработки данных с целью поиска гамма-всплесков было обнаружение жёсткого рентгеновского излучения от слабых солнечных вспышек. Изучение данных событий продолжается.

ЛИТЕРАТУРА

[Богомолов и др., 2015] *Богомолов В. В., Боднар Л., Бортников С. В.* и др. Наблюдение атмосферных вспышек гамма-излучения в космическом эксперименте РЭЛЕК на спутнике «Вернов» (МКА-ФКИ ПН2): тез. // 10-я Ежегодная конф. «Физика плазмы в Солнечной системе»: сб. тез. Москва, ИКИ РАН, 16–20 февр. 2015. С. 88.

OBSERVING OF COSMIC GAMMA-RAY BURSTS AND SOLAR FLARES IN THE RELEC EXPERIMENT ON THE VERNOV SATELLITE

Е. А. Kuznetsova¹, V. V. Bogomolov^{1,2}, A. V. Bogomolov², M. I. Panasyuk^{1,2}, S. I. Svertilov^{1,2}, A. F. Iyudin²

¹ Lomonosov Moscow State University (MSU)

² Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University (SINP MSU)

Spacecraft Vernov (<http://vernov-relec.sinp.msu.ru/>) was launched on 8 July 2014 into orbit with parameters: apogee 819 km, perigee 621 km, inclination 98.4 deg, orbital period 99.2 min. A complex of scientific apparatus RELEC (Relativistic ELECTrons) onboard satellite includes two X-ray and gamma-ray spectrometers, a detector of ultraviolet and infrared radiation, fast optical imager, low-frequency and radio-frequency analyzers of electromagnetic field and waves, 3-axis detector of electrons. The main scientific objectives of RELEC includes the observation of transient phenomena in the atmosphere, the study of processes of magnetospheric electron acceleration and precipitations. An additional feature of RELEC is to observe gamma-ray bursts of cosmic origin and the study of their temporal and spectral characteristics. In order to study gamma-ray bursts the following instruments were used:

a) DRGE-1 and DRGE-2 are two identical X-ray and gamma-ray spectrometers, each consisting of two scintillation phoswich-detectors. Spectrometers are operating at energies more than 10 keV. Total effective area: 500 cm² (for 100 keV).

b) DRGE-3 is a spectrometer of charged particles, containing 3 orthogonally directed scintillation detectors. Energy range: 0.1...15 MeV (for electrons). DRGE-3 is also an X-ray and gamma-ray detector from 0.05 MeV.

Registration of each particle within time resolution ~15 μs (when the spacecraft passes the equator) and scintillation parameters allowing to determine in particular its energy was send to the Earth in addition to the monitoring data with a time resolution of 1 s.

The search for cosmic gamma-ray bursts was produced by comparing the times of gamma-ray bursts recorded in the Gamma-Ray Coordinates Network (GCN) (<http://gcn.gsfc.nasa.gov/>) (data of the experiments onboard Swift, Fermi, Konus, INTEGRAL) with the data of the RELEC equipment (especially in the monitoring mode with a time resolution of 1 s). To view the data from RELEC SINP Space Monitoring Data Center site (<http://smdc.sinp.msu.ru/>) was used.

Data from Vernov satellite are available for the period from July 25 to December 10, 2014. From the 55 events with auspicious conditions of observation were found 6 cases of increase of gamma radiation (07.08.14 11:59:29.97, 24.09.14 17:49:04.72*, 11.10.14 06:46:17.66, 16.10.14 13:01:03.57*, 18.10.14 02:49:12.21, 04.11.14 00:03:19.51), which is ~11 % of the total number of events.

One of the bursts (11.10.14 06:46:17.66) was found in search of the atmospheric gamma-ray bursts and could not be detected when viewing the monitoring data because it had a very short duration (less than 100 ms). Events marked with * are solar flares. These events were also observed in the experiment RHESSI (<http://hesperia.gsfc.nasa.gov/rhessi3/>).

For all bursts time profiles and spectral characteristics are presented.

Keywords: Gamma-ray bursts, solar flares, scintillation detectors, X-Ray and gamma-ray emission.

Kuznetsova Ekaterina Aleksandrovna — student, ea.kuznecova@physics.msu.ru

Bogomolov Vitaly Vladimirovich — senior scientist, Ph.D

Bogomolov Andrey Vladimirovich — senior scientist, Ph.D

Panasjuk Mikhail Igorevich — director, doctor of physical and mathematical sciences, professor

Svertilov Sergey Igorevich — doctor of physical and mathematical sciences, professor

Iyudin Anatoly Fedorovich — head of laboratory, doctor of sciences

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ПРОБНОЙ НУЛЬ-СТРУНЫ БЕЗ НАЧАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ В ПОЛЕ РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ЗАМКНУТОЙ НУЛЬ-СТРУНЫ

А. П. Леляков, Р-Д. А. Бабаджан

Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, Симферополь (КФУ)

Найдено точное, общее решение уравнений движения нуль-струны в гравитационном поле замкнутой нуль-струны без начального вращения, радиально расширяющейся в плоскости. Анализ полученных решений позволяет предполагать принципиальную возможность существования ряда интересных, с точки зрения космологии, свойств газа нуль-струн, например, таких как: возможность к ускоренному расширению или ускоренному сжатию, возможность реализации зернистой структуры, способность к реализации устойчивых поляризованных состояний и доменной структуры.

Ключевые слова: нуль-струна, гравитационное поле, уравнения движения.

ВВЕДЕНИЕ

В рамках различных моделей теории великого объединения космические струны проявляются как топологические дефекты и представляют собой устойчивые образования [Bennet, 1990; Hindmarsh, Kibble, 1994; Linde, 1990; Peebles, 1994; Schild, 1977; Vachaspati, Vilenkin, 1984; Vilenkin, Shellard, 1994]. В работе [Hill et al., 1999] было показано, что наличие таких объектов во Вселенной не противоречит наблюдаемому микроволновому реликтовому излучению. Также не исключается, что космические струны могли сохраниться до современной эпохи и могут быть наблюдаемыми [Sazhin et al., 2004; Schild et al., 2004].

Нуль-струны реализуют предел нулевого натяжения в теории струн [Bandos, Zheltukhin, 1989, 1993; Schild, 1977; Zheltukhin, 1987], а поскольку натяжение струн измеряется отрицательными степенями массы Планка m_{pl} , то предел нулевого натяжения соответствует асимптотически большим масштабам энергии $E \gg m_{pl}$ [Bandos, Zheltukhin, 1993]. С этой точки зрения нуль-струны реализуют высокотемпературную фазу теории струн [Bandos, Zheltukhin, 1989; Zheltukhin, 1987], т. е. могли образовываться на ранних этапах эволюции Вселенной и таким образом, возможно, участвовали в процессах формирования структуры наблюдаемой Вселенной.

Так, например, в работе [Roshchupkin, Zheltukhin, 1995] было показано, что, рассматривая сеть (газ) нуль-струн как доминантный источник гравитации в D -мерных пространствах Фридмана-Робертсона-Уокера при $k = 0$, можно описать механизм инфляции, характерный для этих пространств. Так же интересна возможность участия газа реликтовых нуль-струн, наряду со струнами, монополями и мембранами, в формировании «тёмной» материи [Bertone et al., 2005; Cui, Morrissey, 2008; Oliv, 2003], существование которой во Вселенной можно считать установленным фактом.

Леляков Александр Петрович — кандидат физико-математических наук, доцент, lelyakov@crimea.edu

Бабаджан Раиса-Довлета Александровна — студентка, kararaja@mail.ru

И хотя объект исследования в приведённых примерах есть уже не уединённая нуль-струна, а сеть (газ) нуль-струн, свойства этого газа всё ещё остаются неясными. Одно из направлений в исследовании свойств газа нуль-струн состоит в изучении свойств гравитационного поля, которое порождает нуль-струна, движущаяся по различным траекториям, а также задачи о движении пробных нуль-струн в гравитационном поле нуль-струны.

Предлагаемая работа посвящена исследованию движения пробной нуль-струны в гравитационном поле замкнутой («размазанной») нуль-струны, которая в каждый момент времени находится в одной плоскости, имеет форму окружности и радиально расширяется в этой плоскости. В этом исследовании нас, прежде всего, будет интересовать наличие решений уравнений движения, из которых бы следовала возможность существования состояния (фазы) идеального газа тождественных нуль-струн в этих гравитационных полях, а также особенности взаимодействия пробной нуль-струны с нуль-струной, порождающей гравитационное поле.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ПРОБНОЙ НУЛЬ-СТРУНЫ

В цилиндрической системе координат: $x^0 = t$, $x^1 = \rho$, $x^2 = \theta$, $x^3 = z$ — квадратичная форма, описывающая гравитационное поле замкнутой нуль-струны, радиально расширяющейся в плоскости $z = 0$, может быть представлена в виде [Lelyakov et al., 2014a, b]

$$dS^2 = e^{2\nu} \left[(dt)^2 - (d\rho)^2 \right] - B(d\theta)^2 - e^{2\mu} (dz)^2, \quad (1)$$

где

$$e^{2\nu(\eta, z)} = \frac{|\lambda_{,\eta}|}{(\lambda(\eta))^2} \left| \frac{\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z)}{(\lambda(\eta))^{1/(1-\chi)}} \right|^{2-\sqrt{4-2\chi}}; \quad (2)$$

$$B(\eta, z) = \left| \frac{\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z)}{(\lambda(\eta))^{1/(1-\chi)}} \right|^{\sqrt{4-2\chi}}; \quad (3)$$

$$e^{2\mu(\eta, z)} = (f_{,z})^2 \left| \frac{\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z)}{(\lambda(\eta))^{1/(1-\chi)}} \right|^{2-\sqrt{4-2\chi}}; \quad (4)$$

$$\eta = t - \rho; \quad (5)$$

функции $\lambda(\eta)$ и $\alpha(\eta)$ связаны соотношением

$$\lambda(\eta) = \frac{1 - \alpha(\eta)}{f_0}, \quad f_0 = \text{const}; \quad (6)$$

$\lambda_{,\eta} = \frac{d\lambda(\eta)}{d\eta}$, $f_{,z} = \frac{df(z)}{dz}$, $\chi = 8\pi G$; функции $\alpha(\eta)$ и $f(z)$ — ограниченные, и для всех $\eta \in (-\infty, +\infty)$ и $z \in (-\infty, +\infty)$ принимают значения в интервале

$$0 < \alpha(\eta) < 1, \quad 0 < f(z) < f_0, \quad (7)$$

причём [Lelyakov et al., 2014a],

$$\alpha(\eta) \Big|_{\eta \in (-\infty, -\Delta\eta) \cup (+\Delta\eta, +\infty)} \rightarrow 1, \quad \alpha(\eta) \Big|_{\eta \rightarrow 0} \rightarrow 0,$$

соответственно

$$\lambda(\eta) \Big|_{\eta \in (-\infty, -\Delta\eta) \cup (+\Delta\eta, +\infty)} \rightarrow 0, \quad \lambda(\eta) \Big|_{\eta \rightarrow 0} \rightarrow \frac{1}{f_0}, \quad (8)$$

$$f(z) \Big|_{z \in (-\infty; -\Delta z) \cup (+\Delta z; +\infty)} \rightarrow f_0, \quad f(z) \Big|_{z \rightarrow 0} \rightarrow 0, \quad (9)$$

$\Delta\eta$ и Δz — малые положительные константы, определяющие «толщину» «размазанной» нуль-струны, порождающей гравитационное поле ($\Delta\eta \ll 1, \Delta z \ll 1$).

Также, в пределе сжатия в одномерный объект (нуль-струну), должны быть выполнены следующие условия (при $\Delta\eta \rightarrow 0, \Delta z \rightarrow 0$):

$$\left| \frac{\alpha_{,\eta}}{\alpha(\eta)} \right| \Big|_{\eta \rightarrow 0} \rightarrow \infty, \quad \left| \frac{f_{,z}}{f(z)} \right| \Big|_{z \rightarrow 0} \rightarrow 0, \quad \left| \frac{\alpha_{,\eta}}{\alpha(\eta)} \times \frac{f_{,z}}{f(z)} \right| \Big|_{\eta \rightarrow 0, z \rightarrow 0} \rightarrow 0. \quad (10)$$

Как пример можно привести такой выбор функций $\alpha(\eta)$ и $f(z)$ [Lelyakov et al., 2014a], удовлетворяющих условиям (10):

$$\alpha(\eta) = \exp \left[\frac{-1}{\varepsilon + (\xi\eta)^2} \right], \quad f(z) = f_0 \exp \left[-\mu \left| 1 - \exp \left[\frac{-1}{(\zeta z)^2} \right] \right| \right], \quad (11)$$

где константы ξ и ζ определяют размер («толщину») «размазанной» нуль-струны, порождающей гравитационное поле, соответственно, по переменным η и z , а положительные константы ε и μ обеспечивают выполнение условий (10) при $\eta \rightarrow 0, z \rightarrow 0$, а именно

$$\zeta, \xi, \mu \rightarrow \infty, \quad \varepsilon \rightarrow 0. \quad (12)$$

Движение нуль-струны в псевдоримановом пространстве-времени определяется системой уравнений:

$$x_{,\tau\tau}^m + \Gamma_{pq}^m x_{,\tau}^p x_{,\tau}^q = 0, \quad (13)$$

$$g_{mn} x_{,\tau}^m x_{,\tau}^n = 0, \quad g_{mn} x_{,\tau}^m x_{,\sigma}^n = 0, \quad (14)$$

где g_{mn} и Γ_{pq}^m — соответственно метрический тензор и символы Кристоффеля внешнего пространства-времени; $x_{,\tau}^m = \partial x^m / \partial \tau$, $x_{,\sigma}^n = \partial x^n / \partial \sigma$, индексы m, n, p, q принимают значения 0, 1, 2, 3; функции $x^m = x^m(\tau, \sigma)$ определяют траекторию движения (мировую поверхность) нуль-струны; τ и σ — параметры на мировой поверхности нуль-струны, σ — пространственно-подобный параметр, помечающий точки нуль-струны, τ — временно-подобный параметр.

В цилиндрической системе координат функции $x^m(\tau, \sigma)$, определяющие траектории движения (мировые поверхности) нуль-струны, порождающей гравитационное поле, рассматриваемые в работе, имеют вид

$$t = \tau, \quad \rho = \tau, \quad \theta = \sigma, \quad z = 0, \quad \sigma \in [0; 2\pi], \quad \tau \in [0; +\infty). \quad (15)$$

Из равенств (15) следует, что в начальный момент времени нуль-струна порождающая гравитационное поле бесконечно малого радиуса, находится

в плоскости $z = 0$. В дальнейшем, с увеличением значений времени t , нуль-струна, находясь в той же плоскости $z = 0$, только увеличивает свой радиус, т. е. радиально расширяется в плоскости $z = 0$.

Уравнения движения пробной нуль-струны, движущейся в поле нуль-струны, радиально расширяющейся в плоскости $z = 0$, могут быть представлены в виде

$$\eta_{,\tau\tau} + 2v_{,\tau}\eta_{,\tau} = 0, \quad (16)$$

$$q_{,\tau\tau} + 2v_{,z}q_{,\tau}z_{,\tau} + e^{-2v}B_{,\eta}(\theta_{,\tau})^2 + 2e^{2(\mu-v)}\mu_{,\eta}(z_{,\tau})^2 = 0, \quad (17)$$

$$z_{,\tau\tau} + e^{2(v-\mu)}v_{,z}\eta_{,\tau}q_{,\tau} + 2\mu_{,\eta}\eta_{,\tau}z_{,\tau} - \frac{e^{-2\mu}}{2}B_{,z}(\theta_{,\tau})^2 + \mu_{,z}(z_{,\tau})^2 = 0, \quad (18)$$

$$\theta_{,\tau\tau} + \frac{B_{,\tau}}{B}\theta_{,\tau} = 0, \quad (19)$$

$$e^{2v}\eta_{,\tau}q_{,\tau} - B(\theta_{,\tau})^2 - e^{2\mu}(z_{,\tau})^2 = 0, \quad (20)$$

$$\frac{1}{2}e^{2v}(\eta_{,\tau}q_{,\sigma} + q_{,\tau}\eta_{,\sigma}) - B\theta_{,\tau}\theta_{,\sigma} - e^{2\mu}z_{,\tau}z_{,\sigma} = 0, \quad (21)$$

где

$$q = t + \rho. \quad (22)$$

При интегрировании уравнения (16) необходимо рассмотреть два случая:

$$\eta_{,\tau} = 0, \rightarrow \eta = \eta(\sigma), \quad (23)$$

$$\eta_{,\tau} \neq 0, \rightarrow \eta = \eta(\tau, \sigma). \quad (24)$$

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ ПРОБНОЙ НУЛЬ-СТРУНЫ ДЛЯ СЛУЧАЯ $\eta_{,\tau} = 0$

Для случая (23) уравнение (20) принимает вид

$$B(\theta_{,\tau})^2 + e^{2\mu}(z_{,\tau})^2 = 0. \quad (25)$$

Поскольку функции $B = B(\eta, z)$ и $e^{2\mu(\eta, z)}$, входящие в полученное равенство, положительны для всех $\eta \in (-\infty, +\infty)$ и $z \in (-\infty; +\infty)$, то из (25) следует

$$z_{,\tau} = 0, \rightarrow z = z(\sigma), \quad (26)$$

$$\theta_{,\tau} = 0, \rightarrow \theta = \theta(\sigma). \quad (27)$$

Для (23), (26), (27) уравнения (16), (18), (19) выполняются тождественно, а уравнения (17), (21) принимают вид

$$q_{,\tau\tau} = 0, \quad (28)$$

$$q_{,\tau}\eta_{,\sigma} = 0. \quad (29)$$

Интегрируя (28), находим

$$q_{,\tau} = P_q(\sigma), \rightarrow q(\tau, \sigma) = q_0(\sigma) + P_q(\sigma)\tau, \quad (30)$$

где $q_0(\sigma)$ и $P_q(\sigma)$ — «константы» интегрирования, причём

$$P_q(\sigma) \neq 0, \quad (31)$$

поскольку в противном случае, т.е. при $P_q(\sigma) = 0$, функция $q = q_0(\sigma)$, что совместно с (23), (26), (27) говорит о реализации статического решения для нуль-струны, что невозможно.

Для (23), (30) уравнение (29) принимает вид

$$\eta_\sigma P_q(\sigma) = 0, \quad (32)$$

откуда, учитывая (5), (31), следует

$$\eta_\sigma = 0, \rightarrow \eta = t - \rho = \text{const}. \quad (33)$$

Из решения (26), (27), (30), (33) видно, что для (23) замкнутая пробная нуль-струна движется так же, как и нуль-струна, порождающая гравитационное поле. При этом в каждый момент времени пробная замкнутая нуль-струна полностью локализована между двумя плоскостями $z = z_1 = \text{const}$ и $z = z_2 = \text{const}$, где $z_1 = \min(z(\sigma))$, $z_2 = \max(z(\sigma))$, $\sigma \in [0, 2\pi]$, и находится на поверхности цилиндра радиуса $\rho = t + \text{const}$. Если же в (26) $z(\sigma) = z_0 = \text{const}$, то этот случай будет описывать радиальное расширение нуль-струны, которая в каждый момент времени полностью лежит в плоскости $z = z_0$ и имеет форму окружности.

Можно отметить, что из приведённого решения следует принципиальная возможность существования состояния (фазы) газа нуль-струн, в котором замкнутые нуль-струны, имеющие форму окружности, находясь в параллельных плоскостях $z = \text{const}$ (эффект поляризации), одновременно радиально расширяются, не изменяя своей формы (фаза идеального газа нуль-струн).

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ НУЛЬ-СТРУНЫ ДЛЯ СЛУЧАЯ $\eta_\tau \neq 0$

Интегрируя уравнение (17) находим

$$\theta(\tau, \sigma) = \theta_0(\sigma) \pm P_\theta(\sigma) \int \frac{d\tau}{B}, \quad (34)$$

где функции $\theta_0(\sigma)$ и $P_\theta(\sigma)$ («константы» интегрирования) определяют, по переменной θ , соответственно, положение и скорости точек нуль-струны в начальный момент времени, выбор знака « \pm » соответствует двум возможным направлениям вращения (по часовой или против часовой стрелки). Из равенства (34) следует, что если в начальный момент времени функция $P_\theta(\sigma) = 0$ (т.е. в начальный момент времени отсутствует вращение пробной нуль-струны), то и вся последующая динамика пробной замкнутой нуль-струны будет происходить без вращения, т.е.

$$\theta = \theta(\sigma). \quad (35)$$

Если $P_\theta(\sigma) \neq 0$, то при своём движении пробная нуль-струна будет вращаться в плоскости ортогональной направлению движения нуль-струны, порождающей гравитационное поле, т.е.

$$\theta = \theta(\tau, \sigma). \quad (36)$$

В предложенной работе анализ движения пробной замкнутой нуль-струны для выражения (24) проведён для двух случаев ($P_0(\sigma) = 0$ и $P_0(\sigma) \neq 0$):

$$\eta = \eta(\tau, \sigma), \quad \theta = \theta_0(\sigma), \quad (37)$$

$$\eta = \eta(\tau, \sigma), \quad \theta = \theta(\tau, \sigma). \quad (38)$$

Поскольку для (37), (38) переменная η зависит от временно-подобного параметра τ (изменяется с течением времени), то данным двум случаям соответствует движение пробной нуль-струны «навстречу» нуль-струне, порождающей гравитационное поле.

При движении пробной нуль-струны «навстречу» нуль-струне, порождающей гравитационное поле, значения переменной η только увеличиваются, поэтому

$$\eta_{,\tau} > 0. \quad (39)$$

Случай $t(\tau)$ описывает движение пробной нуль-струны в ту же сторону, что и нуль-струна, порождающая гравитационное поле, но с большей скоростью (т. е. со скоростью, большей скорости света).

Для (37) уравнение (20) принимает вид

$$e^{2\nu} \eta_{,\tau} q_{,\tau} = e^{2\mu} (z_{,\tau})^2, \quad (40)$$

откуда, учитывая (39) и положительную определённость метрических функций, следует

$$q_{,\tau} \geq 0. \quad (41)$$

Для случая

$$q_{,\tau} = 0, \quad \rightarrow \quad q = q_0(\sigma), \quad (42)$$

где $q = (\sigma)$ — «константа» интегрирования, следствие уравнения (38) есть

$$z_{,\tau} = 0, \quad \rightarrow \quad z = z_0(\sigma), \quad (43)$$

где $z_0(\sigma)$ — «константа» интегрирования.

Для (37), (42), (43) уравнения движения пробной нуль-струны (17)–(20) выполняются тождественно, а уравнение (21) имеет вид

$$\eta_{,\tau} q_{,\sigma} = 0, \quad (44)$$

откуда, учитывая (22), (39), (42), следует

$$q = t + \rho = q_0 = \text{const}. \quad (45)$$

Равенство (45) показывает, что для (37), (42) замкнутая пробная нуль-струна в каждый момент времени t находится на поверхности цилиндра. При этом начальная форма пробной нуль-струны, определяемая функциями $z_0(\sigma)$ и $\theta_0(\sigma)$, остаётся неизменной. Если в начальный момент времени пробная нуль-струна полностью находится в плоскости $z = z_0 = \text{const}$, то и вся последующая её динамика будет проходить в этой плоскости, единственно возможная форма для неё есть окружность и с течением времени радиус этой окружности только уменьшается (пробная замкнутая нуль-струна радиально коллапсирует в плоскости $z = z_0$).

Из приведённого решения также следует принципиальная возможность существования состояния (фазы) газа нуль-струн, состоящего из двух невзаимодействующих подсистем, в каждой из которых замкнутые нуль-струны, имеющие форму окружности, находятся в параллельных плоскостях $z = \text{const}$ (эффект поляризации), и одновременно в одной подсистеме радиально расширяются, а в другой радиально коллапсируют, не изменяя своей формы.

Для (37), (39) первый интеграл уравнения (16) есть

$$\eta_{,\tau} = P_1(\sigma)e^{-2\nu}, \quad (46)$$

где $P_1(\sigma)$ — «константа» интегрирования, причём

$$P_1(\sigma) > 0. \quad (47)$$

Можно показать, что для случая

$$q_{,\tau} > 0, \quad (48)$$

учитывая (40), первые интегралы уравнений (17), (18) есть

$$\left| f_{,z} z_{,\tau} \right| = \frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \frac{|\lambda_{,n}|}{(\lambda(\eta))^2} \eta_{,\tau}, \quad (49)$$

$$q_{,\tau} = \left(\frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \right)^2 \frac{|\lambda_{,n}|}{(\lambda(\eta))^2} \eta_{,\tau}, \quad (50)$$

где функция $P_2(\sigma)$ («константа» интегрирования) определяет в начальный момент времени скорости точек пробной нуль-струны по переменной z , причём, как следует из (39), (47), (49),

$$P_2(\sigma) > 0. \quad (51)$$

Из уравнений (49), (50) видно, что для случая (37), (48) переменные η , q и z , определяющие положение пробной нуль-струны в каждый момент времени, перестают быть независимыми и связаны между собой.

Для уравнений (49), (50), согласно (8), (9), вся область изменения переменных η и z , в зависимости от знака производных функций $\lambda(\eta)$ и $f(z)$, распадается на четыре области:

область I

$$\eta \in (-\infty, 0), \quad z \in (0, +\infty), \quad (52)$$

в которой

$$f_{,z} > 0, \quad \lambda_{,n} > 0; \quad (53)$$

область II

$$\eta \in (-\infty, 0), \quad z \in (-\infty; 0), \quad (54)$$

в которой

$$f_{,z} < 0, \quad \lambda_{,n} > 0; \quad (55)$$

область III

$$\eta \in (0, +\infty), \quad z \in (0, +\infty), \quad (56)$$

в которой

$$f_{,z} > 0, \quad \lambda_{,\eta} < 0; \tag{57}$$

область IV

$$\eta \in (0, +\infty), \quad z \in (-\infty; 0), \tag{58}$$

в которой

$$f_{,z} < 0, \quad \lambda_{,\eta} < 0. \tag{59}$$

Согласно (8), (9) функции $f(z)$ и $\lambda(\eta)$ на границе областей I–IV (т.е. при $z = 0$ и $\eta = 0$) имеют экстремум и, следовательно, выполнены точные равенства

$$f_{,z} \Big|_{z=0} = 0, \quad \lambda_{,\eta} \Big|_{\eta=0} = 0.$$

Тогда из равенства (49) видно, что границы областей I–IV не проницаемы для пробной нуль-струны, и в каждой из областей, при приближении пробной нуль-струны к границе $\eta = 0$, в зависимости от начальных условий, могут реализоваться только два сингулярных сценария:

- пробная нуль-струна на границе $\eta = 0$ сталкивается с нуль-струной, порождающей гравитационное поле;
- приближаясь к границе $\eta = 0$, пробная нуль-струна выталкивается гравитационным полем, по переменной z , на бесконечность.

Интегрируя уравнение (50) в областях I, II ($\lambda_{,\eta} > 0$) и в областях III, IV ($\lambda_{,\eta} < 0$), находим

$$q_j = q_{0_j}(\sigma) + \beta_j \left[\frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \right]^2 (\lambda(\eta))^{-1}, \tag{60}$$

где $q_{0_j}(\sigma)$ — «константы» интегрирования, индекс j принимает значение 0, 1 и обозначает при $j = 0$ решение уравнения (50) в областях I, II ($\eta < 0$), а при $j = 1$ — решение уравнения (50) в областях III, IV ($\eta > 0$), константы β_j принимают значения: $\beta_0 = -1$ и $\beta_1 = 1$.

Решение уравнения (49) полученное для каждой из областей, учитывая, что в каждой из них может быть реализовано два случая — $z_{,\tau} > 0$ и $z_{,\tau} < 0$, которые соответствуют двум возможным направлениям движения пробной нуль-струны вдоль оси z , можно представить в виде

$$f_L^i(z) = U_L^i(\sigma) + \gamma_L^i \frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} (\lambda(\eta))^{-1}, \tag{61}$$

где индекс L принимает значения I, ..., IV и обозначает номер области, в которой реализуется найденное решение, индекс i принимает значение 0, 1 и обозначает при $i = 0$ случай $z_{,\tau} > 0$ (движение пробной нуль-струны в положительном направлении оси z), а при $i = 1$ — случай $z_{,\tau} < 0$ (движение пробной нуль-струны в отрицательном направлении оси z), константы γ_L^i принимают значения

$$\left. \begin{aligned} \gamma_1^0 &= \gamma_{II}^1 = \gamma_{III}^1 = \gamma_{IV}^0 = -1, \\ \gamma_1^1 &= \gamma_{II}^0 = \gamma_{III}^0 = \gamma_{IV}^1 = 1, \end{aligned} \right\} \tag{62}$$

функции $U_L^i(\sigma)$, учитывая, что границы $z = 0$ и $\eta = 0$ не проницаемы для пробной нуль-струны, имеют вид

$$\left. \begin{aligned} U_I^0 = U_{II}^1 = U_{III}^1 = U_{IV}^0 = f_0 \left[1 + \frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \right], \\ U_I^1 = U_{II}^0 = U_{III}^0 = U_{IV}^1 = -f_0 \frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)}. \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

Из равенства (61) следует, что при движении положение пробной нуль-струны на оси z (расстояние до плоскости $z = 0$, в которой находится нуль-струна, порождающая гравитационное поле) жёстко связано с её радиусом (зависит от значения переменной η).

Также, поскольку функция $f(z)$, стоящая в левой части равенства (61), ограниченная, а функция $\lambda(\eta)$, стоящая в знаменателе правой части этого равенства, согласно (8), стремится к нулю для $\eta \in (-\infty, -\Delta\eta) \cup (+\Delta\eta, +\infty)$, то для любого выбора «констант» интегрирования всегда будет существовать только некоторая конечная (ограниченная) и симметричная по переменной η область, где будет выполнено равенство (61). Но тогда, поскольку никаких ограничений на координаты для пробной нуль-струны нет (в общем случае $\eta \in (-\infty, +\infty)$), то только те пробные нуль-струны, которые находятся в этой узкой области (зоне взаимодействия), будут «видимы», т. е. будут взаимодействовать с нуль-струной, порождающей гравитационное поле. Те же пробные нуль-струны, которые в данный момент времени находятся вне этой зоны, согласно (61) остаются «не видимы» для нуль-струны порождающей гравитационное поле. Здесь нельзя сказать «не взаимодействуют», поскольку в ОТО (общая теория относительности) отсутствие взаимодействия проявляется в сохранении без изменения траектории движения, а в нашем случае невозможно ничего сказать о траектории движения пробной нуль-струны вне данной области, однако нельзя исключать, что в некоторый момент времени такая «невидимая» нуль-струна может попасть в эту область, и тогда её последующая динамика будет определена, по крайней мере, до того момента времени, когда пробная нуль-струна её покинет. Другими словами, пробная нуль-струна, попадая в эту узкую зону взаимодействия, уже имеет некоторую предысторию, а её динамика в ней зависит от размера, местоположения, а также от уже сформировавшегося к этому времени закона изменения её положения вдоль оси z , например, движется в положительном и ли отрицательном направлении оси z ($z_{,\tau} > 0$ или $z_{,\tau} < 0$), и определяется равенством (61).

Для выражений (46), (60), (61) уравнение (21) в областях I–IV принимает вид

$$\left[q_{0_j}(\sigma) + \beta_j f_0 \left(\frac{P_2(\sigma)}{P_1(\sigma)} \right)^2 \right]_{,\sigma} = 0. \quad (64)$$

Функции $P_1(\sigma)$ и $P_2(\sigma)$ совместно с функциями $q_{0_j}(\sigma)$ определяют, соответственно, начальные импульсы точек пробной нуль-струны и её начальную форму, которая в общем случае может быть произвольной. Однако из равенств (60), (64) следует, что вблизи границы $\eta = 0$ пробная нуль-струна полностью

находится на поверхности цилиндра, радиус которого совпадает с радиусом нуль-струны, порождающей гравитационное поле.

Функции $P_k(\sigma)$, $k = 1, 2$ определяют начальные импульсы точек пробной нуль-струны. Как следует из равенства (61), требование

$$P_k(\sigma) = P_k = \text{const}, \quad k = 1, 2, \quad (65)$$

описывает случай, в котором форма пробной нуль-струны при движении не изменяется (остаётся окружностью), а изменение радиуса и положения на оси z пробной нуль-струны определяется видом функций $f(z)$ и $\lambda(\eta)$.

Можно заметить, что для (65) равенства (64) сводятся к требованиям

$$\left(q_{0_j}(\sigma) \right)_{,\sigma} = 0, \quad \rightarrow \quad q_{0_j}(\sigma) = q_{0_j} = \text{const}. \quad (66)$$

Значение констант q_{0_j} , согласно равенствам (60), определяет поверхность (по переменной ρ), на которой «встречаются», при движении «навстречу», пробная нуль-струна и нуль-струна, порождающая гравитационное поле.

Используя выражение (2), представим уравнение (46) в виде

$$\eta_{,\tau} \frac{|\lambda_{,\eta}| (\alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z))^{2-\sqrt{4-2\chi}}}{(\lambda(\eta))^{2+(2-\sqrt{4-2\chi})/(1-\chi)}} = P_1(\sigma). \quad (67)$$

Поскольку, при всех η и z , функция $0 < \alpha(\eta) + \lambda(\eta)f(z) < 1$, константа $\chi = 8\pi G \ll 1$ и соответственно разность $2 - \sqrt{4 - 2\chi} \approx 0$, то уравнение (67) можно представить в виде

$$\eta_{,\tau} \frac{|\lambda_{,\eta}|}{(\lambda(\eta))^2} = P_1(\sigma).$$

Интегрируя полученное уравнение, находим связь переменной η с параметрами τ и σ на мировой поверхности пробной нуль-струны в *областях I, II* ($\eta < 0$)

$$\frac{1}{\lambda(\eta)} = \eta_0(\sigma) - P_1(\sigma)\tau, \quad (68)$$

в *областях III, IV* ($\eta > 0$)

$$\frac{1}{\lambda(\eta)} = \tilde{\eta}_0(\sigma) + P_1(\sigma)\tau, \quad (69)$$

где «константы» интегрирования $\eta_0(\sigma)$ и $\tilde{\eta}_0(\sigma)$ определяют значение времени подобного параметра на границе областей (при $\eta = 0$) (т.е. значение параметра τ , при котором при движении «навстречу» пробная нуль-струна и нуль-струна, порождающая гравитационное поле, оказываются на одной поверхности). Так, для выражения (65), фиксируя в (68), (69)

$$\eta_0(\sigma) = \tilde{\eta}_0(\sigma) = f_0 = \text{const}, \quad (70)$$

получаем, что при $\eta = 0$ значение параметра $\tau = 0$. Причём: в *областях I, II* ($\eta < 0$) при $\eta \in (-\infty, 0)$ значение параметра

$$\tau \in (-\infty, 0); \quad (71)$$

в областях III, IV ($\eta > 0$) при $\eta \in (0, +\infty)$ значение параметра

$$\tau \in (0, +\infty). \quad (72)$$

Для выражений (65), (66), (70) переменные τ и q , определяемые равенствами (60), (68), (69), являются функциями только времени подобного параметра τ и связаны с ним такими соотношениями:

$$\eta = \mp \Lambda \left[f_0 (1 - e^{-1/\varepsilon})^{-1} + P_1 |\tau| \right], \quad (73)$$

$$q_j = q_{0j} + \beta_j f_0 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^2 + \frac{P_2^2}{P_1} \tau, \quad (74)$$

где выбор знака в выражении (73) определяется областью, в которой находится пробная нуль-струна (знак « \rightarrow » при $\eta < 0$, знак « \leftarrow » при $\eta > 0$), функция

$\Lambda \left[f_0 (1 - e^{-1/\varepsilon})^{-1} + P_1 |\tau| \right]$ определяется явным видом функции $\lambda(\eta)$.

ПРИМЕРЫ ДВИЖЕНИЯ ПРОБНОЙ НУЛЬ-СТРУНЫ ДЛЯ СЛУЧАЯ $P_0(\Sigma) = 0$

В областях I–IV, в соответствии с выражениями (6), (11), (61)–(63), (73), (74), решение уравнений движения есть

$$\eta = \mp \frac{1}{\xi} \sqrt{\ln^{-1} \left(1 - \frac{f_0}{f_0 (1 - e^{-1/\varepsilon-1}) + P_1 |\tau|} \right)^{-1}} - \varepsilon, \quad (75)$$

$$q = q_0 \mp f_0 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^2 + \frac{P_2^2}{P_1} \tau, \quad (76)$$

для случая $z_{,\tau} > 0$

$$f_{I,IV}(z) = f_0 - P_2 |\tau|, \quad f_{II,III}(z) = P_2 |\tau|, \quad (77)$$

для случая $z_{,\tau} < 0$

$$f_{II,III}(z) = f_0 - P_2 |\tau|, \quad f_{I,IV}(z) = P_2 |\tau|, \quad (78)$$

где индекс в левой части равенств (77), (78) показывает номер области, в которой реализуется данное решение. В равенствах (75) и (76) выбирается верхний знак для областей I, II ($\tau \in (-\infty, 0)$) и нижний знак для областей III, IV ($\tau \in (0, +\infty)$). Границы зоны взаимодействия для пробной нуль-струны определяются максимально и минимально возможными значениями правой части равенств (77) и (78), соответственно, в областях I, II (крайняя левая граница зоны взаимодействия) и в областях III, IV (крайняя правая граница зоны взаимодействия), которые достигаются при

$$|\tau| \rightarrow \frac{f_0}{P_2}. \quad (79)$$

Можно показать, что для гравитационного поля, определяемого равенствами (1)–(9), значение константы f_0 определяет кривизну K пространства в малой окрестности поверхности $\eta = 0$ (поверхность на которой находится нуль-струна, порождающая гравитационное поле), а именно

$$K|_{\eta=0; z \in (-\infty, -\Delta z) \cup (\Delta z, +\infty)} \approx -\frac{\chi}{(f_0)^2}. \quad (80)$$

Таким образом, из равенств (79), (80) следует, что чем больше значение константы f_0 (т. е. чем ближе кривизна пространства на поверхности $\eta = 0$ для $z \in (-\infty, -\Delta z) \cup (\Delta z, +\infty)$ к нулю) и меньше значение константы P_2 (определяющей в начальный момент времени скорости точек пробной нуль-струны по переменной z), тем шире зона взаимодействия для пробной нуль-струны. В предельном случае, т. е. при $f_0 \rightarrow \infty$, или при $P_2 \rightarrow 0$, зона взаимодействия для пробной нуль-струны распространяется на всё пространство.

На рис. 1–4 (соответственно в областях I–IV), для выбора $\eta = t - \rho$, значения констант $f_0 = 100$, $P_1 = f_0$, $P_2 = 1$, $\varepsilon = 10^{-7}$, $\xi = 5$, $\zeta = 5$, $\mu = 5$, $\bar{q}_0 = 20$, случаев $z_{\tau} > 0$ и $z_{\tau} < 0$, приведены графики функций: $t(\tau)$, $\rho(\tau)$, $z(\tau)$.

Из представленных рисунков следует, что динамика пробной нуль-струны попавшей в зону взаимодействия, существенно зависит от её размера (при $\eta < 0$ пробная нуль-струна находится вне области, ограниченной поверхностью $\eta = 0$, а при $\eta > 0$ пробная нуль-струна находится внутри этой области) и направления движения вдоль оси z (движется вдоль оси z по направлению к нуль-струне, порождающей гравитационное поле или от неё).

Так, например, если при попадании в зону взаимодействия пробная нуль-струна движется вдоль оси z по направлению к нуль-струне, порождающей гравитационное поле, то как бы далеко по оси z она ни находилась, всегда, за очень короткий промежуток времени притягивается гравитационным полем (по переменной z) к плоскости $z = 0$, и в случае $\eta < 0$ (см. рис. 1, случай $z_{\tau} < 0$ и рис. 2, случай $z_{\tau} > 0$) сталкивается в плоскости $z = 0$ с нуль-струной, порождающей гравитационное поле, а в случае $\eta > 0$ (см. рис. 3, случай $z_{\tau} < 0$ и рис. 4, случай $z_{\tau} > 0$) покидает зону взаимодействия.

Если при попадании в зону взаимодействия пробная нуль-струна движется вдоль оси z по направлению от нуль-струны, порождающей гравитационное поле, то пробная нуль-струна, всегда, за очень короткий промежуток времени выталкивается гравитационным полем (по переменной z) на бесконечность (для $\eta < 0$: см. рис. 1, случай $z_{\tau} > 0$ и рис. 2, случай $z_{\tau} < 0$; для $\eta > 0$: см. рис. 3, случай $z_{\tau} > 0$ и рис. 4, случай $z_{\tau} < 0$).

Следует отметить, что поскольку границы областей I–IV непроницаемы для пробной нуль-струны, и рассматривается движение пробной нуль-струны навстречу нуль-струне, порождающей гравитационное поле, то траектории, приведённые на рис. 3 (случай $z_{\tau} > 0$) и рис. 4 (случай $z_{\tau} < 0$) могут быть реализованы только для струн, которые попали в зону взаимодействия или в начальный момент времени (момент образования), или после столкновения с нуль-струной порождающей гравитационное поле.

Из приведённых графиков, описывающих движение пробной нуль-струны, следует, что если начальные скорости пробной замкнутой нуль-струны в направлении оси z отличны от нуля ($P_2 \neq 0$), то, в независимости от значения

начальных условий, каждая пробная нуль-струна, попавшая в «зону взаимодействия», в зависимости от своего положения относительно плоскости, в которой находится нуль-струна, порождающая гравитационное поле, и направления движения вдоль оси z , всегда, за очень короткий промежуток времени, или выталкивается гравитационным полем нуль-струны, порождающей гравитационное поле (по переменной z) на бесконечность, или за очень короткий промежуток времени притягивается гравитационным полем (по переменной z), как бы далеко она ни была, к плоскости, в которой находится нуль-струна порождающая гравитационное поле.

На наш взгляд, наличие для каждой пробной нуль-струны, попавшей в «зону взаимодействия», аномальных участков траектории, на которых пробная нуль-струна за очень короткий промежуток времени или (ускоренно) выталкивается на бесконечность, или притягивается из бесконечности, может косвенно говорить о том, что способность к инфляции (причём, как к ускоренному расширению, так и к ускоренному сжатию) может быть внутренним свойством газа нуль-струн.

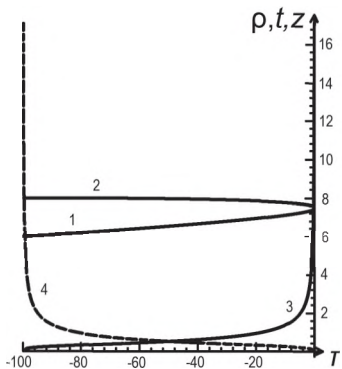


Рис. 1. Графики функций: 1 — $t(\tau)$; 2 — $\rho(\tau)$; 3, 4 — $z(\tau)$ (для случаев $z_{\tau} > 0$ (3) и $z_{\tau} < 0$ (4)), реализующиеся в области I

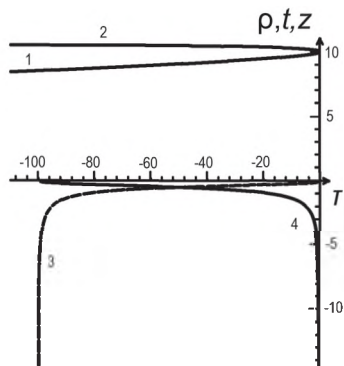


Рис. 2. Графики функций: 1 — $t(\tau)$; 2 — $\rho(\tau)$; 3, 4 — $z(\tau)$ (для случаев $z_{\tau} > 0$ (3) и $z_{\tau} < 0$ (4)), реализующиеся в области II

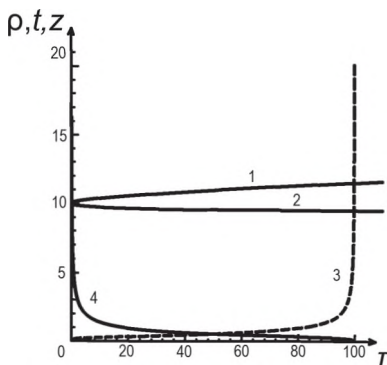


Рис. 3. Графики функций: 1 — $t(\tau)$; 2 — $\rho(\tau)$; 3, 4 — $z(\tau)$ (для случаев $z_{\tau} > 0$ (3) и $z_{\tau} < 0$ (4)), реализующиеся в области III

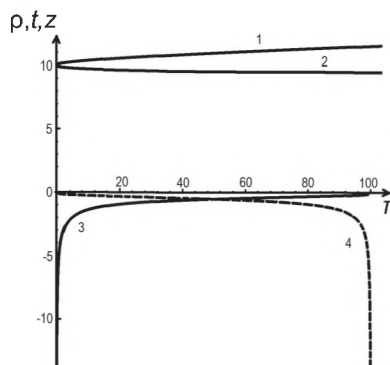


Рис. 4. Графики функций: 1 — $t(\tau)$; 2 — $\rho(\tau)$; 3, 4 — $z(\tau)$ (для случаев $z_{\tau} > 0$ (3) и $z_{\tau} < 0$ (4)), реализующиеся в области IV

ВЫВОДЫ

Анализ решений уравнений движения пробной нуль-струны в гравитационном поле замкнутой «размазанной» нуль-струны, радиально расширяющейся в плоскости $z = 0$, показал следующее:

1. Если пробная нуль-струна движется в ту же сторону, что и нуль-струна порождающая гравитационное поле, то в каждый момент своего движения она целиком находится в одной из плоскостей, параллельных плоскости, в которой находится нуль-струна, порождающая гравитационное поле (что можно интерпретировать как эффект поляризации).

2. При движении пробной нуль-струны «навстречу» нуль-струне, порождающей гравитационное поле:

- если начальные импульсы точек пробной нуль-струны в направлении оси z равны нулю, то в каждый момент времени t все точки замкнутой пробной нуль-струны находятся на одинаковом расстоянии от оси z , и начальная форма пробной нуль-струны при движении остаётся неизменной; если, кроме этого, в начальный момент времени пробная нуль-струна полностью находилась в плоскости $z = z_0$, то и вся последующая её динамика будет проходить в этой плоскости, единственно возможной формой для неё будет окружность и с течением времени радиус этой окружности только уменьшается (пробная нуль-струна радиально коллапсирует в плоскости $z = z_0$);
- если начальные импульсы точек пробной нуль-струны в направлении оси z не равны нулю, то при движении радиус пробной нуль-струны жёстко связан с её положением относительно нуль-струны, порождающей гравитационное поле; для любого выбора «констант» интегрирования всегда будет существовать только некоторая «узкая» область («зона взаимодействия»), где выполнены все равенства, определяющие динамику пробной нуль-струны, и только те пробные нуль-струны, которые находятся в этой узкой области, будут «видимы», т. е. будут взаимодействовать с нуль-струной, порождающей гравитационное поле, что может говорить о возможности реализации «зернистой» структуры пространства, заполненного газом нуль-струн.

3. Наличие для каждой пробной нуль-струны, попавшей в «зону взаимодействия», аномальных участков траектории, на которой пробная нуль-струна за очень короткий промежуток времени или выталкивается на бесконечность, или притягивается из бесконечности, может говорить о том, что способность к инфляции (причём, как к ускоренному расширению, так и к ускоренному сжатию) может быть внутренним свойством газа нуль-струн, однако это утверждение ещё требует дополнительного исследования.

4. Поскольку в начальный момент времени отдельные области газа нуль-струн (элементами которого являются замкнутые нуль-струны, одновременно или радиально расширяющиеся или радиально коллапсирующие в параллельных плоскостях) причинно не связаны, то из результатов нашей работы следует возможность образования доменной структуры такого газа. То есть, на наш взгляд, вполне возможно существование большого числа ограниченных в пространстве областей, внутри которых нуль-струны одновременно или радиаль-

но расширяются или радиально коллапсируют в параллельных плоскостях. Однако положение этих плоскостей для каждого такого домена является случайным и не коррелированным с положением в соседних доменах.

ЛИТЕРАТУРА

- [Bandos, Zheltukhin, 1989] *Bandos I. A., Zheltukhin A. A.* Hamiltonian mechanics and absence of critical dimensions for null membranes // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1989. V. 50(3). P. 556.
- [Bandos, Zheltukhin, 1993] *Bandos I. A., Zheltukhin A. A.* Null super p-branes quantum theory in four-dimensional space-time // *Fortschr. Phys.* 1993. V. 41. P. 619.
- [Bennet, 1990] *Bennet D. P.* Formation and Evolution of Cosmic Strings. Cambridge University Press, 1990.
- [Bertone et al., 2005] *Bertone G., Hooper D., Silk J.* Particle dark matter: evidence, candidates and constraints // *Physics Reports.* 2005. V. 405. Iss. 5-6. P. 279–390. doi: 10.1016/j.phys-rep.2004.08.031.
- [Cui, Morrissey, 2008] *Cui Y., Morrissey D. E.* Non-Thermal Dark Matter from Cosmic Strings. 2008. URL: arXiv: 0805.1060v2 (hep-ph).
- [Hill et al., 1999] *Hill C. T., Schramm D. N., Fry J. N.* Cosmological structure formation from soft topological defects // *Comments Nucl. Part. Phys.* 1989. V. 19. P. 25.
- [Hindmarsh, Kibble, 1994] *Hindmarsh M. B., Kibble T. W. B.* Cosmic strings. 1994. URL: arXiv:hep-ph/9411342. doi: 10.1088/0034-4885/58/5/001.
- [Lelyakov et al., 2014a] *Lelyakov O. P., Karpenko A. S., Babadzhan R.-D. O.* Scalar-field potential distribution for a closed «thick» null string moving in the plane $z = 0$ // *Ukr. J. Phys.* 2014. V. 59. No. 5. P. 547–557.
- [Lelyakov et al., 2014b] *Lelyakov O. P., Karpenko A. S., Babadzhan R.-D. O.* Dynamics of a non-rotating test null string in the gravitational field of a closed «thick» null string radially expanding or collapsing in the plane $z = 0$ // *Ukr. J. Phys.* 2014. V. 59. No. 11. P. 1114–1125.
- [Linde, 1990] *Linde A. D.* Particle Physics and Inflationary Cosmology. Harwood, Chur, 1990.
- [Oliv, 2003] *Oliv K. A.* TASI Lectures on Dark Matter. 2003. URL: arXiv: astro-ph/0301505.
- [Peebles, 1994] *Peebles P. J. E.* Principles of Physical Cosmology. Princeton University Press, 1994.
- [Roshchupkin, Zheltukhin, 1995] *Roshchupkin S. N., Zheltukhin A. A.* Friedman Universes and exact solutions in string cosmology // *Class. Quantum. Grav.* 1995. V. 12. P. 2519–2524.
- [Sazhin et al., 2004] *Sazhin M. V., Khovanskaya O. S., Capaccioli M., Longo G., Alcalá J. M., Silvotti R., Pavlov M. V.* Lens candidates in the Capodimonte Deep Field in the vicinity of the CSL1 object. 2004. URL: arXiv: astro-ph/0406516.
- [Schild et al., 2004] *Schild R., Masnyak I. S., Hnatyk B. I., Zhdanov V. I.* Anomalous Fluctuations in Observations of Q0957+561 A,B: Smoking Gun of a Cosmic String? 2004. URL: arXiv: astro-ph/0406434. doi: 10.1051/0004-6361:20040274.
- [Schild, 1977] *Schild A.* Classical Null Strings // *Phys. Rev.* 1977. V. D16. P. 1722.
- [Vachaspati, Vilenkin, 1984] *Vachaspati T., Vilenkin A.* Formation and Evolution of Cosmic Strings // *Phys. Rev.* 1984. V. D30. P. 2036–2045. doi:10.1103/PhysRevD.30.2036.
- [Vilenkin, Shellard, 1994] *Vilenkin A., Shellard E. P. S.* Cosmic string and other topological defects. Cambridge University Press, 1994.
- [Zheltukhin, 1987] *Zheltukhin A. A.* Hamiltonian Structure of the Antisymmetric Action of a String // *JETP Lett.* 1987. V. 46. P. 262–265; *Sov. J. Nucl. Phys.* 1988. V. 48. P. 375.

FEATURES OF CONDUCT OF PROBE NULL STRING WITHOUT INITIAL ROTATION IN GRAVITATIONAL FIELD OF CLOSED EXPANDING NULL STRING

A. P. Lelyakov, R-D. A. Babadzhan

Crimean Federal University, Simferopol

An exact general solution of the equations of motion of null string in the gravitational field of a closed null string without initial rotation radially expanding in the plane is founded. The analysis of the solutions allows to assume number of interesting from cosmological point of view properties of gass null string. For example such as: the possibility of an accelerated expansion or collapsing, the feasibility of the grain structure, the ability to implement sustainable polarized states and domain structure.

Keywords: null string, gravitational field, equation of motion.

Lelyakov Alexander Petrovich — PhD, associate professor, lelyakov@crimea.edu
Babadzhan Raisa-Dovlieta Alexandrovna — student, kararaja@mail.ru

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ РЕЖИМ ИЗЛУЧЕНИЯ В МОДЕЛИ ОБЪЕКТА HERCULES X-1

Я. С. Ляхова^{1,2}, Г. С. Бисноватый-Коган^{2,1}

1 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

2 Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Исследовано излучение заряженных частиц в циклотронном и релятивистском дипольном режимах. Рассмотрены характеристики излучения, а именно: мощность излучения, угловое и спектральное распределение. Особое внимание уделено поляризационным свойствам излучения. На основе этого разработан подход, позволяющий различать циклотронный и релятивистский дипольный режимы, основываясь на измерениях поляризации излучения. Рассмотрен вопрос применимости модели релятивистского дипольного режима в случае аккреции на нейтронную звезду, в частности для тесной двойной системы Hercules X-1.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты № 14-02-00728, 14-29-06045-офи-м), грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ НШ-261.2014.2, Региональным общественным Фоном содействия отечественной науке, Фондом некоммерческих программ «Династия».

Ключевые слова: поляризация, рентгеновский источник, нейтронная звезда, аккреция, циклотронное излучение.

ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновский пульсар Геркулес X-1 (Hercules X-1), открытый в 1971 г. спутником Uhuru («Ухуру»), является ныне одним из наиболее хорошо изученных рентгеновских космических источников. Геркулес был первым объектом такого типа, в рентгеновском спектре которого наблюдалась линия в диапазоне 39...58 кэВ. Происхождение этой особенности не удалось приписать ни одному химическому элементу. Тогда было предложено трактовать её как циклотронную линию [Gümpel et al., 1978]; это позволяет оценить индукцию магнитного поля звезды по нерелятивистской формуле

$$B = \frac{m_e c \omega}{e}, \quad (1)$$

где ω — частота фотонов, отождествляемая с частотой наблюдаемой особенности; m_e — масса электрона; c — скорость света. В этом случае индукция магнитного поля оказывается порядка $(3...5) \cdot 10^{12}$ Гс. Такая оценка противоречит ряду теоретических построений и наблюдений [Bisnovatyi-Kogan, Komberg, 1974; Deeter et al., 1998; Scott et al., 2000; Sheffer et al., 1992]. В частности, модель, объясняющая переменный поток излучения в течение 35-дневного цикла Геркулеса затмением полюсов звезды внутренним краем аккреционного диска, предсказывает наличие у звезды магнитного поля в $10^{10} \dots 10^{11}$ Гс.

Ляхова Яна Сергеевна — студентка (НИЯУ МИФИ), старший лаборант (ИКИ РАН), yanalyakhova@gmail.com

Бисноватый-Коган Геннадий Семёнович — главный научный сотрудник, доктор физико-математических наук, профессор

Для разрешения описанного несоответствия было предложено [Baushev, Bisnovatyi-Kogan, 1999] интерпретировать данную особенность спектра как результат излучения электронов с ультрарелятивистской продольной (вдоль магнитного поля нейтронной звезды) и нерелятивистской поперечной компонентами скорости. Такая сильно анизотропная функция распределения по скоростям может формироваться за счёт быстрой потери энергии поперечного движения в магнитном поле [Bisnovatyi-Kogan, 1973; Bisnovatyi-Kogan, Fridman, 1969].

В настоящей работе рассмотрена проблема наблюдательного выбора между двумя режимами излучения, основанного на измерениях поляризационных характеристик данной рентгеновской особенности. Показано, что циклотронный и релятивистский дипольный режимы обладают заметно отличающимися друг от друга поляризационными свойствами, что может помочь решить давнюю проблему интерпретации линии в спектре Геркулеса.

1. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Циклотронное излучение (ЦИ) производится нерелятивистским электроном, движущимся поперёк магнитного поля. Излучение происходит в виде линии с энергией $h\omega_B$, где ω_B — так называемая циклотронная частота:

$$\omega_B = \frac{eB}{m_e c}, \quad v_0 = \frac{\omega_B}{2\pi}. \quad (2)$$

Стоит отметить, что электрон, вообще говоря, излучает и на более высоких гармониках основной частоты, однако мощность излучения на них сильно подавлена и тем меньше, чем выше номер гармоники.

Ограничиваясь рассмотрением лишь основной гармоники, запишем выражение для дифференциальной мощности излучения [Trubnikov, 1961]:

$$\frac{d^2 W_0}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \omega_B^2 v_{\perp 0}^2}{8\pi c^3} (1 + \cos^2 \theta_0) \delta(\omega - \omega_B) \text{ эрг}/(c \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}), \quad v_{\perp 0} \ll c; \quad (3)$$

полная мощность излучения, в таком случае:

$$W_{tot} = \frac{2e^2 \omega_B^2 v_{\perp 0}^2}{3c^3} \text{ эрг}/\text{с}. \quad (4)$$

Выражения для степеней линейной и круговой поляризации имеют, соответственно, вид [Epstein, 1973]:

$$\rho_{l0} = \frac{1 - \cos^2 \theta_0}{1 + \cos^2 \theta_0}, \quad \rho_{c0} = \frac{2 \cos \theta_0}{1 + \cos^2 \theta_0}, \quad (5)$$

$$\rho_{l0}^2 + \rho_{c0}^2 = 1. \quad (6)$$

Видно, что циклотронное излучение отдельного электрона полностью поляризовано, причём в направлении вдоль магнитного поля поляризация строго круговая, поперёк — линейная.

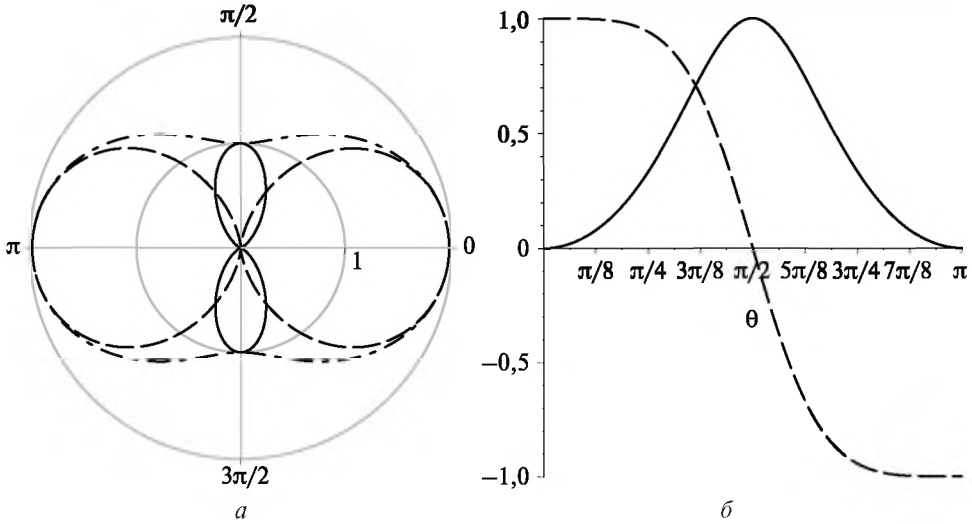


Рис. 1. Диаграмма углового распределения циклотронного излучения (а); зависимость степеней поляризации от угла (б). Сплошная линия отвечает линейной поляризации, пунктирная — круговой, штрихпунктирная — полному излучению системы

Угловое распределение полной мощности, а также линейной и круговой поляризационных компонент представлено на рис. 1.

Далее будем использовать индекс «0» для обозначения величин, взятых в системе отсчёта плоскости ларморовской окружности, по которой движется электрон.

2. ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ДИПОЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим электрон, движущийся в магнитном поле со следующими условиями на величину компоненты скорости в лабораторной системе отсчёта:

$$v_{\parallel} \simeq c, \quad \gamma_{\parallel} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{\parallel}^2}{c^2}}} \gg 1, \quad v_{\perp} \ll c \sqrt{1 - \frac{v_{\parallel}^2}{c^2}} = \frac{c}{\gamma_{\parallel}}. \quad (7)$$

Электрон движется по винтовой линии с шагом, значительно превосходящим её радиус (рис. 2). Излучение, производимое такой системой, называется релятивистским дипольным (РДИ).

Выражения для углового распределения полного излучения и его поляризационных компонент в лабораторной системе отсчёта могут быть получены из формул для ЦИ (3), (5), (6) посредством преобразований Лоренца:

$$\sin \theta_0 = \frac{\sin \theta \sqrt{1 - \beta_{\parallel}^2}}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta}, \quad \cos \theta_0 = \frac{\cos \theta - \beta_{\parallel}}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta}, \quad v_{\perp 0} = \gamma_{\parallel} v_{\perp}. \quad (8)$$

Рис. 2. Траектория электрона в случае релятивистского дипольного излучения: электрон движется по винтовой линии вдоль магнитного поля с шагом винтовой линии h , много большим радиуса ларморовской окружности

Выражения для степеней поляризации тогда записываются для этого случая следующим образом:

$$\rho_l = \frac{1 - \left| \frac{\cos\theta - \beta_{\parallel}}{1 - \beta_{\parallel} \cos\theta} \right|^2}{1 + \left| \frac{\cos\theta - \beta_{\parallel}}{1 - \beta_{\parallel} \cos\theta} \right|^2}, \quad \rho_c = \frac{2 \frac{\cos\theta - \beta_{\parallel}}{1 - \beta_{\parallel} \cos\theta}}{1 + \left| \frac{\cos\theta - \beta_{\parallel}}{1 - \beta_{\parallel} \cos\theta} \right|^2}. \quad (9)$$

Из формулы (3) ясно, что РДИ направлено в малый угол ($\theta \lesssim 1/\gamma_{\parallel}$) (вдоль направления магнитного поля). В связи с этим удобно ввести новую переменную [Synchrotron..., 1999]:

$$\psi = \gamma_{\parallel} \theta. \quad (10)$$

Тогда для малых θ и больших γ_{\parallel} имеем:

$$\beta_{\parallel} \approx 1 - \frac{1}{2\gamma_{\parallel}^2} - \frac{1}{8\gamma_{\parallel}^4}, \quad \cos\theta \approx 1 - \frac{\theta^2}{2} + \frac{\theta^4}{24}, \quad \cos^2\theta \approx 1 - \theta^2 + \frac{\theta^4}{3}, \quad (11)$$

что с учётом (10) приводит к выражениям:

$$1 - \beta_{\parallel} \cos\theta \approx \frac{1}{2\gamma_{\parallel}^2} (1 + \psi^2), \quad \cos\theta - \beta_{\parallel} \approx \frac{1}{2\gamma_{\parallel}^2} (1 - \psi^2). \quad (12)$$

Угловое распределение степеней поляризации в лабораторной системе отсчёта с учётом (10) записывается следующим образом [Epstein, 1973]:

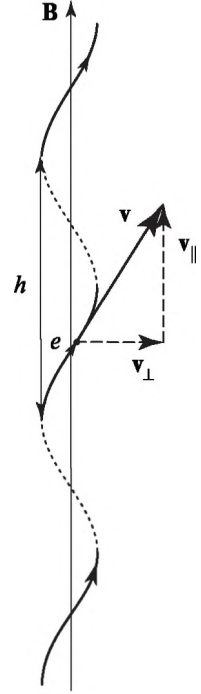
$$\rho_l \approx 2 \frac{\psi^2}{1 + \psi^4}, \quad (13)$$

$$\rho_c \approx \frac{1 - \psi^4}{1 + \psi^4}. \quad (14)$$

Соответствующие графики углового распределения РДИ для различных значений параметра γ приведены на рис. 3 и 4.

Выражение для дифференциальной мощности излучения в телесный угол $d\Omega$ за время dt и приходящейся на элемент частотного диапазона $d\omega$ получается из выражений (3) с помощью формул (8) и следующих преобразований:

$$d\Omega_0 = d\Omega \frac{d\cos\theta_0}{d\cos\theta} = d\Omega \frac{1 - \beta_{\parallel}^2}{(1 - \beta_{\parallel} \cos\theta)^2}, \quad (15)$$



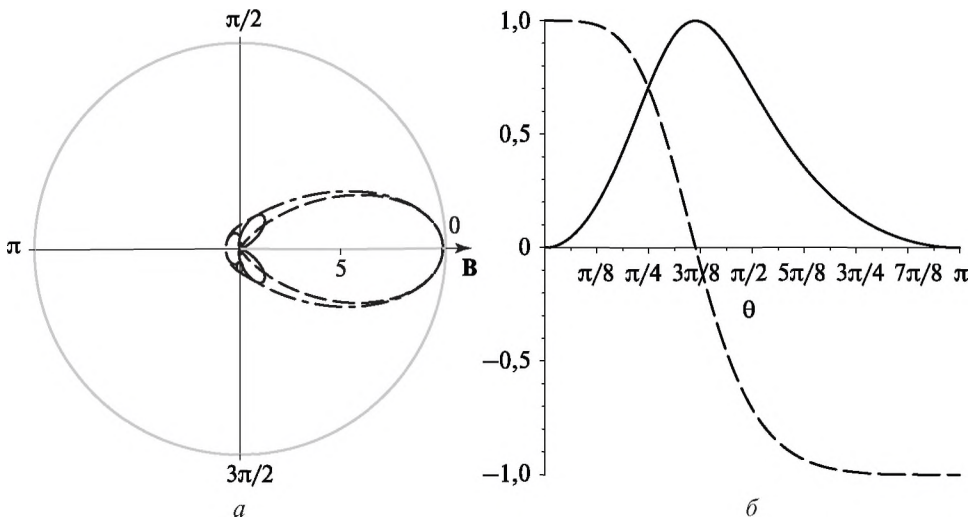


Рис. 3. Релятивистское дипольное излучение при $\gamma_{\parallel} = 1,1$: *a* — диаграмма углового распределения релятивистского дипольного излучения; *b* — зависимость степени поляризации от угла. Сплошная линия отвечает линейной поляризации, пунктирная — круговой, штрихпунктирная — полному излучению системы

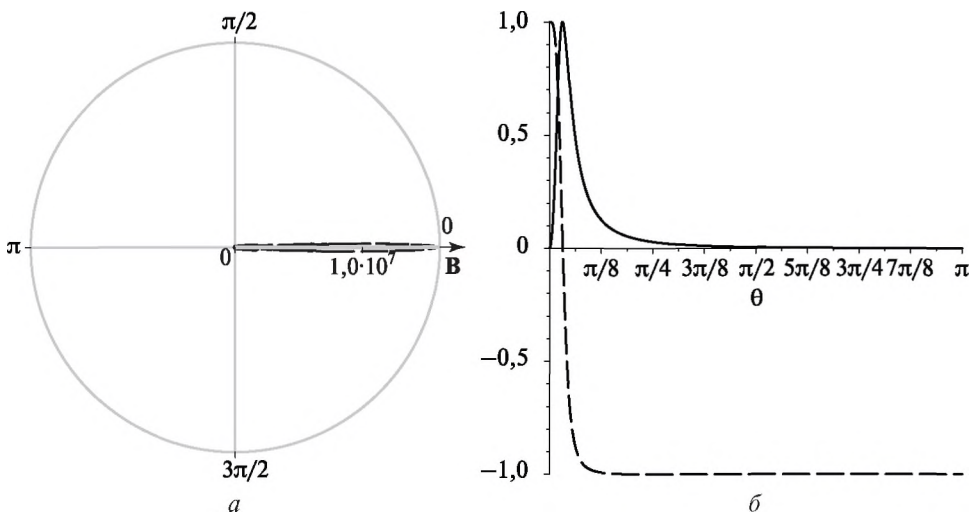


Рис. 4. Релятивистское дипольное излучение при $\gamma_{\parallel} = 10$: *a* — диаграмма углового распределения релятивистского дипольного излучения; *b* — зависимость степени поляризации от угла. Сплошная линия отвечает линейной поляризации, пунктирная — круговой, штрихпунктирная — полному излучению системы

Получаем в результате [Epstein, 1973]:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \omega_B^2 \gamma_{\perp 0}^2}{8\pi c^3 \gamma_{\parallel}} \left| \frac{(\cos\theta - \beta_{\parallel})^2}{(1 - \beta_{\parallel} \cos\theta)^2} \right| \frac{(1 - \beta_{\parallel}^2)^{3/2}}{(1 - \beta_{\parallel} \cos\theta)^3} \delta \left| \omega - \frac{\omega_B}{\gamma_{\parallel} (1 - \beta_{\parallel} \cos\theta)} \right| \text{эрг}/(\text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}). \quad (16)$$

Излучение в РД режиме монохроматическое в любом выделенном направлении. Распределение же частот по углам может быть получено с использованием формул, описывающих эффект Доплера [Landau, Lifshitz, 1975] (см. также [Epstein, 1973]), которые, с учётом выражений (12), записываются следующим образом:

$$dt_0 = dt \sqrt{1 - \beta_{\parallel}^2}, \quad \omega = \omega_B \frac{\sqrt{1 - \beta_{\parallel}^2}}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta}, \quad 2 \gg \gamma_{\parallel} \omega_B \gg \omega \gg \frac{\omega_B}{2\gamma_{\parallel}} \quad \text{при } 0 \leq \theta \leq \pi. \quad (17)$$

Приближённо получаем:

$$\omega \approx \frac{2\gamma_{\parallel} \omega_B}{1 + \psi^2}, \quad \psi^2 = \frac{2\gamma_{\parallel} \omega_B}{\omega} - 1. \quad (18)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ показал, что два режима излучения — циклотронный и релятивистский дипольный — характеризуются различными угловыми распределениями поляризационных компонент (рис. 1, 3а, 4а). Естественно предположить, что максимум излучения приходится на направление к полюсу нейтронной звезды. В этом случае линейная поляризация для циклотронного излучения практически полностью отсутствует, в то время как для релятивистского дипольного излучения она почти достигает единицы. Представляется возможным использовать это различие в поляриметрических исследованиях рентгеновских источников такими спутниками как Astro-H (<http://astro-h.isas.jaxa.jp>), X-Calibur и др. [Kislat et al., 2014].

ЛИТЕРАТУРА

- [Baushev, Bisnovatyi-Kogan, 1999] *Baushev A. N., Bisnovatyi-Kogan G. S.* The cyclotron emission of anisotropic electrons in the X-ray pulsars // *Astronomical Reports*. 1999. V. 43. P. 241.
- [Bisnovatyi-Kogan, 1973] *Bisnovatyi-Kogan G. S.* Beam pattern of an x-ray pulsar // *Astron. Zh.* 1973. V. 50. P. 902.
- [Bisnovatyi-Kogan, Fridman, 1969] *Bisnovatyi-Kogan G. S., Fridman A. M.* Mechanism for Emission of X Rays by a Neutron Star // *Astron. Zh.* 1969. V. 46. P. 721.
- [Bisnovatyi-Kogan, Komberg, 1974] *Bisnovatyi-Kogan G. S., Komberg B. V.* Pulsars and close binary systems // *Astron. Zh.* 1974. V. 51. P. 373.
- [Deeter et al., 1998] *Deeter J. E.* et al. The 35 Day Evolution of the Hercules X-1 Pulse Profile: GINGA Observations and Their Implications // *Astrophysical J.* 1998. V. 502. P. 802–823.
- [Epstein, 1973] *Epstein R.* Synchrotron Sources. Extension of Theory for Small Pitch Angles // *Astrophysical J.* 1973. V. 183. P. 593–610.
- [Kislat et al., 2014] *Kislat F.* et al. An Unfolding Method for X-ray Spectro-Polarimetry // *Astroparticle Physics*. 2014. V 64. P. 40–48. doi: 10.1016/j.astropartphys.2014.11.003.
- [Landau, Lifshitz, 1975] *Landau L. D., Lifshitz E. M.* The classical theory of fields. Oxford: Pergamon Press, 1975.
- [Scott et al., 2000] *Scott D. M., Leahy D. A., Wilson R. B.* The 35 Day Evolution of the Hercules X-1 Pulse Profile: Evidence for a Resolved Inner Disk Occultation of the Neutron Star // *Astrophysical J.* 2000. V. 539. P. 392–412.

- [Sheffer et al., 1992] *Sheffer E. K.* et al. X-ray studies of the pulsar Hercules X-1 from the Astron space station // *Astronomical J.* 1992. V. 69. P. 82–105.
- [Synchrotron..., 1999] *Synchrotron radiation theory and its development: In Memory of I. M. Ternov / Ed. V. A. Bordovitsyn.* Singapour: World Scientific. 1999. 447 p.
- [Trubnikov, 1961] *Trubnikov V. A.* On the Angular Distribution of Cyclotron Radiation from a Hot Plasma // *Phys. fluids.* 1961. V. 4. P. 195.
- [Trümper et al., 1978] *Trümper J., Pietsch W., Reppin C.* et al. Evidence for strong cyclotron line emission in the hard X-ray spectrum of Hercules X-1 // *Astrophysical J.* 1978. V. 219. P. 105.

RELATIVISTIC DIPOLE RADIATION IN THE MODEL OF HERCULES X-1

Ya. S. Lyakhova^{1,2}, G. S. Bisnovatyi-Kogan^{2,1}

¹ National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute) (NRNU MEPhI)

² Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

Two radiation regimes are considered. The first one is provided by electrons moving in a magnetic field in circles with non-relativistic velocity (Cyclotron radiation). The second one is provided by electrons moving in a magnetic field on a helix with ultra-relativistic longitudinal and non-relativistic transverse velocity components. The applicability of these models is considered by the example of the object Hercules X-1. The test based on polarization observations is suggested to distinguish between the cyclotron and relativistic dipole origin of features observed in X-ray spectra of X-ray sources.

Keywords: polarization, X-ray sources, accretion, cyclotron radiation.

Lyakhova Yana Sergeevna — student (NRNU MEPhI), senior laboratory assistant (IKI RAN)
Bisnovatyi-Kogan Gennady Semyonovich — chief scientist, doctor of physical and mathematical sciences, professor

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОМЕТРОВЫХ МИНЕРАЛЬНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В МЕТЕОРИТЕ КАМПО-ДЕЛЬ-СЬЕЛО

Е. М. Максимова, С. С. Гонцова, И. А. Наухацкий, Е. Т. Милюкова

Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского
(КФУ им. В. И. Вернадского), Симферополь

Методами рентгеноструктурного анализа, оптической и сканирующей электронной микроскопии определён химический и минеральный состав осколка железного (IAB) метеорита Кампо-дель-Сьело. Образец состоит из 15 кристаллических фаз, основной из которых является камасит α -(Fe, Ni) — низкотемпературная объёмно-центрированная фаза железа. Обнаружены многочисленные нодулы (узелки) различных минералогических композиций: силикаты + металл, металл + графит + силикаты, металл + графит.

Ключевые слова: метеорит, минеральный состав, рентгеноструктурный анализ, сканирующая микроскопия.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование макро- и микроструктуры метеоритов является ключевым, а часто и единственным источником информации о протопланетной и ранней планетной истории Солнечной системы.

В зависимости от соотношения металлической фазы и силикатных включений метеориты делят на три основные группы: каменные (аэролиты), железокаменные (сидеролиты) и железные (сидериты). По содержанию железа, никеля, галлия, германия и иридия различают тринадцать химических подгрупп железных метеоритов, каждая из которых соответствует конкретному родительскому телу [Додд, 1986].

Одним из представителей железных метеоритов группы IAB является метеорит Campo del Cielo («Небесное поле»), получивший своё имя по названию области на севере Аргентины, где был найден. Отличается большим количеством силикатных включений [Kurat, 2009; Pravdivtseva, 2013].

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Цель работы: определение химического и минерального состава осколка метеорита Кампо-дель-Сьело методами рентгеноструктурного анализа, оптической и сканирующей электронной микроскопии, энергодисперсионного анализа.

Поверхность исследуемого образца (1,5×2 см, масса 13,55 г) имеет стальной цвет с характерной оплавленной текстурой, сформировавшейся под воздействием высоких температур (рис. 1).

Максимова Елена Михайловна — доцент, кандидат физико-математических наук, lenamax112@rambler.ru

Гонцова Светлана Сергеевна — студентка

Наухацкий Игорь Анатольевич — заведующий лабораторией

Милюкова Елена Татосовна — ведущий специалист



Рис. 1. Исследуемый образец

РЕЗУЛЬТАТЫ

Фото поверхности, полученные с помощью веб-камеры с разрешающей способностью 5 Мпикс, установленной на оптическом микроскопе МИН-8 (х3.5), позволяют увидеть в коре плавления метеорита многочисленные кратеры с различными кристаллическими включениями (рис. 2).

Структурное исследование осколка проводилось на дифрактометре общего назначения ДРОН-3 методом порошков с использованием медного излучения ($\text{Cu K}\alpha$). Съёмка проводилась в области углов 2θ от 10 до 100° . Установлено, что основная кристаллическая фаза исследуемого образца — минерал камасит α -(Fe, Ni), низкотемпературная объёмно-центрированная фаза железа, основной минерал железных метеоритов. Параметр элементарной кристаллической ячейки камасита, рассчитанный по методу наименьших квадратов: $a = 2,875 \pm 0,003 \text{ \AA}$. Всего в образце присутствует 15 кристаллических фаз: троилит FeS , сфалерит ZnS , добрелит FeCr_2S , алабандин MnS , графит C , хромит FeCr_2O_4 , когенит Fe_3C , шрейберзит $(\text{Fe, Ni})_3\text{P}$, тэнит γ -(Fe, Ni) и группа силикатов — энстатит $(\text{Mg, Ca})\text{SiO}_3$, геденбергит $\text{CaFeSi}_2\text{O}_6$, пижонит $(\text{Ca, Fe})_2\text{Si}_2\text{O}_6$, оливин $(\text{Fe, Mg})_2\text{SiO}_4$, плакиоглаз $(\text{Ca, Na})(\text{Al, Si})[\text{AlSi}_2\text{O}_8]$ [Гонцова и др., 2015].



Рис. 2. Минеральные включения в коре плавления метеорита

Морфология поверхности образца исследовалась на растровом электронном микроскопе РЭМ-106 с приставкой ЭДС-1. Энергодисперсионное исследование состава поверхности показало, что она более чем на 90 % состоит из железа с небольшим (<7 %) содержанием никеля (рис. 3).

Железная матрица камасита покрыта многочисленными семействами параллельных полос — линиями Неймана, образовавшимися под действием ударной нагрузки. Ударные нагрузки приводят также к многочисленным деформациям минерала шрейберзита [Nolze, 2013] (рис. 4).

Поверхность исследуемого образца покрыта многочисленными нодулями (узелками) различных минералогических композиций: силикаты + металл, силикаты + графит + металл, графит + металл.

Химический состав глобулярных образований (рис. 5), по мере убывания [масс. %]: 40,22 % Si; 19,77 % O; 13,79 % Ca; 13,14 % Fe; 8,73 % Mg; 3,25 % Mn; 1,10 % Al — свидетельствует об их преимущественно силикатной природе.

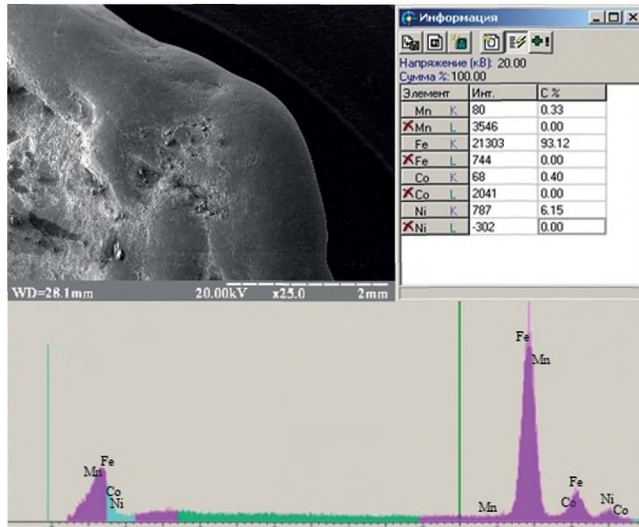


Рис. 3. Энергодисперсионный спектр поверхности образца

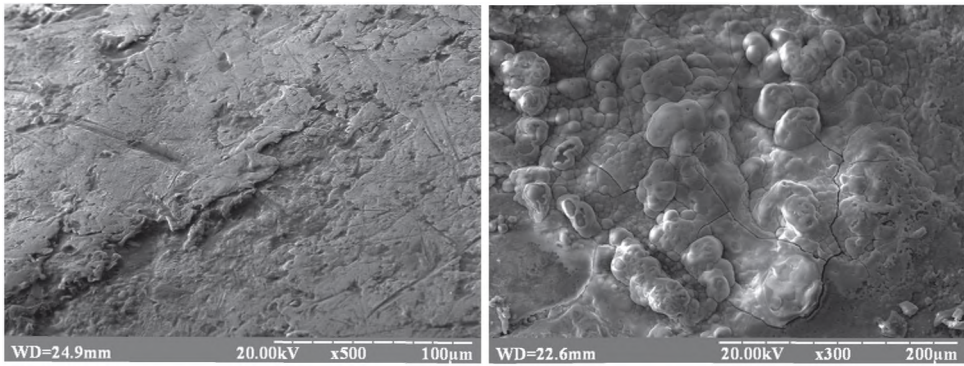


Рис. 4. Морфология поверхности метеорита: а — камасит; б — шрейберзит

В суммарном спектре следующей области на поверхности образца (рис. 6) присутствуют: 27,58 % Si; 24,25 % O; 23,87 % C; 17,2 % Fe; 3,73 % Mg; 2,12 % Ca; 1,25 % S [масс. %]. По качественному и количественному составу — это силикатные включения с графитом.

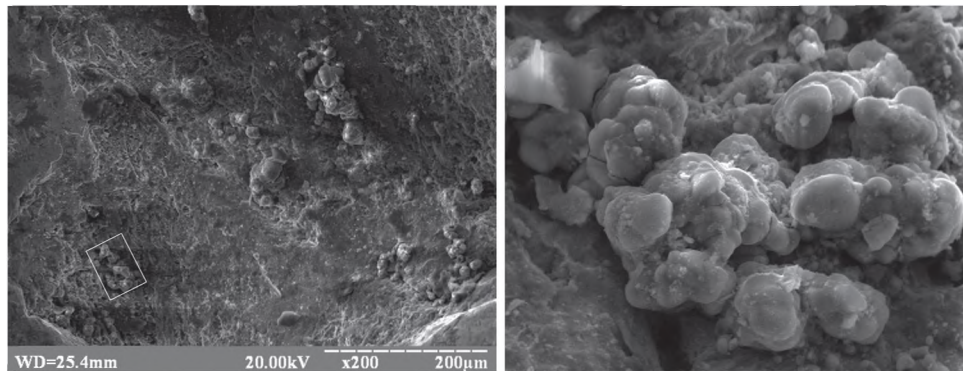


Рис. 5. Глобулярные силикатные образования

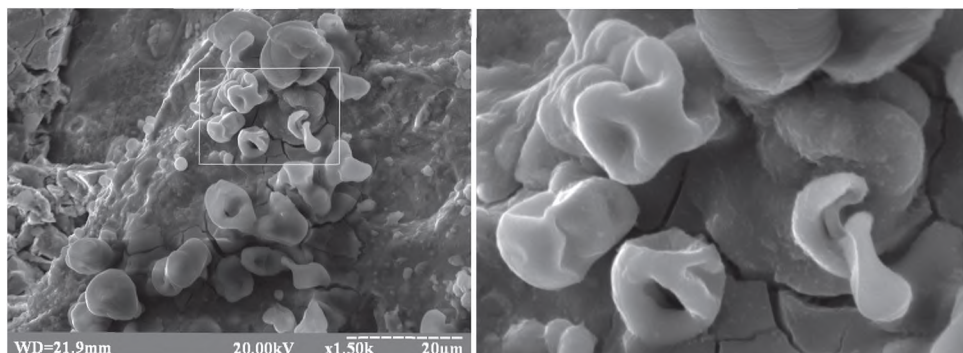


Рис. 6. Силикатно-графитовые включения

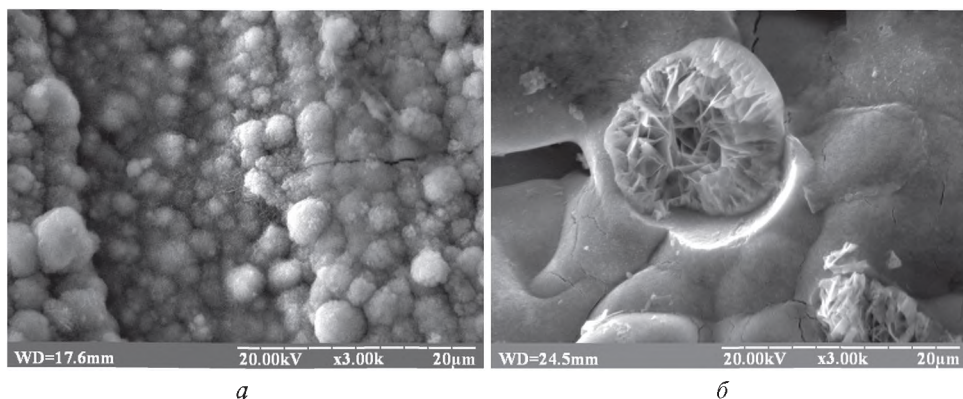


Рис. 7. Графитовые образования: *а* — «пушистые» агрегаты; *б* — графитовые зёрна

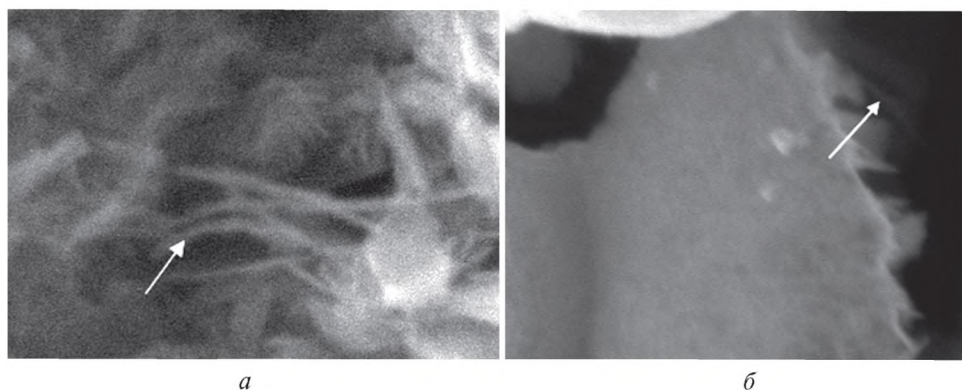


Рис. 8. Формы углерода в исследованном образце: *а* — нанотрубки; *б* — нанопфибры

Текстура графита в метеорите Кампо-дель-Сьело разнообразна и меняется в зависимости от количественного содержания графита от округлых «пушистых» образований диаметром около 2- до 16-мкм зёрен, заполненных пластинками графита (рис. 7).

В исследованном образце наблюдаются также углеродные нанотрубки диаметром 1,8 мкм и нанопфибры диаметром 90 нм (рис. 8).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Минеральная матрица исследованного осколка железного метеорита Кампо-дель-Сьело состоит из 15 кристаллических фаз, основной из которых является камасит (объёмно-центрированное железо с примесями никеля), и большого количества силикатных включений. По минералогии и микроэлементному составу группа железных метеоритов IAB химически близкородственна уинонитам, редкой группе примитивных ахондритов. Возможно, что обе группы происходят от одного и того же родительского тела [Goldstein et al., 2009].

Авторы выражают благодарность научному сотруднику НИИ КРАО Теребежу В. Ю. за предоставленный для исследований образец.

ЛИТЕРАТУРА

- [Гонцова и др., 2015] Гонцова С. С., Максимова Е. М., Наухацкий И. А. Изучение тонкой кристаллической структуры метеорита Кампо-дель-Сьело // Физическое образование в вузах. 2015. Т. 21. № 1С. С. 18–19.
- [Додд, 1986] Додд Р. Т. Метеориты: Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 384 с.
- [Goldstein et al., 2009] Goldstein J. I., Scott E. R. D., Chabot N. L. Iron meteorites: Crystallization, thermal history, parent bodies, and origin // Chemie der Erde. 2009. V. 69. P. 293–325.
- [Kurat, 2009] Kurat G., Zinner E., Varela M. E., Ntaflou T. SiGrMet05: A Silicate-Graphite-Metal Inclusion from the Campo del Cielo (IAB) Iron: abstr. // 40th Lunar and Planetary Science Conference. 2009. 1536.pdf. URL: <http://www.lpi.usra.edu/meetings/lpsc2009/pdf/1536.pdf>.

[Nolze, 2013] *Nolze G.* Messenger from Space // *G. I.T. Imaging and Microscopy*. 2013. No. 3. P. 2–4.

[Pravdivtseva, 2013] *Pravdivtseva O., Meshik A., Hohenberg C. M., Kurat G.* I-Xe ages of Campo del Cielo silicates as a record of the complex early history of the IAB parent body // *Meteoritics and Planetary Science*. 2013. V. 48. No. 12. P. 2480–2490.

THE STUDY OF NANOMETER MINERAL FORMATIONS IN THE CAMPO DEL CIELO METEORITE

E. M. Maksimova, S. S. Hontsova, I. A. Nauhatsky, E. T. Milyukova

V.I. Vernadsky Crimean Federal University (Vernadsky CFU), Simferopol

It was determined the chemical and mineral composition of the fragment of the iron (IAB) Campo del Cielo meteorite by X-ray diffraction analysis, optical and scanning electron microscopy. There are 15 crystalline phases, the main of which is kamacite α -(Fe, Ni) — low-temperature body-centered phase of iron. We found numerous nodules of different mineralogical compositions: silicates + metal, metal + graphite + silicates, metal + graphite.

Keywords: meteorite, mineral composition, X-ray diffraction analysis, scanning microscopy.

Maksimova Elena Mikhailovna — associate professor, PhD, lenamax112@rambler.ru

Hontsova Svetlana Sergeevna — student

Nauhatsky Igor Anatolievich — head of laboratory

Milyukova Elena Tatosovna — leading specialist

ЛИНЕАРИЗОВАННАЯ СУПЕРГРАВИТАЦИЯ С НАРУШЕННОЙ ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТЬЮ

А. О. Маракулин, С. М. Сибиряков

Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

Рассматривается суперсимметричное обобщение лоренц-нарушающей теории эйнштейн-эфир гравитации. Построен наиболее общий лагранжиан линеаризованной эйнштейн-эфир супергравитации в рамках суперполевого формализма. Определены значения параметров теории, зафиксированных суперсимметрией.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-02-31429).

Ключевые слова: суперсимметрия, супергравитация, нарушение лоренц-инвариантности.

ВВЕДЕНИЕ

Важнейшей проблемой современной теоретической физики является несовместимость принципов квантовой теории поля и общей теории относительности: вопросы построения непротиворечивой квантовой теории гравитации остаются открытыми. Выходом из сложившегося положения может стать ограничение области применимости ряда постулатов, на которых построена современная теория гравитации, и отказ от них на высоких энергетических масштабах. Одним из вариантов такой модификации теории является отказ от лоренц-инвариантности как фундаментальной симметрии.

Возможность того, что лоренц-симметрия может оказаться лишь эффективной симметрией, возникающей в низкоэнергетическом пределе, широко обсуждается в современной физике. Попытки решить проблемы общей теории относительности являются одной из основных мотиваций при рассмотрении лоренц-нарушающих моделей. Ряд лоренц-нарушающих модификаций эйнштейновской общей теории относительности хорошо зарекомендовал себя с точки зрения лучшей совместимости с квантовой теорией поля: так, весьма перспективным представляется нерелятивистский подход к квантованию гравитации, предложенный П. Хоравой [Horava, 2009], получивший в последнее время развитие в ряде работ [Blas et al., 2009, 2010], основанный на замене лоренц-инвариантности требованием анизотропной масштабной инвариантности в области высоких энергий. Низкоэнергетический предел теории Хоравы — хронометрическая теория гравитации — является частным случаем так называемой теории эйнштейн-эфир гравитации [Jacobson, 2007].

Маракулин Артур Олегович — аспирант, marakulin@physics.msu.ru

Сибиряков Сергей Михайлович — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, sergey.sibiryaakov@cern.ch

Лоренц-инвариантность проверена многочисленными экспериментальными тестами [Kosteleyky, Russell, 2011], и в секторе Стандартной модели существуют сильные ограничения на параметры лоренц-нарушения. В то же время нарушение лоренц-инвариантности при высоких энергиях, как правило, приводит также к существенному нарушению в области низких энергий [Collins et al., 2004]. Поэтому для того, чтобы теория гравитации с нарушением лоренц-инвариантности в ультрафиолетовой области была феноменологически приемлемой, она должна содержать механизм, обеспечивающий восстановление лоренц-инвариантности при низких энергиях. Один из таких механизмов, основанный на суперсимметрии [Nibbelink, Pospelov, 2005], реализован в суперсимметричном обобщении эйнштейн-эфир теории [Pujolás, Sibiryaakov, 2012]. Суперсимметрия резко ограничивает возможность взаимодействия эфира с сектором Стандартной модели, оставляя последний лоренц-инвариантным. Кроме того, суперсимметричное обобщение эйнштейн-эфир теории имеет ряд важных феноменологических следствий.

Действие для эйнштейн-эфир гравитации имеет вид

$$S = S_{GR} - \frac{1}{2} \int d^4x \sqrt{-g} \left(c_1 (\nabla_n u_m)^2 + c_2 (\nabla_m u_m)^2 + c_3 \nabla_n u_m \nabla^m u^n - c_4 u^r u^s \nabla_r u_m \nabla_s u^m \right), \quad (1)$$

где S_{GR} — действие обычной эйнштейновской гравитации. Эфир представляет собой динамическое времениподобное векторное поле с единичной нормой ($u_m u^m = -1$). Суперсимметричное обобщение эфира, предложенное в работе [Pujolás, Sibiryaakov, 2012], использует киральное векторное суперполе U_m , низшая компонента которого в разложении по грассмановым переменным является полем эфира. На суперполе накладывается условие

$$U_m U^m = -1. \quad (2)$$

Авторы работы [Pujolás, Sibiryaakov, 2012] построили наиболее общее действие для поля суперэфира, приводящее к условиям на параметры действия эфира: $c_2 + c_3 = 0$, $c_4 = 0$. Определить значения параметров c_2 и c_3 по отдельности можно только при рассмотрении полной версии суперсимметричной эйнштейн-эфир теории, включающей супергравитацию. Задача построения эйнштейн-эфир супергравитации как обобщения минимальной $N=1$ супергравитации не может быть решена, поскольку в её рамках невозможно определить киральное векторное суперполе: суперковариантные производные со спинорными индексами не антикоммутируют. В связи с этим необходимо обратиться к моделям неминимальной $N=1$ супергравитации, которые дают возможность определить антикоммутирующие суперковариантные производные со спинорными индексами [Buchbinder, Kuzenko, 1998]. Для построения суперсимметричного лагранжиана эйнштейн-эфир гравитации, инвариантного относительно суперкалибровочных преобразований, нужно воспользоваться версией неминимальной супергравитации, соответствующей параметру Зигеля $n = -1$, поскольку в её рамках условие киральности векторного суперполя совместно с условием (2). В качестве первого шага к построению лагранжиана лоренц-нарушающей супергравитации рассмотрим предел линеаризованной супергравитации.

1. ПОСТРОЕНИЕ ЛАГРАНЖИАНА

Действие линеаризованной неминимальной $n = -1$ супергравитации в терминах суперполей первого порядка малости — вещественного гравитационного суперполя V_a , неминимального компенсатора Γ , представляющего собой линейное скалярное суперполе ($\bar{D}^2\Gamma = 0$), и сопряжённого ему, имеет вид [Buchbinder, Kuzenko, 1998]

$$S_{SG} = \int d^8z \left[\frac{1}{4} \left((\partial_k V_b)^2 - (\Delta_k V_b)^2 \right) + \Delta_k V_k (\Gamma + \bar{\Gamma}) + i \partial_k V_k (\Gamma - \bar{\Gamma}) - \Gamma^2 - \bar{\Gamma}^2 - \Gamma \bar{\Gamma} \right],$$

где введено обозначение $\Delta_k V_n = \frac{1}{4} \bar{\sigma}_k^{\alpha\alpha} [\bar{D}_\alpha, D_\alpha] V_n$, которое будет удобно нам в дальнейшем. Действие представляет собой функционал, инвариантный относительно суперкалибровочных преобразований с параметрами L_α, \bar{L}_α

$$\delta V_{\alpha\dot{\alpha}} = \bar{D}_\alpha L_\alpha - D_\alpha \bar{L}_\alpha, \quad (4)$$

$$\delta \bar{\Gamma} = \frac{1}{4} D^\alpha \bar{D}^2 L_\alpha. \quad (5)$$

Обозначим вакуумное среднее суперсимметричного поля эфира как W^a , а возмущение первого порядка над вакуумом как v^a . Для определённости будем считать, что вакуум суперэфира вещественный, хотя суперсимметрия позволяет рассматривать комплексный вакуум. Суперкалибровочные преобразования для суперэфира имеют вид

$$\delta_L v^a = \frac{1}{4} (\sigma_{ab})^\gamma_\beta D_\gamma \bar{D}^2 L^\beta W^b + \text{h.c.} \quad (6)$$

и оставляют инвариантной суперковариантную производную суперэфира:

$$\bar{\nabla}_\alpha v^a = \bar{D}_\alpha v^a + \Phi_{\dot{\alpha}b}^a W^b = 0, \quad (7)$$

$$\Phi_{\dot{\alpha}bc} = \frac{1}{4} (\sigma_{ab})^\beta_\gamma \varepsilon^{\alpha\gamma} \bar{D}^2 D_\beta V_{\alpha\dot{\alpha}} + (\bar{\sigma}_{ab})^\beta_\alpha \bar{D}_\beta \Gamma \quad (8)$$

— связность в суперпространстве.

Приведённый набор суперполей достаточен для построения супергравитации с нарушенной лоренц-инвариантностью. Процедура построения проста идейно, однако включает в себя довольно громоздкие вычисления, такие как выписывание калибровочных преобразований всех возможных независимых вещественных суперполевых слагаемых второго порядка малости без свободных векторных индексов, составленных из рассмотренных здесь суперполей. Коэффициенты при одинаковых слагаемых в преобразованиях рассматриваются как коэффициенты системы линейных уравнений, в которой неизвестные — это числовые коэффициенты, стоящие перед выписанными суперполевыми конструкциями в лагранжиане.

После решения системы линейных уравнений получается лагранжиан, инвариантный относительно суперкалибровочных преобразований, содержащий один свободный параметр:

$$L = \frac{1}{4} \left[(\partial_k V_b)^2 - (\Delta_k V_b)^2 \right] + \Delta_k V_k (\Gamma + \bar{\Gamma}) + i \partial_k V_k (\Gamma - \bar{\Gamma}) - \Gamma^2 - \bar{\Gamma}^2 - \Gamma \bar{\Gamma} +$$

$$+ C \left\| v_a \bar{v}^a - W^a W^a \left[\frac{3}{16} \eta_{ac} \left[(\Delta_k V_b)^2 - (\partial_k V_b)^2 \right] - \frac{1}{4} \eta_{ac} \left[(\Delta_b V_b)^2 - (\partial_b V_b)^2 \right] + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \Delta_a V_c (\Gamma + \bar{\Gamma}) + i \partial_a V_c (\Gamma - \bar{\Gamma}) + \frac{1}{8} \eta_{ac} (\Gamma^2 + \bar{\Gamma}^2) + \frac{1}{8} \eta_{ac} \Gamma \bar{\Gamma} \right] \right\|. \quad (9)$$

Этот параметр соответствует общему коэффициенту перед действием эфира.

2. ВЫРАЖЕНИЯ В КОМПОНЕНТАХ

Для определения значений параметров лоренц-нарушения необходимо выписать бозонную часть полученного лагранжиана в компонентах. Для этого, в свою очередь, необходимо знать бозонную часть разложения используемых суперполей по грассмановым переменным. Низшие компоненты гравитационного суперполя V_m могут быть занулены калибровочным преобразованием. Калибровка, в которой они равны нулю, называется калибровкой Весса-Зумино для супергравитации, и в этой калибровке бозонная часть гравитационного суперполя имеет вид

$$V^m(x) \Big|_{\text{bos}} = \theta \sigma_a \bar{\theta} e_m^a(x) + \theta^2 \bar{\theta}^2 A^m(x), \quad (10)$$

где e_m^a — симметризованная тетрада первого порядка малости, в рамках линеаризованной гравитации являющаяся возмущением над нулевой тетрадой, представляющей собой просто символ Кронекера. Бозонная часть линейного компенсатора в киральном представлении в терминах «левых» координат ($y^m = x^m + i\theta\sigma^m\bar{\theta}$) имеет вид

$$\Gamma(y) \Big|_{\text{bos}} = \theta^2 B(y) + \theta \sigma^2 \bar{\theta} (v_a(y) + i\mu_a(y)). \quad (11)$$

Для того чтобы выписать разложение кирального векторного суперполя v_a по грассмановым переменным, заметим, что оно удовлетворяет условию $\bar{D}_{\dot{\alpha}} v_b = -\Phi_{\dot{\alpha}bc} W^c$. Компонентное выражение для бозонной части суперэфира можно записать следующим образом:

$$v_b(y) \Big|_{\text{bos}} = v_b(y) + \theta^2 G_b(y) + \theta \sigma^k \bar{\theta} f_{bk}(y). \quad (12)$$

Кроме того, вакуумное среднее суперэфира имеет лишь низшую бозонную компоненту, $W^a = w^a$. Условие киральности, выписанное в компонентах, приводит к равенству

$$f_{bk} = w_c A_p \text{tr}(\sigma_{bc} \sigma_{pk}) + i w_c \partial_m e_{np} \text{tr}(\sigma_k \bar{\sigma}_p \sigma_{bc} \sigma_{nm}) + w_c (v_p + i\mu_p) \text{tr}(\bar{\sigma}_{bc} \bar{\sigma}_{kp}). \quad (13)$$

После интегрирования по суперпространству и отынтегрирования вспомогательных полей A_m, v_m, μ_m, G_m, B бозонная часть лагранжиана для интересующего нас случая действительных флуктуаций эфира принимает вид

$$L_{\text{bos}} = \left[1 + \frac{C}{4} \left\| \frac{1}{2}(\partial_k e)^2 - \frac{1}{2}(\partial_k e_{mn})^2 + \partial_m e^{mp} \partial^n e_{np} - \partial_m e^{mp} \partial^p e \right\| + \right. \\ \left. + C \left(-(\partial_k v_b)^2 + 2w_a \partial_c v_b (\partial_a e_{bc} - \partial_b e_{ac}) - w_a w_c (\partial_p e_{ak} - \partial_a e_{pk}) (\partial_p e_{ck} - \partial_c e_{pk}) \right) \right]. \quad (14)$$

Сравнивая полученное выражение с общим видом лагранжиана эйнштейн-эфир гравитации, нетрудно показать, что построенная нами теория соответствует частному случаю выбора параметров нарушения лоренц-инвариантности: $c_1 = 4C/(4 + C)$, $c_{2,3,4} = 0$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

В данной работе нами был построен лагранжиан линеаризованной супергравитации с нарушенной лоренц-инвариантностью в суперполях, а также выписана его бозонная часть в компонентах. В заключение коротко обсудим, какие экспериментальные ограничения в настоящее время налагаются на построенную теорию.

В общем случае эйнштейн-эфир теории параметры постньютоновского разложения $\alpha_{1,2}$ выражаются через параметры нарушения лоренц-инвариантности c_i [Jacobson, 2007]. Из наблюдений в Солнечной системе известны сильные ограничения: $|\alpha_1| \lesssim 10^{-4}$, $|\alpha_2| \lesssim 4 \cdot 10^{-7}$ [Foster, Jacobson, 2006]. Как показано в данной работе, случай суперсимметризованной эйнштейн-эфир теории соответствует выбору параметров $c_1 \neq 0$, $c_{2,3,4} = 0$. В этом случае жёсткие ограничения касаются именно коэффициента $|c_1| \lesssim 10^{-7}$.

ЛИТЕРАТУРА

- [Blas et al., 2009] *Blas D., Pujolas O., Sibiryakov S.* On the extra mode and inconsistency of Horava gravity // J. High Energy Physics. 2009. V. 10. 29 p.
- [Blas et al., 2010] *Blas D., Pujolas O., Sibiryakov S.* Consistent extension of Horava gravity // Physical Review Letters. 2010. V. 104. Iss. 18. P. 181302-1–181302-4.
- [Buchbinder, Kuzenko, 1998] *Buchbinder I. L., Kuzenko S. M.* Ideas and Methods of Supersymmetry and Supergravity, Or a Walk Through Superspace. Institute of Physics Pub, 1998. 656 p.
- [Collins et al., 2004] *Collins J., Perez A., Sudarsky D., Urrutia L., Vucetich H.* Lorentz invariance and quantum gravity: an additional fine-tuning problem? // Physical Review Letters. 2004. V. 93(19). 191301. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.191301>.
- [Foster, Jacobson, 2006] *Foster B. Z., Jacobson T.* Post-Newtonian parameters and constraints on Einstein – æther theory // Physical Review D. 2006. V. 73(6). P. 064015-1–064015-9.
- [Horava, 2009] *Horava P.* Quantum gravity at a Lifshitz point // Physical Review D. 2009. V. 79(8) 29 p. doi: 10.1103/PhysRevD.79.084008.
- [Jacobson, 2007] *Jacobson T.* Einstein-æther gravity: a status report // Proceedings of Science. Quantum to Emergent Gravity: Theory and Phenomenology June 11-15 2007, Trieste, Italy. QG-PH. 2007. 20 p.
- [Kostelecky, Russell, 2011] *Kostelecky V. A., Russell N.* Data tables for Lorentz and CPT violation // Reviews of Modern Physics. 2011. V. 83(1). P. 11–31.

- [Nibbelink, Pospelov, 2005] *Nibbelink S. G., Pospelov M.* Lorentz violation in supersymmetric field theories // *Physical Review Letters*. 2005. V. 94(8). P. 08160-1–08160-4.
- [Pujolás, Sibiriyakov, 2012] *Pujolás O., Sibiriyakov S.* Supersymmetric æther // *J. High Energy Physics*. 2012.

LINEARIZED SUPERGRAVITY WITH BROKEN LORENTZ INVARIANCE

A. O. Marakulin, S. M. Sibiriyakov

Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences (INR RAS)

The supersymmetric extension of the Lorentz violating Einstein-aether theory of gravity is considered. The most general Lagrangian of the Einstein-aether supergravity is constructed using the superfield formalism. The values of the theory parameters fixed by supersymmetry are obtained. The work is supported by the RFBR grant 14-02-31429.

Keywords: supersymmetry, supergravity, Lorentz violation.

Marakulin A. O. — postgraduate student, marakulin@physics.msu.ru
Sibiriyakov S. M. — senior scientist, PhD, sergey.sibiriyakov@cern.ch

ВЛИЯНИЕ ЗВЁЗДООБРАЗОВАНИЯ НА МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ГАЛАКТИК В РАМКАХ МОДЕЛИ ДИНАМО СО СЛУЧАЙНЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ

Е. А. Михайлов, Д. Д. Соколов

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)

Вопрос о влиянии звёздообразования на магнитное поле спиральных галактик давно поднимался в астрономической литературе и до сих пор не имеет однозначного разрешения. Если говорить о теоретических представлениях, то можно выделить два различных подхода. С одной стороны, можно считать звёздообразование «размазанным» равномерно по диску и связать значения коэффициентов, отвечающих за рост магнитного поля, с поверхностной плотностью звёздообразования. В данной работе предлагается другой подход, основанный на том, что области звёздообразования имеют небольшой размер, существуют в течение непродолжительного времени, а их расположение описывается стохастическими законами. Полагается, что скорость турбулентных движений, входящая в уравнения динамо, принимают с определённой вероятностью значения, соответствующие нейтральной компоненте межзвёздного газа, или ионизированной. Вероятность того, что параметры соответствуют ионизованному газу, пропорциональна интенсивности звёздообразования. При слабом звёздообразовании поведение магнитного поля будет мало меняться. Однако при превышении определённого порога (примерно в пять раз больше, чем в Млечном Пути) магнитное поле начинает разрушаться. Отметим, что эти результаты качественно соответствуют тому, что было получено в рамках детерминистического подхода.

Работа выполнена при поддержке Фонда некоммерческих программ «Династия» (Программа поддержки аспирантов и молодых учёных без степени).

Ключевые слова: магнитные поля галактик, теория динамо, стохастические уравнения.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время утверждение о том, что магнитное поле оказывает влияние на величину галактического магнитного поля, практически не вызывает сомнений. Звёздообразование провоцирует такие процессы как взрывы сверхновых, истечения из звёзд и т.п. В связи с этим меняются параметры межзвёздной турбулентности, которая и является источником генерации галактического магнитного поля [Arshakian et al., 2009]. При этом механизм данного влияния изучен достаточно плохо как с наблюдательной, так и с теоретической точки зрения.

С наблюдательной точки зрения основная трудность состоит в том, что на данный момент известны магнитные поля лишь для нескольких десятков галактик, большинство из которых мало отличаются от Млечного Пути, М31 и других объектов, на изучении которых строилась теория галактического динамо [Михайлов и др., 2012]. Лишь в NGC253 и NGC6946 присутствует звёздообразование, значительно превышающее по интенсивности то, что мы

Михайлов Евгений Александрович — аспирант, ea.mikhajlov@physics.msu.ru
Соколов Дмитрий Дмитриевич — профессор, доктор физико-математических наук

наблюдаем в нашей Галактике. Однако линейные размеры NGC253 сильно отличаются от Млечного Пути, поэтому механизм динамо там должен работать немного по-другому [Hlavacek-Larrondo et al., 2011]. NGC6946 обладает сильно неоднородным магнитным полем, причём оно сосредоточено преимущественно между материальными рукавами [Beck, Hoernes, 1996]. Это можно толковать двояко: с одной стороны, можно сделать вывод о том, что интенсивное звёздообразование в рукавах подавляет рост магнитного поля [Михайлов и др., 2012]. С другой стороны, не исключено, что рукава магнитного поля вращаются по своему закону, отличному от закона вращения материальных рукавов.

С теоретической точки зрения существует подход, основанный на усреднении поверхностной плотности звёздообразования по всей галактике и вычислении эффективных значений кинематических параметров, управляющих ростом магнитного поля. В рамках данного подхода получается, что влияние звёздообразования на галактическое магнитное поле имеет пороговый эффект. При слабом звёздообразовании поведение магнитного поля практически не меняется, однако при достижении определённого порога крупномасштабное поле разрушается и восстанавливается только по окончании вспышки. В зависимости от используемой модели для магнитного поля величина данного порога превышает звёздообразование в Млечном Пути от пяти до семи раз [Михайлов, 2014; Михайлов и др., 2012].

Недостаток данного подхода заключается в том, что звёздообразование является, по сути, локальным процессом: области звёздообразования имеют небольшой размер, и в реальности параметры межзвёздного газа в каждой конкретной точке галактики далеки от усреднённых значений. С большой точностью они соответствуют либо слегка подогретой HI-компоненте, либо ионизованному водороду HII, в зависимости от того, находимся мы в области звёздообразования или нет. Распределение областей звёздообразования в грубом приближении можно считать случайным. Поэтому представляется разумным рассмотреть модель, в рамках которой коэффициенты, входящие в уравнения галактического динамо, принимают случайные значения [Михайлов, Модяев, 2014].

ГАЛАКТИЧЕСКОЕ ДИНАМО

Ввиду того, что галактический диск является достаточно тонким, можно полагать, что магнитное поле параллельно его экваториальной плоскости. Поэтому можно пользоваться цилиндрической системой координат $r - \phi - z$ и учитывать лишь две компоненты: радиальную V_r и угловую V_ϕ . Генерация крупномасштабного галактического магнитного поля обусловлена двумя эффектами: альфа-эффектом и турбулентным вращением. Альфа-эффект преобразует угловую компоненту в радиальную, дифференциальное вращение — радиальную в угловую. Каждый из этих эффектов по правилу Ленца обуславливает лишь затухание магнитного поля, однако вместе они могут дать его генерацию [Beck et al., 1996].

Возможность генерации магнитного поля определяется тем, окажутся ли альфа-эффект и дифференциальное вращение «сильнее» диссипативных про-

песов. С этой целью вводится так называемое динамо-число [Arshakian et al., 2009]:

$$D = \left[3 \frac{h\Omega}{v} \right]^2, \quad (1)$$

где h — полутолщина галактического диска; Ω — угловая скорость вращения галактики; v — скорость турбулентных движений. Генерация магнитного поля возможна, если $D > D_{cr} \approx 7$. В противном случае магнитное поле затухает.

Поведение крупномасштабной составляющей магнитного поля описывается уравнением Штеенбека-Краузе-Рэдлера [Моффат, 1980]:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{v}, \mathbf{B}] + \text{rot}(\alpha \mathbf{B}) + \eta \Delta \mathbf{B}, \quad (2)$$

где \mathbf{v} — скорость турбулентных движений; η — коэффициент турбулентной диффузии; α — коэффициент, отвечающий за альфа-эффект.

Малая толщина галактического диска позволяет также считать, что магнитное поле зависит от расстояния до экваториальной плоскости по закону:

$$B_{r,\varphi}(r, \varphi, z) = B_{r,\varphi}(r, \varphi, 0) \cos \left[\frac{\pi z}{2h} \right], \quad (3)$$

Это даёт возможность в плоскости диска заменить частные производные магнитного поля по оси z на алгебраические величины:

$$\frac{\partial^2 B_{r,\varphi}}{\partial z^2} \approx -\frac{\pi^2}{4h^2} B_{r,\varphi}. \quad (4)$$

Эти представления в совокупности с простой моделью для альфа-эффекта и условием соленоидальности магнитного поля дают систему уравнений планарного приближения [Moss, 1995; Phillips, 2001]. Если пренебречь диффузией в плоскости диска, то она принимает следующий вид:

$$\frac{dB_r}{dt} = -\frac{\Omega l^2}{h^2} B_\varphi - \eta \frac{\pi^2}{4h^2} B_r, \quad (5)$$

$$\frac{dB_\varphi}{dt} = -\Omega B_r - \eta \frac{\pi^2}{4h^2} B_\varphi. \quad (6)$$

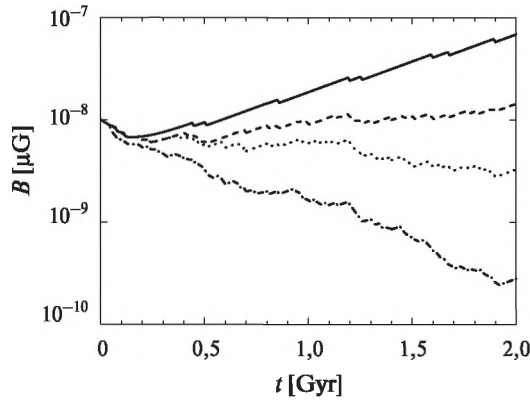
Коэффициент турбулентной диффузии можно приближённо вычислять по формуле:

$$\eta = \frac{1}{3} l v, \quad (7)$$

где l — размер турбулентных ячеек; v — скорость турбулентных движений.

МОДЕЛЬ СО СЛУЧАЙНЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ И ЗВЁЗДООБРАЗОВАНИЕМ

Чтобы учесть влияние процессов звёздообразования, рассмотрим следующую модель для скорости турбулентных движений:



Зависимость магнитного поля от времени для различной поверхностной плотности звёздообразования. Сплошная кривая показывает $\Sigma = 0,04 M_{\odot} \text{кпк}^{-2} \cdot \text{г}^{-1}$, пунктирная — $\Sigma = 0,1 M_{\odot} \text{кпк}^{-2} \cdot \text{г}^{-1}$, штриховая — $\Sigma = 0,2 M_{\odot} \text{кпк}^{-2} \cdot \text{г}^{-1}$, штрихпунктирная — $\Sigma = 0,3 M_{\odot} \text{кпк}^{-2} \cdot \text{г}^{-1}$

$$v = \begin{cases} 10 \text{ км/с} & \text{с вероятностью } (1 - p); \\ 35 \text{ км/с} & \text{с вероятностью } p. \end{cases} \quad (8)$$

Вероятность p можно считать приближённо равной доле областей звёздообразования, которую они занимают в объёме галактики: $p \approx \kappa$.

Чтобы оценить данную величину, рассмотрим галактику с радиусом 10 кпк, в которой образуется одна звезда, масса которой в 10 раз превышает солнечную. Данная звезда живёт 10^7 лет, поэтому такому процессу будет соответствовать поверхностная плотность звёздообразования $\Sigma = 3,18 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \text{кпк}^{-2} \text{г}^{-1}$. С другой стороны, вокруг данной звезды образуется область ионизованного водорода радиусом 10 пк. Считая толщину галактического диска равной 300 пк, получим, что $\kappa = 4,49 \cdot 10^{-8}$. Полагая, что κ растёт линейно с увеличением Σ , можно записать [Михайлов, 2014]:

$$\kappa \approx 12 \Sigma. \quad (9)$$

Предполагалось, что скорость турбулентных движений зависит от времени по кусочно-постоянному закону: в течение временного отрезка длины $\Delta t = 0,1$ млрд лет она постоянна, затем принимает новое случайное значение.

Характерные зависимости магнитного поля от времени показаны на рисунке. Скорости роста магнитного поля для различных значений поверхностной плотности звёздообразования приведены в таблице. Можно отметить, что устойчивый рост магнитного поля наблюдается при $\Sigma < 0,18 M_{\odot} \text{кпк}^{-2} \text{г}^{-1}$, в противном случае поле затухает.

Скорость роста магнитного поля

$\Sigma, M_{\odot} \text{кпк}^{-2} \text{г}^{-1}$	$\gamma, \text{млрд лет}^{-1}$
0,04	1,43
0,1	0,78

0,2	-0,18
0,3	-1,23

ВЫВОДЫ

Точно так же, как и в детерминированной модели, показано, что влияние звёздообразования на магнитное поле имеет пороговый характер. Значение порога, при котором данное влияние незаметно, примерно такое же, как и в предыдущих работах — поверхностная плотность звёздообразования должна быть в пять раз выше, чем в Млечном Пути. При этом стоит заметить, что данная модель более обоснована с точки зрения физики происходящих процессов, чем модель с усреднёнными значениями параметров.

ЛИТЕРАТУРА

- [Михайлов, 2014] *Михайлов Е. А.* Звёздообразование и модель галактического динамо с потоками спиральности // Письма в Астрон. журн. 2014. Т. 40. С. 445–453.
- [Михайлов, Модяев, 2014] *Михайлов Е. А., Модяев И. И.* Уравнения галактического динамо со случайными коэффициентами // Вычислительные методы и программирование. 2014. Т. 15. С. 351–358.
- [Михайлов и др., 2012] *Михайлов Е. А., Соколов Д. Д., Ефремов Ю. Н.* Темп звёздообразования и магнитные поля спиральных галактик // Письма в Астрон. журн. 2012. Т. 38. С. 611–616.
- [Моффат, 1980] *Моффат Г.* Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.: Мир, 1980.
- [Arshakian et al., 2009] *Arshakian T., Beck R., Krause M., Sokoloff D.* Evolution of magnetic fields in galaxies and future observational tests with the Square Kilometre Array // Astron. Astrophys. 2009. V. 494. P. 21–32.
- [Beck et al., 1996] *Beck R., Brandenburg A., Moss D., Shukurov A., Sokoloff D.* Galactic magnetism: recent development and perspectives // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1996. V. 34. P. 155–206.
- [Beck, Hoernes, 1996] *Beck R., Hoernes P.* Magnetic spiral arms in the galaxy NGC6946 // Nature. 1996. V. 379. P. 6560. P. 47–49.
- [Hlavacek-Larrondo et al., 2011] *Hlavacek-Larrondo J., Carignan C., Daigle O. et al.* Deep H α observations of NGC 253: a very extended and possibly declining rotation curve? // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2011. V. 411. No. 1. P. 71–84.
- [Moss, 1995] *Moss D.* On the generation of bisymmetric magnetic field structures in spiral galaxies by tidal interactions // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1995. V. 275. P. 191–194.
- [Phillips, 2001] *Phillips A.* A comparison of the asymptotic and no-z approximations for galactic dynamos // Geophys. Astrophys. Fluid Dynam. 2001. V. 94. P. 135–150.

STAR FORMATION INFLUENCE ON THE GALAXY MAGNETIC FIELD IN THE DYNAMO MODEL WITH RANDOM COEFFICIENTS

E. A. Mikhailov, D. D. Sokolov

Lomonosov Moscow State University (MSU)

The influence of the star formation on the galaxy magnetic field has been discussed in astronomical literature for a long time and this problem is not solved yet. From the theoretical point of view, there are two different approaches. On the one hand, we can assume that the star formation is distributed in the galaxy quite uniformly. So, we can connect the star formation density and the parameters that are connected with the magnetic field growth. This paper uses different approach that takes into account that the star formation is situated in small districts, that exists for small time and are described by stochastic laws. It is assumed that the velocity of the turbulent motions that takes part in the dynamo equations, takes with some probabilities two different values. The first one is connected with warmed ionized medium, the second one — with the ionized hydrogen. The probability is connected with the star formation density. For weak star formation the magnetic field nearly does not change. But if it reaches some threshold value (about 5 times more than in the Milky Way), the magnetic field is destroyed and it can grow again only after the end of the starburst. These results are quite similar with the deterministic model.

Keywords: magnetic fields of galaxies, dynamo theory, stochastic equations.

Mikhailov Evgeny Alexandrovich — postgraduate student, ea.mikhajlov@physics.msu.ru
Sokoloff Dmitry Dmitrievich — professor, doctor of physical and mathematical sciences

АНАЛИЗ ТРАЕКТОРИЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ФАЗОВОЙ ПЛОСКОСТИ ПРИ СЕРФИНГЕ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЕ В ПЛАЗМЕ

Г. С. Мкртчян¹, Н. С. Ерохин^{1,2}

¹ Российский университет дружбы народов (РУДН)

² Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Проведён анализ структуры траекторий на фазовой плоскости при серфотронном ускорении заряженных частиц электромагнитной волной. Волна распространяется поперёк магнитного поля. Численными расчётами рассматривалась временная структура (динамика) траекторий на фазовой плоскости. Изучался захват частиц волной в эффективной потенциальной яме с последующим сильно релятивистским ускорением. Учитывается возможность циклотронного вращения захваченных частиц до их захвата волной. На фазовой плоскости траектория захваченных частиц имеет устойчивый фокус и поведение траектории соответствует движению при очень сложном нестационарном эффективном потенциале.

Ключевые слова: захват, серфотронное ускорение, большой продольный импульс, устойчивый фокус, эффективный потенциал, черенковский резонанс

ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Задача: корректная оценка условий генерации потока быстрых частиц, их параметров.

Для этого необходим детальный анализ механизма захвата заряженных частиц в режим серфотронного ускорения электромагнитной волной, эффективности этого ускорения и оптимальных условий его реализации.

В этой работе выполнен анализ траекторий на фазовой плоскости для захватываемых в режим серфинга заряженных частиц при их ускорении электромагнитной волной. В наиболее простой модели серфотронного ускорения зарядов задача сводится к исследованию решения нелинейного нестационарного дифференциального уравнения второго порядка диссипативного типа для фазы волны $\Psi(\tau)$ на траектории заряженной частицы, колеблющейся в эффективной потенциальной яме в области ускоряющих полей. Согласно численным расчётам, при достаточно сильном ускорении период этих колебаний возрастает значительно, а амплитуда колебаний уменьшается. Такое поведение соответствует наличию на фазовой плоскости ($\Psi(\tau)$, $d\Psi/d\tau$) особой точки типа устойчивого фокуса.

Для лучшего выявления асимптотик в движении ускоряемой частицы в данной работе рассмотрено серфотронное ускорение зарядов при умеренной начальной энергии частиц, когда релятивистский фактор заряда $\gamma(0)$ порядка единицы. В области оптимальных для реализации серфинга начальных фаз $\Psi(0)$ и при выполнении условия черенковского взаимодействия численные расчёты показали, что происходит захват заряда в эффективную потен-

Мкртчян Гоар Сергеевна — аспирант, hay-13@mail.ru

Ерохин Николай Сергеевич — заведующий отделом, доктор физико-математических наук, профессор, nerokhin@mx.iki.rssi.ru

циальную яму с последующим ультрарелятивистским ускорением для амплитуды волны выше некоторого порогового значения и при оптимальном знаке компоненты импульса заряда вдоль волнового фронта. На фазовой плоскости $(\Psi(\tau), d\Psi/d\tau)$ траектория частицы соответствует движению изображающей точки около устойчивого фокуса, которым является дно эффективной потенциальной ямы. При этом темп ускорения заряда $d\gamma/d\tau$ не зависит от амплитуды волны и определяется величиной безразмерной фазовой скорости волны $\beta_p = \omega/ck$, где ω , k — частота и волновой вектор. Амплитуда волны определяет положение равновесия по фазе Ψ , около которого происходят колебания $\Psi(\tau)$, т.е. дно эффективной потенциальной ямы. Необходимо отметить, что на доступных для численных расчётов временных интервалах характерное время этих осцилляций $\omega\delta t$ может быть порядка $10^3 \dots 10^4$ и более.

В случае неблагоприятного знака компоненты импульса заряда вдоль волнового фронта вначале частица, оставаясь захваченной, тормозится и меняет знак этого импульса, а затем имеет место её ускорение. Соответственно этому на первом этапе движение изображающей точки на фазовой плоскости соответствует траектории около неустойчивого фокуса с увеличением расстояния от него по мере торможения заряда. На втором этапе, когда имеет место ускорение частицы электромагнитной волной (частица находится в области ускоряющих фаз электрического поля волны), траектория изображающей точки отвечает движению около другой фазы — устойчивого фокуса с уменьшением амплитуды осцилляций по мере роста энергии заряда. Здесь необходимо отметить, что чёткое выявление указанных характеристик движения частиц при серфинге на электромагнитной волне требует достаточно большого времени для численных расчётов, поскольку при ультрарелятивистских энергиях зарядов характерные времена существенного изменения параметров орбит частиц весьма велики. Ранее различные вопросы этой проблемы рассматривались, например, в работах [Грибов и др., 1985; Ерохин и др., 1989; 2008; Кичигин, 2001; Chernikov et al., 1992; Dieckmann et al., 2005; Erokhin et al., 2007; Katsouleas, Dawson, 1983].

Была также рассмотрена временная динамика компонент импульса и релятивистского фактора ускоряемой заряженной частицы, типичные особенности её траектории при серфинге на электромагнитной волне.

Приведём некоторые результаты выполненных расчётов для случая исходных параметров: $u = 0,23$; $\beta_p = 0,37$; $h = 70$; $g(0) = 250$; $a = d\Psi/d\tau = 0$ при $\tau = 0$. Здесь h , $g(0)$ — компоненты импульса частицы вдоль магнитного поля и волнового фронта соответственно. При выборе начального значения фазы $\Psi(0) = -2$ захват заряда в режим серфотронного ускорения происходит при $\tau \approx 59\,089$. На рисунке показан график $\Psi(\tau)$ для $\tau < 60\,000$.

После захвата волной частица ускоряется с постоянным темпом набора энергии. Малые вариации $\gamma(\tau)$ имеются до момента захвата заряда волной, но они не заметны на графике.

При захвате через достаточно большое время типичная структура фазовой плоскости (Ψ, Φ) , где $\Phi = d\Psi/d\tau$, на интервале времени $(5,3 \dots 6) \cdot 10^4$, включающем момент захвата заряда электромагнитной волной в режим серфинга, следующее. Для релятивистского фактора имеем аналитическую аппроксимацию $M(\tau) = 9,281 + 0,412(\tau - 27\,592)$.

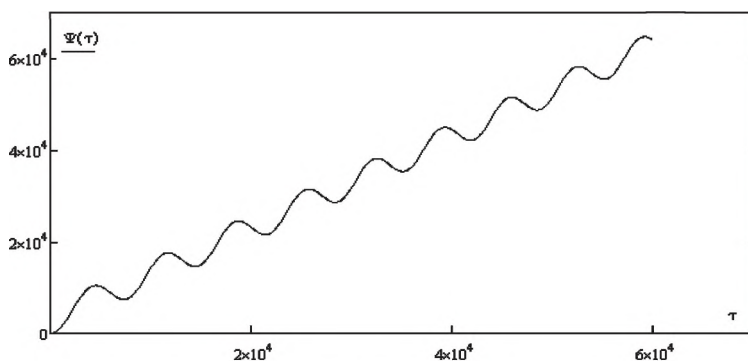


График фазы волны на траектории частицы

До захвата волной траектория изображающей точки на фазовой плоскости (Ψ , Φ) соответствует циклотронному вращению. Отметим малые вариации кривой, обусловленные нестационарностью эффективного потенциала U . Расчёты показывают, что при циклотронном вращении заряда фактор нестационарности U может приводить в некоторые моменты времени к возрастанию γ примерно на порядок от начального значения для умеренных значений $\gamma(0)$. В конце данного временного интервала динамика определяется колебаниями частицы с уменьшающейся амплитудой и возрастающим периодом в области дна эффективной потенциальной ямы. Ввиду малого разрешения осцилляции в эффективной потенциальной яме незаметны. После захвата частицы волной траектория изображающей точки по спирали медленно приближается к особой точке типа устойчивый фокус.

Расчёты для других значений параметров задачи дают аналогичные результаты. Рассмотрены динамика данной системы при наличии в начальный момент времени отстройки от черенковского резонанса частицы с волной. Согласно расчётам после серии циклотронных оборотов заряда возникают черенковский резонанс, благоприятная для захвата фаза волны на траектории частицы и реализуется серфотронное ускорение. Однако заметим, что при больших продольных импульсах электрона захват происходит на очень больших временах.

Проведённое исследование представляет интерес для корректной интерпретации экспериментальных данных по регистрации потоков релятивистских частиц в космических условиях включая околоземное пространство, а также для объяснения регистрируемых экспериментально особенностей в спектрах космических лучей.

ЛИТЕРАТУРА

- [Грибов и др., 1985] Грибов Б. Э., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. О затухании плазменных волн и ускорении резонансных электронов в поперечном магнитном поле // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. Вып. 2. С. 54.
- [Ерохин и др., 1989]. Ерохин Н. С., Моисеев С. С., Сагдеев Р. З. Релятивистский серфинг в неоднородной плазме и генерация космических лучей // Письма в Астроном. журн. 1989. Т. 15. № 1. С. 3.

- [Ерохин и др., 2008]. *Ерохин Н. С., Зольникова Н. Н., Михайловская Л. А.* Особенности захвата и серфотронного ускорения ультрарелятивистских частиц в космической плазме в присутствии попутной волны // Вопросы атомной науки и техники. 2008. Т. 4. С. 114–118.
- [Кичигин, 2001]. *Кичигин Г. Н.* Серфотронный механизм ускорения космических лучей галактической плазме // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. Вып. 6. С. 1038.
- [Chernikov et al., 1992] *Chernikov A. A., Schmidt G., Neishtadt A. I.* Unlimited Particle Acceleration by Waves in a Magnetic Field // Physical Review Letters. 1992. V. 68. No. 10. P. 1507.
- [Dieckmann et al., 2005] *Dieckmann M. E., Eliasson B., Parviainen M., Shukla P. K., Ymerman A.* Electron surfing acceleration in oblique magnetic fields // Mon. Not. R. Astron. Soc. (MNRAS) 2005. V. 367. Iss. 3. P. 865–872.
- [Erokhin et al., 2007] *Erokhin N., Zolnikova N., Shkevov R., Mikhailovskaya L. A., Trenchev P.* On the charged particles surfatron acceleration in space plasmas // Доклады на Българската академия на науките. 2007. V. 60. P. 967.
- [Katsouleas, Dawson, 1983] *Katsouleas N., Dawson J.* Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma wave // Physical Review Letters. 1983. V. 51. P. 392.
- [Wang, Lu, 2007]. *Wang De-Yu, Lu Quan-Ming.* Electron surfing acceleration in a current sheet by perpendicular electrostatic waves // Advances in Space Research. 2007. V. 39. P. 1471–1473.

THE ANALYSIS OF PARTICLES TRAJECTORIES IN THE PHASE PLANE DURING SURFING ON ELECTROMAGNETIC WAVE IN PLASMA

G. S. Mkrtychyan¹, N. S. Erokhin^{1,2}

¹ Peoples' Friendship University of Russia (PFUR)

² Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

The analysis of the structure of the trajectories in the phase plane during surfatron acceleration of charged particles by electromagnetic wave has been performed. Transverse wave propagates perpendicular to the external magnetic field. The temporary dynamics of trajectories in the phase plane was considered by numerical calculations. It was studied the capture of particles in the efficient potential well with the following highly relativistic acceleration. The possibility of cyclotron rotation of trapped particles before their capture by wave was considered. On the phase plane the trapped particle trajectory has a stable focus and behavior of this trajectory corresponds to the motion at a very complex time-varying effective potential.

Keywords: trap, surfatron acceleration, high longitudinal momentum, stable focus, effective potential, Cherenkov resonance.

Mkrtychyan Gohar Sergeevna — postgraduate, hay-13@mail.ru

Erokhin Nikolay Sergeevich — head of department, doctor of physical and mathematical sciences, professor, nerokhin@mx.iki.rssi.ru

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ В СВЕТЕ ТЕОРИИ ДИНАМО

П. А. Откидычев¹, Е. П. Попова²

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория Российской академии наук (ГАО РАН)

² Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)

Были изучены различные параметры «бабочек Маундера» на основе наблюдательных данных для 12–23 солнечных циклов (Royal Greenwich Observatory — USAF/NOAA Sunspot Data). Для 16–23 циклов найдено, что величины BT/L и S находятся в линейной зависимости друг от друга, где B — среднее магнитное поле цикла; T — продолжительность цикла; S — мощность цикла; L — средняя широта солнечных пятен за цикл (среднее арифметическое от абсолютных величин средних широт по северу и югу). Обсуждается связь нелинейной модели $\alpha\Omega$ -динамо с результатами анализа наблюдательных данных.

Ключевые слова: цикл солнечной активности, мощность цикла, $\alpha\Omega$ -динамо, дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция, коэффициент турбулентной диффузии.

11-летний цикл магнитной активности Солнца связан с появлением пятен на его поверхности. Согласно представлениям теории генерации магнитного поля в звёздах, появление пятен связано с движением тороидальной компоненты магнитного поля (динамо-волны) от верхних широт к экватору в каждом полушарии.

Простейшая схема работы динамо была предложена в статье [Parker, 1955] для однослойной среды. В этой модели тороидальное магнитное поле получается из полоидального под действием дифференциального вращения внутри конвективной зоны Солнца. Обратный процесс превращения тороидального магнитного поля в полоидальное осуществляется в результате нарушения зеркальной симметрии конвекции во вращающемся теле. Привлекательность данной модели основана на том, что система дифференциальных уравнений в переменных широты и времени, описывающая генерацию магнитного поля, является достаточно простой. Это упрощение предполагает, что генерация динамо происходит в одном сферическом слое, где совместно действуют альфа-эффект и дифференциальное вращение. Для такой модели оказалось возможным представить решение системы Паркера в виде бегущих к экватору динамо-волн [Kuzanyan, Sokoloff, 1995].

Дальнейшее развитие моделей динамо показало, что характеристики теоретических баттерфляй-диаграмм (форма, амплитуда и период осцилляций магнитного поля) для Солнца и других звёзд существенно зависят от управляющих параметров в моделях динамо [Brandenburg, Subramanian, 2005].

Откидычев Павел Анатольевич — инженер, кандидат физико-математических наук, otkid@list.ru

Попова Елена Петровна — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, porovaelp@mail.ru

В работах по теории динамо [Попова, 2009; Попова и др., 2008; Brandenburg, Subramanian, 2005; Choudhuri et al., 1995; Dikpati, Gilman, 2001; Dikpati et al., 2006; Munoz-Jaramillo et al., 2011] проведён анализ влияния различных параметров моделей на эволюцию магнитного поля. Например, численно в работах [Choudhuri et al., 1995; Dikpati, Gilman, 2001; Dikpati et al., 2006] и аналитически в статьях [Попова и др., 2008; Попова, 2009] было показано, что меридиональная циркуляция, направленная против распространения динамо-волны, может существенно затормозить её движение. Кроме этого, интенсивная меридиональная циркуляция «сдувает» динамо-волну к полюсам. В работе [Munoz-Jaramillo et al., 2011] было показано, что коэффициент турбулентной диффузии также способен влиять на длительность цикла солнечной активности. В работах (см., например, [Brandenburg, Subramanian, 2005]) было показано, что широкий профиль-эффект также влияет на форму бабочки Маундера.

Однако не все наблюдаемые величины входят в модели динамо. Некоторые параметры солнечных циклов можно пытаться связать с величинами модели только косвенно и в некоторых случаях эта связь бывает довольно спорна. Поэтому анализ различных характеристик наблюдательных бабочек-диаграмм может оказаться полезным для такого сопоставления и для прояснения физики процесса генерации магнитных полей в небесных телах.

В данной работе мы использовали данные RGO — NASA/Marshall по среднемесячным и ежедневным индексам активности солнечных пятен и координаты пятен за период 1878–2008 гг., который полностью охватывает 12–23 цикла солнечной активности, а также для ядер за период 1878–1976 гг. (12–20 циклы соответственно). На основе этих данных для каждого цикла были построены бабочек-диаграммы для северного и южного полушарий Солнца. Для каждого «крыла» бабочки, как на севере, так и на юге, был построен график зависимости широты от среднемесячной площади пятен и сделана линейная аппроксимация.

На основе пакета программ Origin для каждого крыла была вычислена средняя широта L как сумма попарных произведений широты на площадь, делённая на сумму всех площадей пятен. Далее была рассчитана мощность каждого цикла S как среднее от среднемесячных значений площадей пятен (ядер). Анализ соотношений между этими величинами показал, что среднее арифметическое тангенсов углов наклона «крыльев» бабочек по северу и югу пропорционально мощности цикла (коэффициент корреляции $R = 0,66$) (рис. 1а). Для ядер в циклах 12–20 подобное соотношение выполняется с коэффициентом корреляции $R = 0,69$ (рис. 1б). Средняя широта расположения «крыла» в южном полушарии практически совпадает со средней широтой «крыла» в северном полушарии для каждого цикла ($R = 0,89$). Отметим, что эта широта меняется от цикла к циклу, при этом явной периодичности в её изменении не обнаружено. В целом циклы с меньшей продолжительностью имеют больший угол наклона [Откидычев, Попова, 2015].

В статье [Тлатов, 2012] приведены средние магнитные поля циклов по данным обсерватории Mount Wilson для пятен площадью более 100 мдп (миллионных долей полусферы) как среднее арифметическое от суммы напряжённости полей таких пятен. В таких пятнах содержится большая часть магнитного потока, поэтому пренебрежение мелкими пятнами не вносит существенной ошибки.

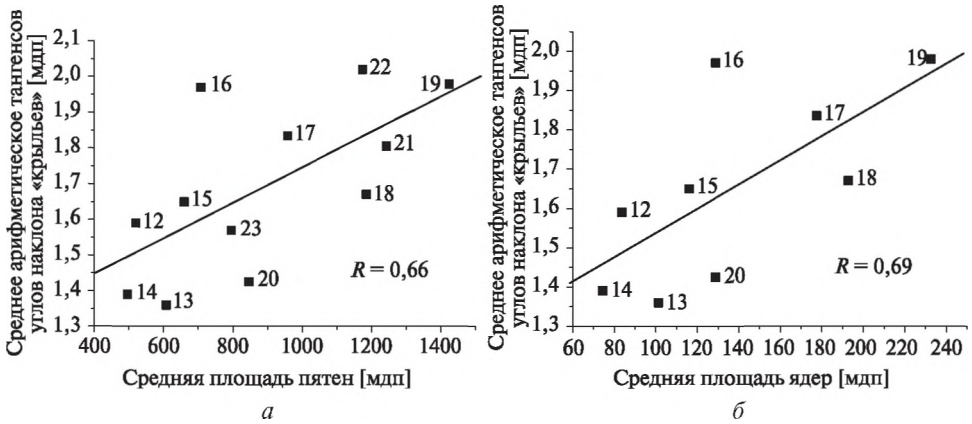


Рис. 1. Зависимость угла наклона от средней площади пятен (а) и ядер (б)

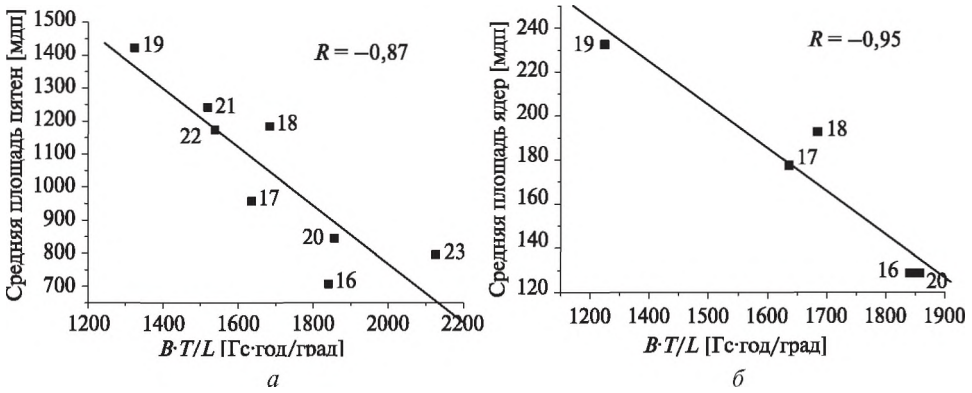


Рис. 2. Зависимость между магнитным полем, длительностью цикла, средней площадью пятен (а) и ядер (б) и их средней широтой

Используя эти данные для 16–23 циклов, мы нашли, что величины BT/L и S находятся в линейной зависимости друг от друга, где B — среднее магнитное поле цикла; T — продолжительность цикла; S — мощность цикла; L — средняя широта солнечных пятен за цикл (среднее арифметическое от абсолютных величин средних широт по северу и югу). Эта зависимость может быть описана следующим уравнением: $S = 2539 - 0,89BT/L$, $R = 0,87$, среднеквадратическое отклонение $\sigma = 132$ (рис. 2а) [Откидьчев, Попова, 2015].

Если в качестве мощности цикла S использовать среднюю величину площадей не пятен, а ядер, то зависимость ещё более близка к линейной, однако в данном случае мы имеем всего лишь пять циклов (16–20), для которых вычислялась как площадь ядер, так и магнитное поле (рис. 2б). В случае ядер зависимость принимает вид $S = 500 - 0,20BT/L$, $R = 0,95$, $\sigma = 16$.

При прочих равных условиях большая мощность цикла S соответствует либо меньшему значению магнитного поля B , либо меньшей продолжительности цикла T , либо большей широте L . Это позволяет предположить, что на каждый цикл расходуется примерно одинаковая магнитная энергия, однако

пути реализации магнитной энергии в каждом цикле различны. Так, повышенная пятнообразовательная активность в общем случае ведёт к тому, что пятна будут генерироваться на более высоких широтах, но напряжённость полей в пятнах будет невелика, а сам цикл будет скоротечным.

Мощность цикла в целом прямо пропорциональна тангенсу угла наклона бабочки, хотя строгой зависимости не наблюдается. Какой-либо зависимости амплитуды магнитного поля от длительности цикла, средней широты, тангенса угла наклона и мощности цикла не обнаружено.

Полученные наблюдательные результаты сопоставим с моделью динамо, рассмотренной в работе [Откидычев, Попова, 2015]:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B + \beta \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} - V(\theta) \frac{\partial A}{\partial \theta}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -D \cos \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} + \beta \frac{\partial^2 B}{\partial \theta^2} - \frac{\partial(V(\theta)B)}{\partial \theta}. \quad (2)$$

Здесь B — тороидальное магнитное поле (измеряется в единицах равномерного распределённого поля); A — пропорционально тороидальной компоненте векторного потенциала, которая определяет полоидальное магнитное поле как $B_p = -\partial A / \partial \theta$; θ — широта, которая отсчитывается от экватора; t — время; β — коэффициент турбулентной диффузии. Множитель $\cos \theta$ отвечает уменьшению длины параллели вблизи полюса. В диффузионных членах опущены эффекты кривизны. Считается, что радиальный градиент угловой скорости не меняется с θ . $V(-\theta) = -V(\theta)$ — меридиональная циркуляция; D — динамо-число, которое характеризует интенсивность α -эффекта и дифференциального вращения. Используется простейшая схема стабилизации роста магнитного поля — так называемое алгебраическое подавление спиральности. В рамках этой схемы считается, что $\alpha = \alpha_0(\theta)(1 + \zeta^2 B^2)^{-1}$, где α_0 — значение спиральности в незамагниченной среде; $B_0 = \zeta^{-1}$ — магнитное поле, при котором происходит существенное подавление альфа-эффекта. Для определённости считаем, что $\alpha_0 = \sin \theta$, $\zeta = 1$. В качестве граничных условий на полюсах используем условия $A(0) = B(0) = A(\pi) = B(\pi) = 0$, что соответствует дипольной симметрии.

В нашей модели мы предполагаем, что на полюсах и экваторе меридиональная циркуляция спадает до нуля, а в областях средних широт имеет своё максимальное значение. В качестве широтного профиля такой меридиональной циркуляции мы используем $V(\theta) = V \sin 2\theta$. Поскольку отсчёт широты ведётся от экватора, то меридиональная циркуляция, идущая против направления распространения динамо-волны, берётся с положительным знаком, а направленная вдоль — с отрицательным.

Поскольку параметры бабочек Маундера меняются от цикла к циклу, кажется вполне вероятным, что параметры, которые отвечают за их форму, зависят от времени. Какой-либо периодической зависимости их изменения со временем не обнаружено. Согласно такой простейшей теории динамо, увеличение амплитуды меридиональной циркуляции, идущее против направления распространения динамо-волны, приводит к увеличению длительности цикла и передвижению бабочек Маундера на более высокие широты. Если предположить, что сдвиги бабочек на солнечной поверхности связаны с действием меридиональной циркуляции, то их синхронное движение по широте, согласно полу-

ченным данным, может быть связано с тем, что меридиональная циркуляция одинакова по модулю в обоих полушариях. При уменьшении коэффициента турбулентной диффузии длительность цикла растёт, амплитуда поля увеличивается, а бабочка не сдвигается по широте. На угол наклона бабочек влияет и меридиональная циркуляция, и турбулентная диффузия. Таким образом, тот факт, что циклы с меньшей продолжительностью имеют больший угол наклона, может воспроизводиться в модели за счёт увеличения меридиональной циркуляции или уменьшения коэффициента турбулентной диффузии.

Согласно полученным данным, нет явной зависимости средней широты бабочки от длительности цикла. Согласно теории динамо, если бы менялась от цикла к циклу только амплитуда меридиональной циркуляции, длительность цикла была бы прямо пропорциональна средней широте. Возможно, что, кроме изменения амплитуды меридиональной циркуляции, со временем может меняться также и коэффициент турбулентной диффузии. Таким образом, отсутствие какой-либо зависимости средней широты бабочки от длительности цикла связано с тем, что на Солнце эти параметры меняются комбинированно.

Среднее значение широты, на которой расположено «крыло» бабочки, составляет примерно 15° . Максимальное отклонение от среднего значения широты за наблюдаемые циклы составило 18 %. Максимальное отклонение от длительности 11-летнего цикла составило примерно 11 %, отклонение от среднего значения амплитуды поля 2455 Гс составило 13 %.

Мы рассматривали типичные значения параметров для Солнца: $D \approx -10\,000$, амплитуда меридиональной циркуляции $V \approx 0,5$ модельных единиц (~ 2 м/с) и $\beta \approx 1$. При таких значениях в модели (1)–(2) воспроизводится 11-летний цикл. Мы решали уравнения (1)–(2) численно с помощью математического пакета Mathcad 11. Численное исследование показало, что наблюдаемое отклонение от среднего значения широты может быть достигнуто при изменении амплитуды меридиональной циркуляции на $\Delta V \approx 0,1$ модельных единиц (отклонение от среднего значения 20 %) или $\Delta \beta \approx 0,25$ (отклонение от среднего значения 25 %). Наблюдаемое отклонение от среднего значения длительности цикла может быть достигнуто при изменении амплитуды меридиональной циркуляции на $\Delta V \approx 1,5$ модельных единиц (отклонение от среднего значения 300 %) или $\Delta \beta \approx 0,05$ (отклонение от среднего значения 5 %). Для получения наблюдаемого отклонения от среднего значения амплитуды тороидального магнитного поля должно меняться динамо-число D ($\Delta D \approx 2000$, или 20 %), или меридиональная циркуляция V ($\Delta V \approx 2,5$, или 500 %) или коэффициент турбулентной диффузии β ($\Delta \beta \approx 0,01$, или 1 %).

Так как полученные из наблюдений изменения характеристик циклов не столь велики, кажется весьма вероятным, что изменения со временем управляющих параметров малы и носят случайный характер [Откидывчев, Попова, 2015].

ЛИТЕРАТУРА

[Откидывчев, Попова, 2015] *Откидывчев П. А., Попова Е. П.* Новые характеристики солнечного цикла и теория динамо // Письма в Астрономич. журн. 2015. Т. 41. № 6. С. 328.

- [Попова и др., 2008] *Попова Е. П., Решетняк М. Ю., Соколов Д. Д.* Меридиональная циркуляция и распространение динамо-волн // *Астрон. журн.* 2008. Т. 85. С. 183.
- [Попова, 2009] *Попова Е. П.* Влияние различных видов меридиональной циркуляции в Солнце на распространение динамо-волн // *Астрон. журн.* 2009. Т. 86. С. 928.
- [Глатов, 2012] *Глатов А. Г.* Долговременные вариации характеристик солнечных пятен // *Солнечная и солнечно-земная физика-2012.* Санкт-Петербург, Пулковское, 24–28 сент. 2012: Сб. тр. по материалам конф. 2012. С. 133–136.
- [Brandenburg, Subramanian, 2005] *Brandenburg A., Subramanian K.* Astrophysical magnetic fields and nonlinear dynamo theory // *Physics Reports.* 2005. V. 417. 206 p. doi:10.1016/j.physrep.2005.06.005.
- [Choudhuri et al., 1995] *Choudhuri A. R., Schussler M., Dikpati M.* The solar dynamo with meridional circulation // *Astron. Astrophys.* 1995. V. 303. P. 29.
- [Dikpati, Gilman, 2001] *Dikpati M., Gilman P. A.* Flux-transport dynamos with alpha-effect from global instability of tachocline differential rotation: a solution for magnetic parity selection in the Sun // *Astrophysical J.* 2001. V. 559. P. 428–442.
- [Dikpati et al., 2006] *Dikpati M., Toma G., Gilman P. A.* Simulating and Predicting Solar Cycles Using a Flux-Transport Dynamo // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. P. L05102.
- [Kuzanyan, Sokoloff, 1995] *Kuzanyan K. M., Sokoloff D. D.* A dynamo wave in an inhomogeneous medium // *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamo.* 1995. V. 81. P. 113.
- [Munoz-Jaramillo et al., 2011] *Munoz-Jaramillo A., Nandy D., Mariens P. C. H.* Magnetic Quenching of Turbulent Diffusivity: Reconciling Mixing-length Theory Estimates with Kinematic Dynamo Models of the Solar Cycle // *Astrophysical J. Letters.* 2011. V. 727. P. 23.
- [Parker, 1955] *Parker E. N.* Hydromagnetic dynamo models // *Astrophys. J.* 1955. V. 122. P. 293.

OBSERVATIONAL CHARACTERISTICS OF THE SOLAR CYCLE AND DYNAMO THEORY

P. A. Otkidychev¹, E. P. Popova²

¹ Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo (Pulkovo Observatory)

² Lomonosov Moscow State University (MSU)

Analyzing the observational data for the 12–23 solar cycles (Royal Greenwich Observatory — USAF/NOAA Sunspot Data) we investigated different parameters of “butterfly-diagrams” and its relationship with the dynamo theory. We obtained a linear relationship between S and BT/L for the 16–23 cycles, where S is the mean area of the sunspots (umbrae), B is the mean magnetic field strength, T is duration of a cycle and L is the mean latitude of the sunspots in a cycle.

Keywords: cycle of solar activity, power of the cycle, $\alpha\Omega$ -dynamo, differential rotation, meridional circulation, the coefficient of turbulent diffusion.

Otkidychev Pavel Anatolievich — engineer, PhD, otkid@list.ru

Popova Elena Penrovnna — senior scientist, PhD, popovaelp@mail.ru

НЕЙТРОННАЯ ЗВЕЗДА В СВЕРХНОВОЙ HESS J1731-347 — УНИКАЛЬНЫЙ ОБЪЕКТ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СВОЙСТВ СВЕРХПЛОТНОГО ВЕЩЕСТВА

Д. Д. Офенгейм^{1,2}, А. Д. Каминкер², Д. К. Клочков³, В. Ф. Сулейманов^{3,4}, Д. Г. Яковлев²

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский академический университет Российской академии наук (Академический университет)

² Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук (ФТИ РАН)

³ Институт астрономии и астрофизики, Университет Тюбинген, Германия

⁴ Казанский (Приволжский) федеральный университет (КФУ)

Центральный компактный объект в остатке сверхновой HESS J1731-347 представляет собой самую горячую для своего возраста наблюдаемую изолированную нейтронную звезду. Теория остывания нейтронных звёзд позволяет объяснить наблюдения этой звезды, лишь если в её ядре существует сильная сверхтекучесть протонов, а её поверхностная теплоизолирующая оболочка почти целиком состоит из углерода. Продолжена разработка теории остывания данной звезды. Наложены жёсткие ограничения на массу, радиус, свойства протонной сверхтекучести и массу лёгких элементов в оболочке звезды, что сужает класс возможных уравнений состояния сверхплотного вещества в ядрах нейтронных звёзд.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 14-02-00868-а).

Ключевые слова: нейтронные звёзды, тепловое излучение, сверхплотное вещество.

НЕЙТРОННАЯ ЗВЕЗДА В СВЕРХНОВОЙ HESS J1731-347

Хорошо известно, что теория остывания нейтронных звёзд позволяет изучать свойства сверхплотного вещества в их ядрах [Page et al., 2009; Yakovlev, Pethick, 2004]. Эти свойства трудно надёжно рассчитать или исследовать в лабораторных экспериментах. В данной работе теория остывания применена для интерпретации рентгеновских наблюдений нейтронной звезды ХММУ J173203.3-34418 (далее — ХММУ J1732), центрального компактного объекта в остатке сверхновой HESS J1731-347. Работа продолжает исследования, начатые Д. К. Клочковым и др. [Klochkov et al., 2015], но с использованием более разработанной теории.

Среди остывающих изолированных нейтронных звёзд среднего возраста, от которых наблюдается тепловое излучение, ХММУ J1732 занимает особое место.

Офенгейм Дмитрий Дмитриевич — студент, ddofengeim@gmail.com

Каминкер Александр Давидович — ведущий научный сотрудник, доктор физико-математических наук, профессор, kam.astro@mail.ioffe.ru

Клочков Дмитрий Константинович — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, klochkov@astro.uni-tuebingen.de

Сулейманов Валерий Фиалович — научный сотрудник Института астрономии и астрофизики Университета Тюбингена, инженер-проектировщик КФУ, доктор физико-математических наук, доцент, suleimanov@astro.uni-tuebingen.de

Яковлев Дмитрий Георгиевич — заведующий сектором, доктор физико-математических наук, профессор, yak.astro@mail.ioffe.ru

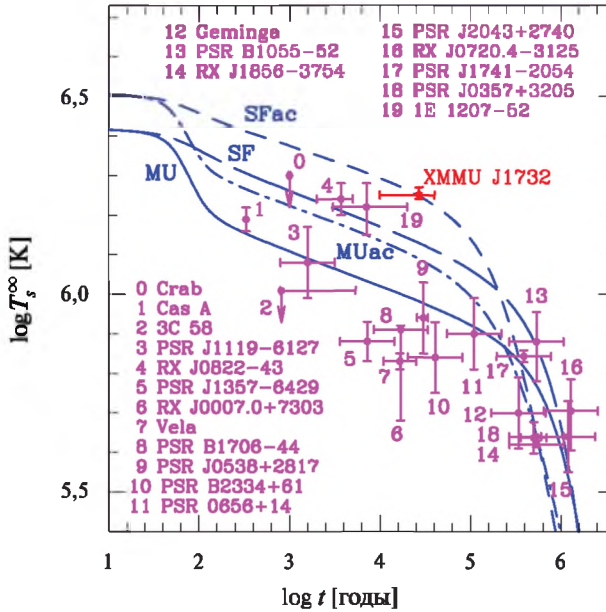


Рис. 1. Значения температуры поверхности T_s^∞ и возраста t изолированных нейтронных звёзд, известные из наблюдений, в сравнении с теоретическими кривыми остывания $T_s^\infty(t)$ звезды с массой $M = 1,5M_\odot$. Кривая MU описывает остывание несверхтекучей звезды с железной теплоизолирующей оболочкой и с нейтринным охлаждением за счёт модифицированного урка-процесса. Кривая MUAc — та же, но для звезды с аккреционной теплоизолирующей оболочкой, целиком заполненной углеродом. Кривые SF и SFac — те же, что MU и MUAc, но с сильной протонной сверхтекучестью в ядре звезды. Детали пояснены в тексте

При наиболее реалистичных значениях возраста звезды $t \approx 27$ тыс. лет и расстояния до неё 3,2 кпк эффективная температура поверхности, регистрируемая удалённым наблюдателем, составляет $T_s^\infty \approx 2 \cdot 10^6$ К (см. [Klochkov et al., 2015] и ссылки там). При этом наблюдаемый спектр излучения разумнее всего интерпретируется моделью углеродной атмосферы звезды. XMMU J1732 — самая горячая для своего возраста изолированная остывающая нейтронная звезда с измеренной температурой поверхности. Сказанное проиллюстрировано на рис. 1, где представлены измеренные значения T_s^∞ и возраст t остывающих нейтронных звёзд в сравнении с результатами теоретических расчётов (описанных далее). Рисунок сделан на основе рис. 7 работы [Klochkov et al., 2015]. Горячая звезда XMMU J1732 может быть объяснена стандартной теорией остывания нейтронных звёзд, но на пределе возможностей теории.

КАК ЗАМЕДЛИТЬ ОСТЫВАНИЕ ЗВЕЗДЫ XMMU J1732

Согласно теории, нейтронные звёзды рождаются горячими во вспышках сверхновых. Изолированные нейтронные звёзды без мощных внутренних источников подогрева остывают, причём остывание зависит от свойств вещества

и параметров звезды. По теории, звезда ХММУ J1732 находится на стадии нейтринного остывания с изотермическим ядром, когда внутренняя тепловая релаксация уже произошла. В основном она должна остывать за счёт излучения нейтрино из своего сверхплотного ядра [Yakovlev et al., 2001]. Как и в работе [Klochkov et al., 2015], считаем, что ядро звезды состоит из нуклонов, электронов и мюонов, причём нуклоны могут находиться в сверхтекучем состоянии.

На указанной стадии остывания внутренние слои ХММУ J1732 должны быть изотермичны, а значительный градиент температуры сохранился лишь в тонкой (толщиной не более нескольких десятков метров) поверхностной теплоизолирующей оболочке. Магнитное поле $B \lesssim 10^{12}$ Гс, которое, возможно, имеется в ХММУ J1732 [Klochkov et al., 2015], не может оказать заметного влияния на остывание данной звезды. При анализе остывания им можно пренебречь.

Поскольку звезда ХММУ J1732 является очень горячей, её остывание происходит предельно медленно. Теоретически объяснить такое остывание можно, если (А) сильно подавить нейтринное излучение в ядре звезды и (Б) взять массивную теплоизолирующую углеродную оболочку. Эти два регулятора остывания в данном случае особенно важны.

А. В ядре ХММУ J1732 не может быть усиленных процессов нейтринного охлаждения, таких как прямой урка-процесс или нейтринное излучение при куперовском спаривании нейтронов в триплетном состоянии [Page et al., 2009]. В частности, обширного слоя, где нейтроны сверхтекучи, в ядре быть не должно. Более того, даже если в ядре звезды возможен стандартный механизм нейтринного излучения за счёт модифицированного урка-процесса (МУ), звезда окажется недостаточно горячей. Это проиллюстрировано сплошной кривой остывания МУ на рис. 1. Эта и другие кривые остывания рассчитаны в работе [Klochkov et al., 2015] для звезды с гравитационной массой $M = 1,5 M_{\odot}$ и окружным радиусом $R = 12,03$ км (с типичным уравнением состояния APR в ядре звезды). Кривая МУ построена для стандартной оболочки звезды из железа; при этом считается, что оболочка окружена тонкой углеродной атмосферой. Видно, что эта кривая не объясняет наблюдения.

Ещё больше уменьшить нейтринную светимость можно, предположив наличие сильной протонной сверхтекучести. Она подавляет нейтринные процессы с участием протонов, прежде всего МУ-процесс, а также более слабые процессы генерации нейтринных пар при столкновениях протонов с нуклонами. Остаётся неподавленным процесс нейтринного излучения при нейтрон-нейтронных столкновениях, который в 30–100 раз слабее МУ-процесса. Кривая остывания SF для звезды с очень сильной протонной сверхтекучестью и с железной оболочкой изображена длинными штрихами. Звезда становится заметно горячее, но этого недостаточно, чтобы объяснить наблюдения.

Б. Второй мощный регулятор температуры поверхности нейтронной звезды — количество углерода в теплоизолирующей оболочке. Теплопроводность углеродной оболочки выше, чем железной; при той же температуре внутри звезды температура поверхности повышается. Кривая остывания несверхтекучей звезды с максимально возможной массой углерода ΔM_C в оболочке ($\Delta M_C \lesssim 10^{-8} M$; при более высокой массе углерод начнёт перегорать в пикноядерных реакциях) показана на рис. 1 штрих-пунктирной линией МУас. Температура поверхности несверхтекучей звезды заметно выше, чем для той же

звезды с железной оболочкой, но всё ещё недостаточно высока. Наконец, кривая остывания SFac (короткие штрихи) отвечает сверхтекучей звезде с максимальной массой углерода в оболочке. Двойное воздействие — протонной сверхтекучести и углеродной оболочки — рекордно повышает температуру поверхности звезды и позволяет объяснить наблюдения [Klochkov et al., 2015].

ФУНКЦИЯ НЕЙТРИННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЁЗД

Падение внутренней температуры нейтронной звезды на стадии нейтринного охлаждения после достижения внутренней тепловой релаксации описывается простым уравнением

$$\frac{dT_g}{dt} = -l(T_g), \quad l(T_g) = \frac{L_\nu(T_g)}{C(T_g)}. \quad (1)$$

Здесь $T_g = T\sqrt{g_{00}}$ — температура изотермической области внутри звезды с учётом гравитационного красного смещения (именно она постоянна в изотермической области в рамках общей теории относительности; T — локальная температура; g_{00} — компонента метрического тензора в данной точке звезды); L_ν и C — интегральные нейтринная светимость и теплоёмкость звезды, вычисленные для удалённого наблюдателя и определяемые, прежде всего, сверхплотным ядром звезды; $l(T_g)$ — функция нейтринного охлаждения. Эта функция и задаёт скорость падения внутренней температуры.

Функция $l(T_g)$ рассчитана для двух случаев. В первом звезда считается не-сверхтекучей и остывает в основном за счёт MU-процесса; такие звёзды можно назвать стандартными нейтринными свечами. Во втором — звезда обладает очень сильной протонной сверхтекучестью и остывает за счёт нейтринного излучения при нейтрон-нейтронных столкновениях. Такая сверхтекучесть полностью подавляет протонную теплоёмкость ядра звезды, что учитывалось в расчётах. В обоих случаях $L_\nu \propto T_g^8$ и $C \propto T_g$. Тогда

$$l(T_g) = fT_{g9}^7. \quad (2)$$

Фактор f зависит от M , R и уравнения состояния в ядре звезды (см. ниже); $T_{g9} = T_g/(10^9 \text{ К})$.

Уравнение остывания (1) с функцией нейтринного охлаждения (2) после достижения внутренней тепловой релаксации звезды даёт известное аналитическое решение:

$$T_{g9} = (6ft)^{-1/6}. \quad (3)$$

Функция $f(M, R)$ рассчитана для семи уравнений состояния сверхплотного вещества в ядрах нейтронных звёзд. Уравнения состояния SLy, PAL4-240 и PAL3-400 описаны Д. Г. Яковлевым и др. [Yakovlev et al., 2011], APR II — М. Е. Гусаковым и др. [Gusakov et al., 2005], BSk20 и BSk21 — А. Ю. Потехиным и др. [Potekhin et al., 2013], а уравнение состояния APR IV — А. Д. Каминкером и др. [Kaminker et al., 2014] (где оно названо ННЖ). Зависимость $M(R)$ для моделей нейтронных звёзд с этими уравнениями состояния изображена на рис. 2б. Видно, что кривые покрывают область значений M и R , которая представляет-

ся наиболее реалистической [Haensel et al., 2007]. Большинство уравнений состояния допускает включение прямого урка-процесса в звёздах большой массы. При расчётах $f(M, R)$ быстрое охлаждение за счёт прямого урка-процесса было искусственно выключено. Заметим, что расчёт $f(M, R)$ сделан с использованием тех же эффективных масс нуклонов и матричных элементов нейтринных реакций, которые использованы Д. Г. Яковлевым и др. [Yakovlev et al., 2011].

Для несверхтекучих звёзд результаты расчётов были аппроксимированы ранее [Yakovlev et al., 2011]. В наших обозначениях

$$f_n(M, R) = 9,32 \left[\frac{\Gamma^2}{1 + 0,67(\rho_0/\rho_1)(r_g/R)} \right]^6 \text{К} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (4)$$

где

$$r_g = \frac{2GM}{c^2} = 2,95 \frac{M}{M_\odot}; \quad \Gamma = \left[1 - \frac{r_g}{R} \right]^{-1/2}; \quad \rho_1 = \frac{3M}{4\pi R^3}; \quad (5)$$

$\rho_0 = 2,8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ — стандартная плотность материи в атомных ядрах.

Для предельно сильной протонной сверхтекучести в данной работе найдена аналогичная аппроксимация:

$$f_s(M, R) = 0,17 \frac{\Gamma^5}{1 + 0,015(\rho_1/\rho_0)} \exp \left\{ 0,62 \left[1 + 1,03 \frac{\rho_1}{\rho_0} \right] (\Gamma - 1) \right\} \text{К} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (6)$$

При использовании обеих формул в (3) максимальная ошибка аппроксимации T_g не превосходит 7%. Подчеркнём, что обе аппроксимации справедливы для всех выбранных уравнений состояния и в этом смысле универсальны.

Согласно формулам (4) и (6), $f_s \approx (0,01 \dots 0,02)f_n$. Формулы описывают предельные случаи полностью несверхтекучих и сверхтекучих протонов. Реально протонная сверхтекучесть подавляет нейтринное излучение в реакциях с участием протонов лишь частично. Фактор α подавления стандартной нейтринной светимости (в основном, МУ-процесса, а более точно — всех нейтринных процессов с участием протонов) определяется профилем критической температуры протонной сверхтекучести $T_c(\rho)$ в ядре звезды. Как $T_c(\rho)$, так и α заранее не известны. Истинная зависимость $f(M, R)$ удовлетворяет неравенству $f_s \leq f \leq f_n$. Введём α феноменологически согласно формуле

$$f = \alpha f_n + (1 - \alpha) f_s. \quad (7)$$

Для несверхтекучей звезды $\alpha = 1$, а для сильно сверхтекучей $\alpha = 0$. Заметим, что в работе [Klochko et al., 2015] второе слагаемое в f не учитывалось.

На рис. 1 зависимость (3) соответствует пологим прямолинейным участкам кривых остывания. При этом функция нейтринного охлаждения (4) отвечает кривым МУ и МУас, а функция (6) — кривым SF и SFас. Формулы (4) и (6) описывают эволюцию внутренней температуры T_g . Для нахождения наблюдаемой температуры поверхности T_s^∞ следует использовать известную связь между T_s^∞ и внутренней температурой звезды [Potekhin et al., 1997; Yakovlev et al., 2011].

АНАЛИЗ ОСТЫВАНИЯ ХММУ J1732

Для интерпретации наблюдений ХММУ J1732 в работе [Klochkov et al., 2015] использовались углеродные модели атмосфер нейтронных звёзд. Для широкого диапазона возможных масс M и радиусов R нейтронных звёзд авторы подогнули наблюдаемые спектры излучения ХММУ J1732 этими теоретическими моделями и определили эффективную температуру поверхности T_s^∞ . При расстоянии до звезды в 3,2 кпк доверительные контуры значений M и R на уровнях значимости подгонки 50, 68 и 90 %, изображены на рис. 2. Крестиком указана наилучшая подгонка, отвечающая $M = 1,55 M_\odot$, $R = 12,4$ км и $T_s^\infty = 1,78 \cdot 10^6$ К. Доверительные контуры ограничивают допустимые значения масс и радиусов ХММУ J1732, полученные интерпретацией наблюдений моделями атмосфер нейтронных звёзд.

Покажем, что теория остывания позволяет значительно сузить допустимые значения M и R . С этой целью для каждой пары M и R мы построили теоретические кривые остывания по формулам (3) и (7) с использованием известной зависимости $T_s^\infty - T_g$ [Yakovlev et al., 2011]. В нашем случае остывание регулируется параметрами M , R , α и ΔM_C . Разработанная теория позволяет легко рассчитать T_s^∞ для интересующего нас возраста $t = 27$ тыс. лет. Решениями задачи остывания являются те параметры, которые дают температуру T_s^∞ , полученную в работе [Klochkov et al., 2015] из интерпретации спектров. Эти решения не зависят от уравнения состояния вещества звезды, поскольку найдены с помощью универсальных аппроксимаций (4) и (6).

На рис. 2а изображено несколько линий на диаграмме $M - R$, отвечающих решениям задачи остывания. Красные сплошные кривые получены при максимально массивной углеродной оболочке $\Delta M_C/M = 10^{-8}$. Вдоль каждой линии фиксировано значение $\alpha = 1/200, 1/100, 1/80$ и $1/60$. При ослаблении протонной сверхтекучести (с ростом α) эти кривые смещаются в область больших масс и радиусов. Синие штриховые линии отвечают тем же значениям α , но при меньшем содержании углерода, $\Delta M_C/M = 3 \cdot 10^{-9}$ (кривая для $\alpha = 1/60$ лежит за пределами изображаемой области). При фиксированном α уменьшение массы углерода также смещает кривые в область высоких R и M . Чёрным цветом изображена аналогичная кривая из работы [Klochkov et al., 2015], полученная приближённо, без учёта второго слагаемого в (7).

Как было указано, содержание углерода ограничено сверху, $\Delta M_C/M \lesssim 10^{-8}$. Фактор α , в свою очередь, должен быть ограничен снизу, поскольку в центральных областях массивной звезды сверхтекучесть протонов должна ослабевать. В данной работе для определённости положим $\alpha \gtrsim 1/80$. Тогда внутренняя область кривой с параметрами $\alpha = 1/80$ и $\Delta M_C/M = 10^{-8}$ даёт область значений массы и радиуса ХММУ J1732, допустимых теорией остывания.

На рис. 2б красной штриховкой изображено пересечение этой области с доверительной областью, полученной из подгонки наблюдаемых спектров. Видно, что эта область оказывается значительно более узкой, чем исходная доверительная область. Цветными кривыми на рис. 2б изображены зависимости $M(R)$ для звёзд с различными модельными уравнениями состояния сверхплотного вещества. Видно, что уравнения состояния SLy и BSk20 не слишком хорошо согласуются с полученными ограничениями на ΔM_C и α .

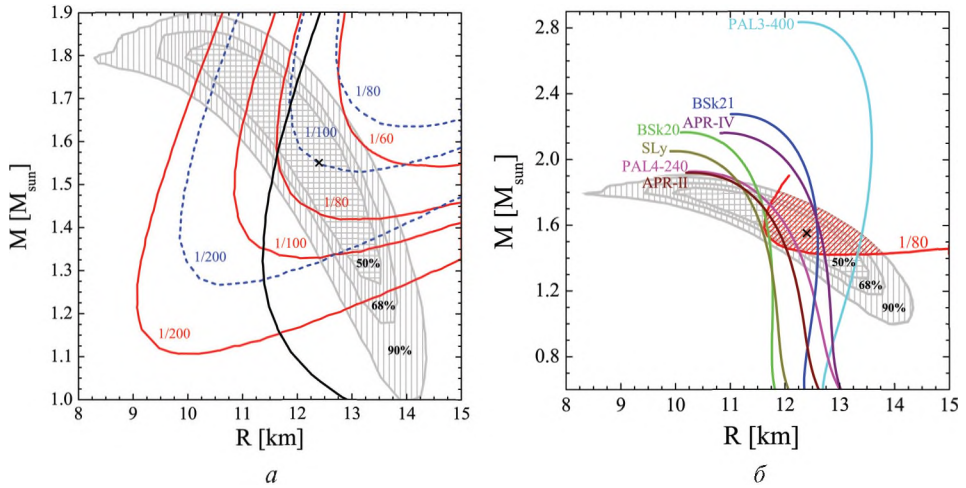


Рис. 2. Серые заштрихованные контуры на обоих графиках — доверительные области M и R для звезды XMMU J1732, полученные в работе [Klochkov et al., 2015] на уровнях значимости 50, 68 и 90 % при интерпретации наблюдаемых спектров: a — красные сплошные линии — решение задачи остывания XMMU J1732 при $\Delta M_C/M = 10^{-8}$ и $\alpha = 1/200, 1/100, 1/80$ и $1/60$; синие штрихи — то же, но при $\Delta M_C/M = 3 \cdot 10^{-9}$; чёрная кривая — результат упрощённого анализа работы [Klochkov et al., 2015] при $\Delta M_C/M = 10^{-8}$ и $\alpha = 1/40$; b — красная линия — кривая при $\alpha = 1/80$ и $\Delta M_C/M = 10^{-8}$ с левого графика; красная заштрихованная область — допустимая область M и R , ограниченная подгонкой спектров и теорией остывания; остальные сплошные кривые — зависимости $M - R$ для нейтронных звёзд с выбранными уравнениями состояния сверхплотного вещества

Добавим, что, согласно многочисленным расчётам (например, Т. Клэна и др. [Klahn et al., 2006]), мощный прямой урка-процесс нейтринного охлаждения включается в достаточно массивных нейтронных звёздах для многих уравнений состояния, что не позволит таким звёздам оставаться столь горячими, как XMMU J1732. Можно ожидать, что звезда XMMU J1732 не слишком массивна (скажем, $M \lesssim 1,6 M_\odot$). Однако это дополнительное ограничение теории остывания требует более строгого обоснования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экстремально высокую температуру поверхности нейтронной звезды XMMU J1732 в остатке сверхновой HESS J1731-347 можно объяснить стандартной теорией остывания, предположив сильную сверхтекучесть протонов в ядре звезды и высокое содержание углерода в её теплоизолирующей оболочке. Это накладывает дополнительные ограничения на массу и радиус XMMU J1732.

В данной работе заметно улучшен метод учёта подавления нейтринной светимости протонной сверхтекучестью в ядрах нейтронных звёзд, предложенный в работе [Klochkov et al., 2015]. Метод позволяет существенно сузить допустимую область значений масс и радиусов XMMU J1732 в сравнении с областью, полученной из подгонки спектров.

Отметим, что фактор α , определённый выражением (7) и учитывающий подавление нейтринного излучения сверхтекучестью протонов, строго говоря, может меняться со временем (всё более обширные области ядра звезды становятся сверхтекучими). Мы не учитывали зависимость $\alpha(t)$, считая её слабой.

В работе считалось, возраст звезды XMMU J1732 составляет $t \approx 27$ тыс. лет, однако не исключено, что звезда имеет другой возраст, что может изменить сделанные выводы.

Наконец, использованное ограничение $\alpha \geq 1/80$ является феноменологическим. Более точное условие можно получить при рассмотрении конкретных моделей протонной сверхтекучести, что выходит за рамки данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

- [Gusakov et al., 2005] *Gusakov M. E., Kaminker A. D., Yakovlev D. G., Gnedin O. Y.* The cooling of Akmal-Pandharipande-Ravenhall neutron star models // Monthly Notices of Royal Astronomical Society (MNRAS). 2005. V. 363. P. 555.
- [Haensel et al., 2007] *Haensel P., Potekhin A. Y., Yakovlev D. G.* Neutron stars 1: Equation of State and Structure. N. Y.: Springer, 2007. 619 p.
- [Kaminker et al., 2014] *Kaminker A. D., Kaurov A. A., Potekhin A. Y., Yakovlev D. G.* Thermal emission of neutron stars with internal heaters // Monthly Notices of Royal Astronomical Society (MNRAS). 2014. V. 442. P. 3484–3494.
- [Klahn et al., 2006] *Klähn T., Blaschke D., Typel S., van Dalen E. N. E., Faessler A., Fuchs C., Gaitanos T., Grigorian H., Ho A., Kolomeitsev E. E., Miller M. C., Röpke G., Trümper J., Voskresensky D. N., Weber F., Wolter H. H.* Constraints on the high-density nuclear equation of state from the phenomenology of compact stars and heavy-ion collisions // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 035802.
- [Klochkov et al., 2015] *Klochkov D. K., Suleimanov V. F., Pühlhofer G., Yakovlev D. G., Santangelo A., Werner K.* The neutron star in HESS J1731-347: Central compact objects as laboratories to study the equation of state of superdense matter // Astronomy and Astrophysics (A&A). 2015. V. 573. A53.
- [Page et al., 2009] *Page D., Lattimer J. M., Prakash M., Steiner A. W.* Neutrino emission from Cooper pairs and minimal cooling of neutron stars // Astrophysical J. (ApJ). 2009. V. 707. P. 1131.
- [Potekhin et al., 1997] *Potekhin A. Y., Chabrier G., Yakovlev D. G.* Internal temperatures and cooling of neutron stars with accreted envelopes // Astronomy and Astrophysics (A&A). 1997. V. 323. P. 415–428.
- [Potekhin et al., 2013] *Potekhin A. Y., Fantina A. F., Chamel N., Pearson J. M., Goriely S.* Analytical representations of unified equations of state for neutron-star matter // Astronomy and Astrophysics (A&A). 2013. V. 560. A48.
- [Yakovlev, Pethick, 2004] *Yakovlev D. G., Pethick C. J.* Neutron star cooling // Annual Review of Astronomy and Astrophysics (ARA&A). 2004. V. 42. P. 169.
- [Yakovlev et al., 2001] *Yakovlev D. G., Kaminker A. D., Gnedin O. Y., Haensel P.* Neutrino emission from neutron stars // Physics Reports. 2001. V. 354. Iss. 1-2. 155 p.
- [Yakovlev et al., 2011] *Yakovlev D. G., Ho W. C. G., Shternin P. S., Heinke C. O., Potekhin A. Y.* Cooling rates of neutron stars and the young neutron star in the Cassiopeia A supernova remnant // Monthly Notices of Royal Astronomical Society (MNRAS). 2011. V. 411. P. 1977–1988.

NEUTRON STAR IN HESS J1731-347 — A UNIQUE OBJECT TO STUDY PROPERTIES OF SUPERDENSE MATTER

D. D. Ofengeim^{1,2}, *A. D. Kaminker*², *D. K. Klochkov*³, *V. F. Suleimanov*^{3,4}, *D. G. Yakovlev*²

¹ Saint Petersburg Academic University of Russian Academy of Sciences (Academic University)

² Ioffe Institute of Russian Academy of Sciences

³ Institut für Astronomie und Astrophysik, Universität Tübingen, Germany

⁴ Kazan (Volga region) Federal University, Russia

Central compact object in the supernova remnant HESS J1731-347 is the hottest (for its age) isolated cooling neutron star which is observed. Cooling theory of neutron stars enables one to explain observations of this star only by assuming the presence of strong proton superfluidity in the star's core and the existence of the surface heat blanketing envelope which almost fully consists of carbon. The cooling theory of this star is elaborated. Stringent constraints on its mass, radius, properties of proton superfluidity, and mass of light elements in its heat blanket are obtained which further constrain a class of possible equations of state of superdense matter in neutron star cores.

Keywords: neutron stars, thermal emission, superdense matter.

Ofengeim Dmitry Dmitrievich — student, ddofengeim@gmail.com

Kaminker Aleksander Davidovich — leading scientist, doctor of physical and mathematical sciences, professor, kam.astro@ioffe.ru

Klochkov Dmitry Konstantinovich — research associate, PhD, klochkov@astro.uni-tuebingen.de

Suleimanov Valery Fialovich — research associate of the Institute of Astronomy and Astrophysics, Tuebingen University, design engineer, doctor of physical and mathematical sciences, assistant professor, suleimanov@astro.uni-tuebingen.de

Yakovlev Dmitry Georgievich — head of division, doctor of physical and mathematical sciences, professor, yak.astro@ioffe.ru

МАГНИТНАЯ СПИРАЛЬНОСТЬ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМОВ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В МОДЕЛИ ДИНАМО

Е. П. Попова

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ)

В рамках нелинейной модели $\alpha\Omega$ -динамо с меридиональной циркуляцией были построены широтно-временные распределения магнитной спиральности для режимов звёздной магнитной активности, таких как осцилляции, васцилляции, динамо-всплески и двойной цикл (квазидвухлетний и 22-летний).

Ключевые слова: цикл солнечной активности, $\alpha\Omega$ -динамо, дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция, коэффициент турбулентной диффузии, спиральность.

В последнее время нескольким научным группам удалось начать мониторинг по наблюдению магнитной спиральности в активных областях Солнца. В связи с этим становится актуальной задача предсказания на основе теории динамо поведения магнитной спиральности на протяжении солнечного цикла.

Схема Паркера не предназначена для описания деталей солнечного цикла, поэтому она не включает многие важные элементы солнечной магнитной гидродинамики. В частности, в её рамках возбуждаемое магнитное поле неограниченно растёт. В реальности этот рост, конечно, так или иначе подавляется, но само распространение волны магнитного поля сохраняется. Простейшим феноменологическим способом описать подавление генерации является предположение, что с ростом магнитного поля уменьшается α -эффект (так называемое алгебраическое подавление спиральности; см., например, [Brandenburg, Subramanian, 2005]). Эта схема опирается на соображения баланса магнитной и кинетической энергии.

До недавнего времени наука не располагала ни наблюдательными, ни экспериментальными способами определения α -эффекта, поэтому модели солнечного динамо опирались исключительно на оценки α -эффекта из первых физических принципов. В последние годы стала возможной оценка магнитного вклада в α -эффект исходя из наблюдений так называемой токовой спиральности в активных областях Солнца [Kleeorin et al., 2003; Zhang, Bao, 1999] (одновременно появились первые измерения α -эффекта в лаборатории [Stepanov et al., 2006]). Полученные таким образом оценки в пределах неопределённостей наблюдений укладываются в модели динамического подавления α -эффекта [Kleeorin et al., 2003].

Цель данной работы – выяснить, что предсказывает об эволюции магнитной спиральности модель нелинейного динамо с меридиональной циркуляцией, предложенная в работе [Попова, Юхина, 2013].

Магнитная спиральность, как одна из величин, связанная с α -эффектом, характеризует коэффициент зацепления магнитных линий, её плотность равна AB , причём полное магнитное поле B и векторный потенциал A разбиваются на сумму крупномасштабных и мелкомасштабных компонент $B = B + b$

Попова Елена Петровна — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, popovaelp@mail.ru

и $A = A + a$. В рамках модели крупномасштабные компоненты имеют лишь тороидальные составляющие B и A , причём их произведение AB не сохраняется. Очевидно, это несохранение приходится компенсировать за счёт плотности мелкомасштабной магнитной спиральности ab . Естественно надеяться, что мелкомасштабные компоненты a и b распределены локально однородно и изотропно. Тогда плотность мелкомасштабной магнитной спиральности ab пропорциональна плотности мелкомасштабной токовой спиральности bj , где j — электрический ток. Именно плотность токовой спиральности (точнее, одно из трёх входящих в её состав слагаемых, которые тоже предполагаются равными в силу локальной однородности и изотропии) удаётся определять из наблюдений. Отметим, что в рамках этого рассуждения калибровка векторного потенциала выбирается из условий осевой симметрии крупномасштабной компоненты и локальной однородности и изотропии мелкомасштабной компоненты.

Поскольку в рассматриваемом приближении магнитная и токовая спиральность пропорциональны, а нас интересует в основном их качественное поведение в ходе цикла, то можно изображать их на одном и том же графике, не всегда уточняя, о какой из этих спиральностей идёт речь. Итак, вычисляя спиральность AB из уравнений динамо Паркера, мы можем сопоставить её с наблюдаемой спиральностью bj .

Согласно [Попова, Юхина, 2013], уравнения динамо с меридиональной циркуляцией имеют вид:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = R_\alpha \alpha B + \beta \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} - V \frac{\partial A}{\partial \theta} - \eta^2 \beta A, \quad (1)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = R_\omega \sin \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} + \beta \frac{\partial^2 B}{\partial \theta^2} - \frac{\partial(VB)}{\partial \theta} - \eta^2 \beta B. \quad (2)$$

Здесь B — тороидальное магнитное поле (измеряется в единицах равномерно распределённого поля); A пропорционально тороидальной компоненте векторного потенциала, которая определяет полоидальное магнитное поле как $B_p = -\partial A / \partial \theta$; θ — широта, которая отсчитывается от одного из полюсов; t — время; β — коэффициент турбулентной диффузии, который полагается равным единице; η — коэффициент, характеризующий толщину слоя, в котором работает механизм динамо. Множитель $\sin \theta$ отвечает уменьшению длины параллели вблизи полюса. Во втором уравнении опущен малый вклад α -эффекта, т.е. используется так называемое $\alpha\Omega$ -приближение. В диффузионных членах опущены эффекты кривизны. Считается, что радиальный градиент угловой скорости не меняется с широтой θ ; $V(-\theta) = -V(\theta)$ — меридиональная циркуляция; R_α и R_ω в уравнениях (1), (2) — параметры, характеризующие интенсивность α -эффекта и дифференциального вращения, соответственно. Используется простейшая схема стабилизации роста магнитного поля — так называемое алгебраическое подавление спиральности. В рамках этой схемы считается, что $\alpha = \alpha_0(\theta)(1 + \xi^2 B^2)^{-1} \approx \alpha_0(\theta)(1 - \xi^2 B^2)$, где α_0 — значение спиральности в немагнитенной среде; $B_0 = \xi^{-1}$ — магнитное поле, при котором происходит существенное подавление α -эффекта. Для определённости считаем, что $\alpha_0 = \cos \theta$, $\xi = 1$. Следуя [Нефедов, Соколов, 2010], будем полагать $\alpha = \alpha_0(\theta)(1 - \xi^2 B^2)$. В качестве граничных условий на полюсах используем условия $A(0) = B(0) = A(\pi) = B(\pi) = 0$, что соответствует дипольной симметрии.

В нашей модели мы предполагаем, что на полюсах и экваторе меридиональная циркуляция спадает до нуля, а в областях средних широт имеет своё максимальное значение. В качестве широтного профиля такой меридиональной циркуляции мы используем $V(\theta) = V \sin 2\theta$. Поскольку отсчёт широты ведётся от одного из полюсов, то меридиональная циркуляция, направленная против распространения динамо-волны, берётся с отрицательным знаком, а направленная вдоль — с положительным.

Систему (1)-(2) будем исследовать с помощью маломодового приближения, предложенного и развитого в работах [Нефедов, Соколов, 2010; Соколов, Нефедов, 2007; Popova, 2013; Ruzmaikin, 1981].

Выбирая широтный профиль полей, будем следовать работе [Popova, 2013]. Таким образом, получим:

$$B(\theta, t) = b_1(t) \sin 2\theta + b_2 \sin 4\theta + b_3 \sin 6\theta, \quad (3)$$

$$A(\theta, t) = a_1(t) \sin \theta + a_2(t) \sin 3\theta + a_3(t) \sin 5\theta. \quad (4)$$

Подставляя выбранный набор компонент в уравнения динамо (1)-(2) и собирая коэффициенты при синусах с одинаковыми аргументами, получаем динамическую систему из шести уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_1}{\partial t} = & -\frac{3}{4} R_\alpha \xi^2 b_1(t) b_3^2(t) - \frac{3}{8} R_\alpha \xi^2 b_2^2(t) b_3(t) + \frac{1}{2} R_\alpha \xi^2 b_1(t) + \frac{3}{8} R_\alpha \xi^2 b_3(t) b_1^2(t) - \\ & -\beta a_1(t) - \frac{1}{2} \nu a_1(t) - \eta^2 \beta a_1(t) + \frac{3}{2} \nu a_2(t) - \frac{3}{4} R_\alpha \xi^2 b_1(t) b_2^2(t) - \frac{3}{8} R_\alpha \xi^2 b_1^3(t), \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_2}{\partial t} = & -\frac{3}{4} R_\alpha \xi^2 b_1(t) b_3^2(t) - \eta^2 \beta a_2(t) - \frac{3}{8} R_\alpha \xi^2 b_1(t) b_2^2(t) - \frac{3}{8} R_\alpha \xi^2 b_3(t) b_2^2(t) - \\ & -\frac{3}{4} R_\alpha \xi^2 b_2(t) b_3^2(t) + \frac{3}{4} R_\alpha \xi^2 b_1^2(t) b_3(t) - \frac{3}{4} R_\alpha \xi^2 b_1(t) b_2(t) b_3(t) + \frac{1}{2} R_\alpha b_1(t) - \frac{1}{2} \nu a_1(t) - \\ & -\frac{3}{8} R_\alpha \xi^2 b_1^3(t) - \frac{3}{4} R_\alpha \xi^2 b_1^2(t) b_2(t) + \frac{1}{2} R_\alpha b_2(t) + \frac{3}{8} R_\alpha \xi^2 b_1^2(t) b_3(t) - 9\beta a_2(t) + \frac{5}{3} \nu a_3(t), \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_3}{\partial t} = & -\frac{3}{4} R_\alpha \xi^2 b_1(t) b_2(t) b_3(t) - \eta^2 \beta a_3(t) + \frac{1}{8} R_\alpha b_1^3(t) - \frac{3}{8} R_\alpha \xi^2 b_2^3(t) - \\ & -\frac{3}{4} R_\alpha \xi^2 b_2(t) b_1^2(t) - \frac{3}{4} R_\alpha \xi^2 b_1^2(t) b_3(t) - \frac{3}{8} R_\alpha \xi^2 b_1(t) b_2^2(t) - \frac{3}{4} R_\alpha b_2^2(t) b_3(t) - \\ & -\frac{3}{4} R_\alpha \xi^2 b_2(t) b_3^2(t) - 25\beta a_3(t) + \frac{1}{2} R_\alpha b_2(t) + \frac{1}{2} R_\alpha b_3(t) - \frac{3}{8} R_\alpha \xi^2 b_3^3(t) - \frac{3}{2} \nu a_2(t), \quad (7) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial b_1}{\partial t} = -4\beta b_1(t) - \frac{3}{2} R_\omega a_2(t) - \eta^2 \beta b_1(t) + \nu b_2(t) + \frac{1}{2} R_\omega a_1(t), \quad (8)$$

$$\frac{\partial b_2}{\partial t} = -16\beta b_2(t) - \frac{5}{2} R_\omega a_3(t) - \eta^2 \beta b_2(t) - 2\nu b_1(t) + 2\nu b_3(t) + \frac{3}{2} R_\omega a_2(t), \quad (9)$$

$$\frac{\partial b_3}{\partial t} = -36\beta b_3(t) + \frac{5}{2} R_\omega a_3(t) - \eta^2 \beta b_3(t) - 3\nu b_2(t). \quad (10)$$

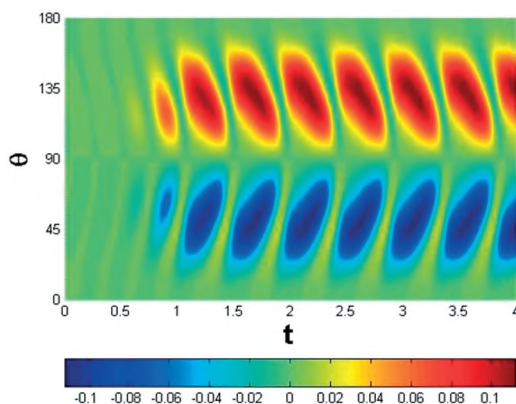


Рис. 1. Широтно-временное распределение спиральности для режима осцилляций, $D = -1000$

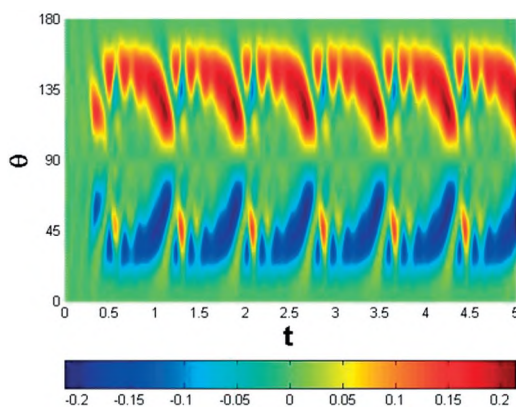


Рис. 2. Широтно-временное распределение спиральности для режима одновременного присутствия 11-летнего и квазидвухлетнего циклов, $D = -2000$

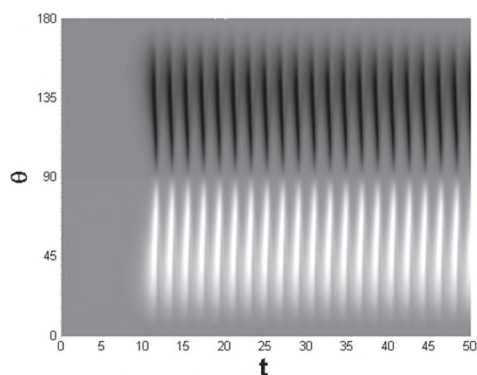


Рис. 3. Широтно-временное распределение спиральности для режима васцилляций, $D = 90$

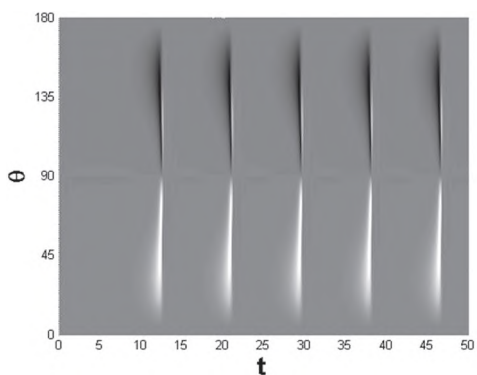


Рис. 4. Широтно-временное распределение спиральности для режима динамо-всплесков, $D = 128$

В этой системе процесс самовозбуждения описывается линейными членами, а стабилизация — нелинейными (за счёт нелинейного подавления спиральности). В систему в качестве управляющих параметров входят величины R_α и R_ω , которые обезразмерены с помощью коэффициента турбулентной диффузии и геометрических параметров задачи и которые характеризуют амплитуду α -эффекта и дифференциального вращения соответственно.

В уравнениях (1)-(2) учтено, что генерация полоидального поля из торoidalного происходит под действием дифференциального вращения, а вклад α -эффекта пренебрежимо мал.

Как показано в работах [Попова, Юхина, 2013; Popova, 2013], система (5)–(10) может воспроизводить режимы осцилляций, васцилляций (осцилляций относительно ненулевого значения амплитуды магнитного поля), динамовсплесков и двойных циклов (режим аналогичный генерации квазидвухлетних колебаний на фоне 22-летнего цикла).

Для режима осцилляций получено, что, как и в наблюдательных данных [Stepanov et al., 2006], в одном полушарии преобладает один знак у спиральности, а в другом полушарии — противоположный. Кроме этого, как и в наблюдениях на широтно-временном распределении спиральности, присутствуют небольшие области, в которых спиральность имеет знак, «неправильный» для данного полушария. Эти области приурочены к концу цикла и их форма существенно зависит от меридиональной циркуляции. На рис. 1 представлено широтно-временное распределение спиральности для толщины конвективной зоны, равной солнечной и величине меридиональных потоков несколько метров в секунду, которые направлены против распространения динамо-волны. Динамо-число $D = R_\alpha R_\omega = -1000$.

На рис. 2 представлено широтно-временное распределение спиральности для режима одновременного присутствия 11-летнего и квазидвухлетнего циклов. Такой режим описан в работе [Попова, Юхина, 2013]. $D = -2000$, толщина конвективной зоны и величина меридиональной циркуляции такая же, как и в предыдущем случае. Область неправильного знака в данном случае имеет более сложную структуру.

На рис. 3 представлено широтно-временное распределение спиральности для режима васцилляций для полностью конвективной звезды при отсутствии меридиональных потоков и $D = 90$. Режим васцилляций описан в статье [Нефедов, Соколов, 2010]. На рис. 4 представлено широтно-временное распределение спиральности для режима динамо-всплесков для полностью конвективной звезды при отсутствии меридиональных потоков и $D = 128$.

ЛИТЕРАТУРА

- [Нефедов, Соколов, 2010] *Нефедов С. Н., Соколов Д. Д.* Нелинейная маломодовая модель динамо Паркера // *Астроном. журн.* 2010. Т. 87. № 3. С. 278–285.
- [Попова, Юхина, 2013] *Попова Е. П., Юхина Н. А.* Квазидвухлетний цикл солнечной активности и теория динамо // *Письма в Астроном. журн.* 2013. Т. 39. № 10. С. 810–816.
- [Соколов, Нефедов, 2007] *Соколов Д. Д., Нефедов С. Н.* Маломодовое приближение в задаче звёздного динамо // *Вычислительные методы и программирование.* 2007. Т. 8. С. 195–204.

- [Brandenburg, Subramanian, 2005] *Brandenburg A., Subramanian K.* Astrophysical magnetic fields and nonlinear dynamo theory // *Physics Reports*. 2005. V. 417. 209 p.
- [Kleeorin et al., 2003] *Kleeorin N., Kuzanyan K., Moss D., Rogachevskii I., Sokoloff D., Zhang H.* Magnetic helicity evolution during the solar activity cycle: Observations and dynamo theory // *Astron. and Astrophys.* 2003. V. 409. P. 1097–1105.
- [Popova, 2013] *Popova H.* A Double Magnetic Solar Cycle and Dynamical Systems // *Magneto-hydrodynamics*. 2013. V. 49. Iss. 1-2. P. 59–68.
- [Ruzmaikin, 1981] *Ruzmaikin A. A.* The solar cycle as a strange attractor // *Comm. Astrophys.* 1981. V. 9. P. 85–93.
- [Stepanov et al., 2006] *Stepanov R., Volk R., Denisov S., Frick P., Noskov V., Pinton J.-F.* Induction, helicity, and alpha effect in a toroidal screw flow of liquid gallium // *Phys. Rev. E*. 2006. V. 73. P. 046310.
- [Zhang, Bao, 1999] *Zhang H., Bao S.* Distribution of Photospheric Electric Current Helicity and Solar Activities // *Astrophys. J.* 1999. V. 519. P. 876–883.

MAGNETIC HELICITY FOR VARIOUS MODES OF MAGNETIC FIELD IN THE DYNAMO MODEL

E. P. Popova

Lomonosov Moscow State University (MSU)

We built time-latitude distributions of magnetic helicity for different regimes of magnetic field generation using the non-linear dynamo theory with algebraic quenching of the alpha-effect.

Keywords: cycle of solar activity, helicity, $\alpha\Omega$ -dynamo, differential rotation, meridional circulation, the coefficient of turbulent diffusion.

Popova Elena Penrovna — senior scientist, PhD, popovaelp@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ РАССЕЯНИЯ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ ГИГАНТСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

А. Г. Рудницкий

Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева
Российской академии наук (АКЦ ФИАН)

Высокая плотность потока гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности и компактность их источника являются подходящими критериями для интерферометрических наблюдений данного объекта на сверхдлинных проекциях базы. В рамках научной программы РАДИОАСТРОН пульсар в Крабовидной туманности наблюдался для исследования эффектов рассеяния радиоизлучения на межзвёздной среде. Впервые проводились радиоинтерферометрические наблюдения гигантских импульсов на наземно-космических базах до 150 000 км. Самые сильные импульсы были протектированы космическим радиотелескопом «РадиоАстрон», как в режиме одиночной антенны, так и в режиме интерферометра. На основе полученных данных были сделаны оценки параметров рассеяния. Получены оценки расстояния до рассеивающего экрана, углового размера рассеянного диска, а также времени рассеяния. Все оценки были сделаны в предположении наличия одного тонкого рассеивающего экрана. Впервые для данного пульсара были обнаружены значительные изменения формы кросскорреляционных функций для наземно-космических баз (проекции баз: от 4 до 12 диаметров Земли).

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 13-02-00460).

Ключевые слова: пульсары, межзвёздная среда, радиоастрономия, РСДБ, РадиоАстрон.

ВВЕДЕНИЕ

Среди наблюдаемых эффектов рассеяния можно выделить: мерцания (переменность интенсивности импульсов), изменение угловых размеров θ , а также изменение длительности регистрируемого импульса от пульсара τ .

Изучение эффектов рассеяния по наблюдениям радиоимпульсов пульсаров остаётся актуальной задачей радиоастрономии, и особый интерес представляет использование гигантских радиоимпульсов (ГИ), излучаемых некоторыми пульсарами. Самым перспективным объектом такого рода является пульсар в Крабовидной туманности B0531+21.

Пульсар B0531+21 является молодым объектом. Он расположен в Крабовидной туманности — остатке сверхновой SN1054 на расстоянии около 2 кпк от Солнца. Профиль импульса включает в себя главный импульс и интеримпульс, причём они полностью состоят из ГИ [Petrov et al., 2006], соответственно гигантские импульсы детектируются только на вращательных фазах главного импульса и интеримпульса.

Рудницкий Алексей Георгиевич — младший научный сотрудник, аспирант, almax1024@gmail.com

Гигантские радиоимпульсы от пульсара в Крабовидной туманности дают возможность измерять мгновенные параметры рассеяния без усреднения, поэтому они являются отличным инструментом для зондирования межзвёздной плазмы.

Данный пульсар наблюдался в рамках научной программы проекта РАДИО-АСТРОН [Kardashev et al., 2013]. Первые результаты исследования пульсаров в этом проекте опубликованы в работе Смирновой [Smirnova et al., 2014].

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Научная программа миссии РАДИОАСТРОН подразделяется на несколько этапов: программа по поиску интерференционных лепестков (RAFS, конец 2011 – начало 2012 г.), ранняя научная программа (РНП или RAES, до середины 2013 г.), ключевая научная программа (КНП или RAKS, с 2013 г.), которая формируется на базе ежегодного конкурса научных заявок.

Всего было проведено шесть наблюдений пульсара в Крабовидной туманности в период с 2011 по 2013 г. Наблюдения проводились на наземных телескопах совместно с космическим радиотелескопом «РадиоАстрон» (табл. 1).

Таблица 1. Список проведённых сеансов наблюдений

Сеанс	Дата	Время	B [км]	λ [см]	Кол-во наземных телескопов	Корреляция
RAFS01	14.11.2011	23:00–00:00	46 000	18	4	Есть с «Радио-Астроном»
RAES04A	02.03.2012	13:00–17:00	145 000	18	8	Только наземные базы
RAES04B	06.03.2012	14:30–17:30	128 000	18	8	Есть с «Радио-Астроном»
RAES04D	23.10.2012	07:00–09:00	113 000	18	7	Есть с «Радио-Астроном»
RAKS02AD	27.10.2013	06:00–09:00	150 000	18	4	Есть с «Радио-Астроном»
RAKS02AE	02.11.2013	19:30–08:40	40 000...57 000	92	5	Только наземные базы

Обработка данных была выполнена на корреляторе АКЦ ФИАН [Андрианов и др., 2014]. В основе процедуры обработки данных лежит режим корреляции пульсаров с некогерентной компенсацией дедисперсии. Дополнительно был создан алгоритм поиска и корреляции гигантских импульсов. Его суть заключается в предварительном получении кросскорреляционной функции (ККФ) обратным преобразованием Фурье от кросс-спектра для каждого элементарного окна данных и в дальнейшей оценке амплитуды интерференционного отклика по заданному критерию.

В процессе корреляции использовались эфемериды пульсара, взятые из каталогов ATNF Pulsar Catalogue (<http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>)

и Jodrell Bank Crab Pulsar Ephemeris (<http://www.jb.man.ac.uk/~pulsar/crab.html>). Дополнительно использовался программный пакет TEMPO2 для определения долготы зарегистрированных гигантских импульсов [Hobbs et al., 2006].

Ввиду того, что коррелированная амплитуда гигантских импульсов зависит от их интенсивности, для получения корректной зависимости амплитуды функции видности от проекции базы следует выполнить нормировку коррелированной амплитуды:

$$A_{norm} = \frac{A_{corr}}{R}, \quad (1)$$

где R — нормировочный коэффициент; A_{corr} — значение коррелированной амплитуды, полученное коррелятором.

В общем случае нормировочный коэффициент выражается следующим соотношением:

$$R = \sqrt{(\sigma_{1tot}^2 - \sigma_{1off}^2)(\sigma_{2tot}^2 - \sigma_{2off}^2)}, \quad (2)$$

где индексы «1» и «2» соответствуют двум наземным телескопам.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ РАССЕЯНИЯ

Оценки параметров рассеяния радиоизлучения от пульсара в Крабовидной туманности производились в рамках модели одиночного тонкого экрана [Gwinn et al., 1998].

Полученные после корреляции кросскорреляционные функции представляют собой зависимости амплитуды функции видности от времени запаздывания (задержки).

Корреляция на наземно-космических базах была обнаружена для четырёх сеансов на длине волны $\lambda = 18$ см. На длине волны $\lambda = 92$ см положительного детектирования с космическим радиотелескопом обнаружено не было.

Обнаруженное изменение формы амплитуды функции видности сильно искажается при переходе от наземных баз к наземно-космическим базам. На наземных базах (рис. 1, справа) амплитуда функции видности имеет одну центральную компактную деталь, в то время как на наземно-космических базах наблюдается множество деталей (рис. 1, слева).

Угловые размеры кружка рассеяния можно получить, аппроксимируя зависимость амплитуды функции видности от проекции базы. В предположении модели однородного излучающего диска эту зависимость можно аппроксимировать гауссовым распределением [Gwinn et al., 1993]:

$$V(B) = V_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \left| \frac{\pi}{\sqrt{2 \ln 2}} \frac{\theta B}{\lambda} \right|^2 \right], \quad (4)$$

где θ — угловой размер кружка рассеяния в угловых секундах дуги (полная ширина по уровню 0,5); B — проекция базы (в [см]); λ — длина волны, на которой проводились наблюдения.

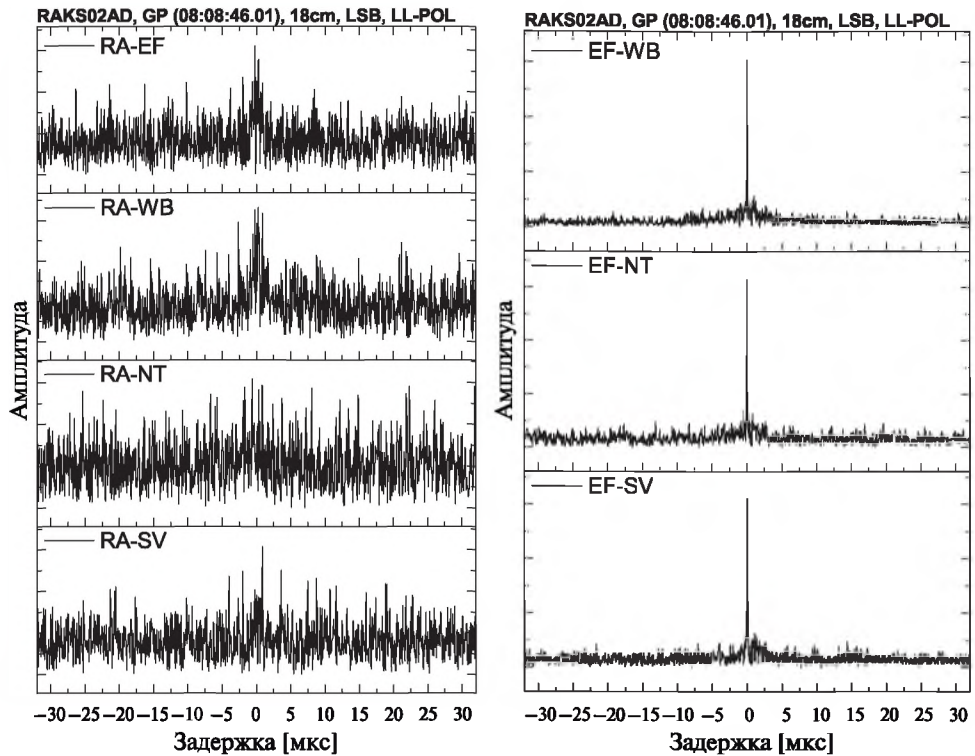


Рис. 1. Форма кросскорреляционной функции для гигантского импульса 08:08:46.01, сеанс RAKS02AD (27.10.2013), $\lambda = 18$ см: слева — наземные-космические базы, справа — наземные базы

На рис. 2 представлены зависимости амплитуды функции видности от проекции базы, линиями изображена аппроксимация (4). Они хорошо согласуются с теорией Гудмана и Нараяна [Goodman, Narayan, 1989], где рассматривается теория рассеянного изображения и соответствующие интерференционные отклики.

Форма амплитуды функции видности для наземно-космических баз отражает величину τ , на которую произошло рассеяние. Поэтому время рассеяния можно оценить экспоненциальной аппроксимацией усреднённой функции видности в том случае, когда был обнаружен интерференционный отклик на наземно-космических базах:

$$A = C + A_0 e^{-x/\tau}, \quad (5)$$

где τ — искомое время рассеяния (в [мкс]).

Наблюдаемые искажения амплитуды функции видности возникают при увеличении проекции базы тогда, когда она становится больше радиуса дифракционного пятна.

Радиус дифракционного пятна R_{diff} зависит от угловых размеров кружка рассеяния и длины волны, на которой проводилось наблюдение, и связан с этими параметрами соотношением [Popov et al., 2015]:

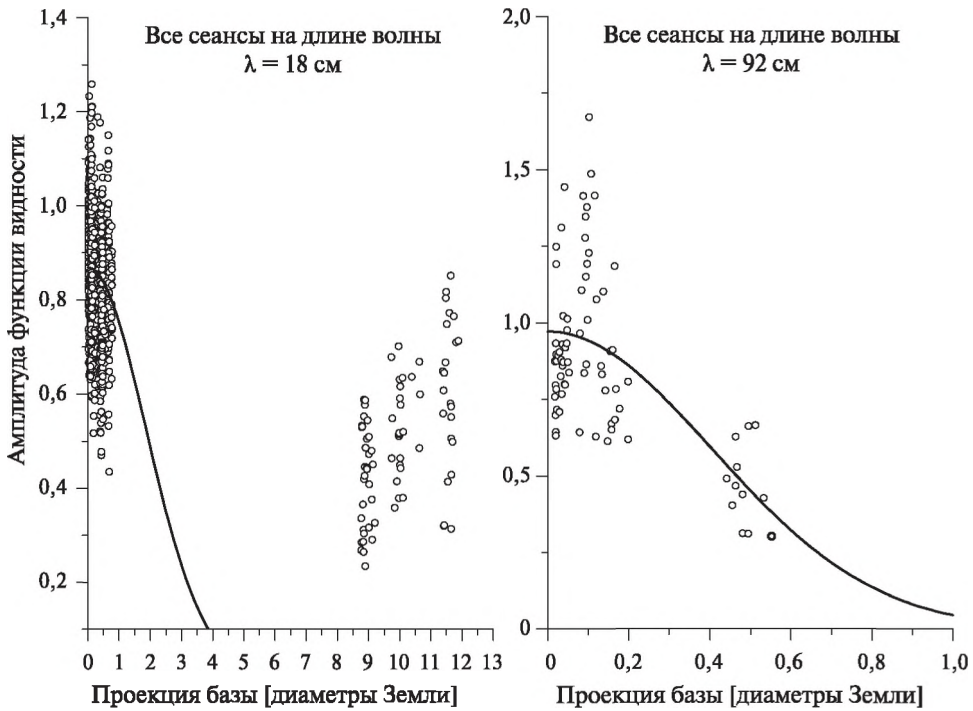


Рис. 2. Зависимость амплитуды функции видности от проекции базы. Для сеансов на длине волны $\lambda = 18$ см (слева), для сеансов на длине волны $\lambda = 92$ см (справа)

$$R_{diff} = \sqrt{2 \ln 2} \frac{\lambda}{\pi \theta}. \tag{6}$$

Как видно из табл. 1, максимальная проекция наземно-космических баз в сеансах превышает вычисленные размеры дифракционных пятен.

Характер мерцаний зависит от частоты, на которой производятся наблюдения. Эта зависимость характеризуется изменением полосы декорреляции $\Delta\nu$ с частотой.

Полоса декорреляции определялась анализом кросскорреляционной функции от средних автоспектров для двух выбранных наземных станций.

Значение полосы декорреляции оценивалось экспоненциальной аппроксимацией полученной кросскорреляционной функции:

$$A = C + A_0 e^{-x/\tau}. \tag{7}$$

Для модели одиночного тонкого экрана рассеяния ожидается выполнение условия, которое связывает время рассеяния с полосой декорреляции:

$$2\pi \cdot \Delta\nu \cdot \tau = 1. \tag{8}$$

В приближении этой же модели угловой размер кружка рассеяния связан со временем рассеяния и расстоянием до экрана следующим соотношением [Britton et al., 1998]:

$$\theta^2 = \frac{8c\tau \cdot \ln 2 \cdot (1 - \alpha)}{\alpha L}, \quad (9)$$

где $L = 2$ кпк — расстояние до пульсара в Крабовидной туманности; $\alpha = D/L$ — расстояние до рассеивающего экрана относительно расстояния до пульсара L ; τ — время рассеяния; c — скорость света.

Зная угловые размеры кружка рассеяния θ и время рассеяния τ , можно определить относительное расстояние до рассеивающего экрана α :

$$\alpha = \frac{8c\tau \cdot \ln 2}{\theta^2 L + 8c\tau \cdot \ln 2}. \quad (10)$$

В табл. 2 представлены все вычисленные параметры рассеяния.

Таблица 2. Список измеренных параметров рассеяния

Сеанс	τ_{sc} [мкс]	θ [mas]	$\Delta\nu$ [кГц]	R_{diff} [км]	α	Кол-во импульсов
RAFS01	0,922±0,106	1,318±0,213	116,299±24,512	10361±1697	0,36±0,08	98
RAES04A	5,765±0,311	0,618±0,081	55,210±5,931	21817±2874	0,94±0,02	1202
RAES04B	5,515±0,745	0,501±0,142	41,213±7,899	26949±7686	0,96±0,03	1034
RAES04D	5,106±0,548	1,182±0,095	40,722±4,558	11413±922	0,79±0,03	929
RAKS02AD	2,202±0,294	1,235±0,107	78,144±7,944	12113±1171	0,61±0,06	453
RAKS02AE	—	14,013±1,374	—	5140±527	—	579

ВЫВОДЫ

Впервые для гигантских импульсов пульсара в Крабовидной туманности были получены интерференционные отклики на наземно-космических базах на расстоянии вплоть до 150 000 км совместно с космическим радиотелескопом «РадиоАстрон».

При больших проекциях базы (более 40 000 км), когда кружок рассеяния уже разрешается, интерференционный отклик должен отсутствовать, но оказалось, что коррелированная амплитуда всё же имеет значительную величину, отличную от нуля. Более того, амплитуда остаётся практически постоянной с дальнейшим увеличением проекции базы вплоть до 150 000 км.

Обнаружено изменение формы функции видности гигантских импульсов с изменением проекции базы от наземных к наземно-космическим базам, которые превышают радиус дифракционного пятна (см. рис. 1). Форма амплитуды функции видности для наземных баз имеет доминирующую узкую деталь, в то время как для наземно-космических ККФ достаточно широкая и состоит из множества деталей.

Вышеизложенные факты свидетельствуют о том, что благодаря наземно-космическим наблюдениям удалось разрешить неоднородности, которые присутствуют в кружке рассеяния. Данный эффект наблюдается и для других пульсаров [Popov et al., 2015].

Полученные оценки расстояния до рассеивающего экрана имеют различное значение для каждого сеанса. В случае первого из них (RAFS01) расстояние до экрана соответствует $d = D/3$, что отвечает случаю равномерного распределения рассеивающего вещества на луче зрения [Desai et al., 1992]. В других сеансах видно, что экран располагался в окрестностях Крабовидной туманности, это свидетельствует, что рассеяние доминировало в этих областях. Таким образом, наблюдаемое изменение параметра α , а также невыполнение условия (8) для сеансов, за исключением RAFS01, требует рассмотрения модели как минимум двух рассеивающих экранов при дальнейшем анализе полученных данных.

Более подробный анализ результатов представлен в работе (Рудницкий А. Г., Карунтусами Р., Попов М. В., Согласнов В. А. Зондирование космической плазмы гигантскими импульсами пульсара в Крабовидной туманности // *Астроном. журн.* 2015. В печати). Полученные результаты также были представлены на Международной радиоастрономической конференции “12th EVN Symposium” [Rudnitskiy et al., 2014].

Проект РАДИОАСТРОН разрабатывается АКЦ ФИАН им. П. Н. Лебедева и Научно-производственным объединением им. С. А. Лавочкина по контракту с Российским космическим агентством совместно со многими научно-техническими организациями в России и других странах.

Представленные результаты частично основаны на наблюдениях, выполненных на радиотелескопах Института прикладной астрономии Российской академии наук (ИПА РАН).

Представленные исследования частично основаны на результатах наблюдений радиотелескопа РТ-70 (Евпатория), которые проводились Радиоастрономическим институтом Национальной Академии наук Украины (РИ НАНУ) по контракту с Государственным космическим агентством Украины и Национальным центром управления и испытаний космических средств при технической поддержке АКЦ ФИАН им. П. Н. Лебедева.

Представленные исследования частично основаны на результатах наблюдений Европейской сети радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) European VLBI Network (EVN).

ЛИТЕРАТУРА

- [Андрианов и др., 2014] Андрианов А. С., Гурин И. А., Жаров В. Е., Костенко В. И., Лихачев С. Ф., Шацкая М. В. Корреляционная обработка данных наземно-космического интерферометра «РадиоАстрон» // *Вестн. НПО им. С. А. Лавочкина.* 2014. Т. 3. С. 55–59.
- [Britton et al., 1998] Britton M. C., Gwinn C. R., Ojeda M. J. Angular Broadening of Nearby Pulsars // *ApJ.* 1998. V. 501. P. L101.
- [Desai et al., 1992] Desai K. M., Gwinn C. R., Reynolds J. et al. A speckle hologram of the interstellar plasma // *ApJ.* 1992. V. 393. P. L75.
- [Goodman, Narayan, 1989] Goodman J., Narayan R. The shape of a scatter-broadened image // *MNRAS.* 1989. V. 238. P. 963–1028.
- [Gwinn et al., 1993] Gwinn C. R., Bartel N., Cordes J. M. Angular broadening of pulsars and the distribution of interstellar plasma fluctuations // *ApJ.* 1993. V. 410. P. 673.
- [Gwinn et al., 1998] Gwinn C. R., Britton M. C., Reynolds J. E. et al. Interstellar Optics // *ApJ.* 1998. V. 505. P. 928.

- [Hobbs et al., 2006] *Hobbs G. B., Edwards R. T., Manchester R. N.* TEMPO2, a new pulsar-timing package I. An overview // *MNRAS*. 2006. V. 369. P. 655–672.
- [Kardashev et al., 2013] *Kardashev N. S.* et al. RadioAstron — A telescope with a size of 300 000 km: Main parameters and first observational results // *Astronomy Reports*. 2013. V. 57. P. 153–194.
- [Popov et al., 2006] *Popov M. V., Soglasnov V. A., Kondratiev V. I., Kostyuk S. V., Ilyasov Y. P., Oreshko V. V.* Giant pulses — the main component of the radio emission of the crab pulsar // *Astronomy Reports*. 2006. V. 50. P. 55–61.
- [Popov et al., 2015] *Popov M. V., Andrianov A. S., Bartel N., Gwinn C. R., Johnson M. D., Joshi B. C., Kardashev N. S., Karuppusamy R., Kovalev Y. Y., Kramer M., Rudnitskii A. G., Safutdinov E. R., Shishov V. I., Smirnova T. V., Soglasnov V. A., Zensus J. A., Zhuravlev V. I.* PSR B0329+54: Substructure in the scatter-broadened image discovered with RadioAstron on baselines of up to 235,000 km // *Astrophysical J. (ApJ)*. 2015. 8 p. URL: arXiv:1501.04449.
- [Rudnitskiy et al., 2014] *Rudnitskiy A. G., Popov M. V., Soglasnov V. A.* Preliminary results of giant pulse investigations from Crab pulsar with Radioastron // *Proc. Science. EVN 2014*. P. 065. arXiv:1505.00987.
- [Smirnova et al., 2014] *Smirnova T. V., Shishov V. I., Popov M. V., Gwinn C. R., Anderson J. M., Andrianov A. S., Bartel N., Deller A., Johnson M. D., Joshi B. C., Kardashev N. S., Karuppusamy R., Kovalev Y. Y., Kramer M., Soglasnov V. A., Zensus J. A., Zhuravlev V. I.* RadioAstron Studies of the Nearby, Turbulent Interstellar Plasma with the Longest Space-Ground Interferometer Baseline // *ApJ*. 2014. V. 786. P. 115.

INTERSTELLAR SCATTERING EFFECTS STUDIES WITH GIANT PULSES FROM CRAB PULSAR

A. G. Rudnitskiy

Astro Space Center of P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences (ASC LPI)

The high flux density of giant pulses from the Crab pulsar and the source compactness make this pulsar an attractive object for interferometric observations at very long baselines.

The Crab pulsar was observed within the scientific program of RADIOASTRON mission to study the effects of radio emission scattering in the interstellar medium. For the first time were conducted radio interferometric observations of giant pulses at the space-ground baselines up to 150 000 km. The strongest pulses were detected on the space radio telescope RadioAstron as in the single dish mode, as well as in interferometric mode. Based on these results, estimations of the scattering parameters were done.

The following parameters were estimated: the distance to the scattering screen, the scattering disk angular size, as well as the scattering time. All evaluations were done using the thin single scattering screen. For the first time for this pulsar were found significant changes in the shape of cross-correlation function for the space-ground baselines (baseline projections from 4 up to 12 Earth diameters).

Keywords: pulsars, interstellar medium, radio astronomy, VLBI, RadioAstron.

Rudnitskiy Alexey Georgievich — junior researcher, graduate student, almax1024@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЕ ФРОНТОВ МЕЖПЛАНЕТНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ПРИБОРОМ БМСВ НА СПУТНИКЕ «СПЕКТР-Р»

О. В. Сапунова^{1,2}, Н. Л. Бородковас¹, Г. Н. Застенкер¹

¹ Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

² Московский физико-технический институт (государственный университет) (МФТИ)

В последние десятилетия было собрано и обработано большое количество данных по межпланетным ударным волнам в солнечном ветре. Временное разрешение для магнитных параметров солнечного ветра достигает 0,01 с и выше. Но для плазменных параметров подобного разрешения удалось добиться относительно недавно на приборе быстрый монитор солнечного ветра (БМСВ) спутника «Спектр-Р» [Safrankova et al., 2013].

На данный момент зарегистрировано 31 событие на спутнике «Спектр-Р». Данные дополняются со спутника WIND. Для событий, зарегистрированных на четырёх и более спутниках, были вычислены нормали к фронту межпланетной ударной волны. По параметрам плазмы и магнитного поля солнечного ветра были вычислены характеристики фронта межпланетной ударной волны: $\theta_{\text{Вн}}$ (угол между нормалью к фронту и магнитным полем), M_{ms} (магнитозвуковое число Маха), β (отношение магнитного давления к тепловому давлению). Построены гистограммы перечисленных параметров.

Длительность фронта межпланетной ударной волны была определена как по магнитному полю (в случае наличия данных с высоким временным разрешением), так и по прибору БМСВ, имеющему временное разрешение 0,031 с для параметров плазмы. Для большинства событий эта величина составила менее 1 с. По этим данным определена толщина фронта.

Ключевые слова: солнечный ветер, ударная волна, БМСВ, Спектр-Р.

ВВЕДЕНИЕ

Солнечный ветер (СВ) является одним из главных факторов, определяющих физические условия в околоземном межпланетном пространстве. Он представляет собой всегда существующий сильноизменчивый поток плазмы, возникающий в верхней короне Солнца, распространяющийся радиально от Солнца и несущий с собой магнитные поля солнечного происхождения.

Одним из важнейших источников возмущённости солнечного ветра являются межпланетные ударные волны (МУВ), генерирующиеся при солнечных вспышках и выбросах коронального вещества [Borodkova et al., 1986; Borrini et al., 1982; Volkmer, Neubauer, 1985]. На фронте ударной волны происходит перераспределение энергии направленного движения плазмы в тепловую энергию, и ускорение части частиц до значительных энергий, что приводит к резкому и большому росту всех кинетических параметров плазмы и магнитного поля солнечного ветра.

Сапунова Ольга Владимировна — студентка, sapunova_olga@mail.ru

Бородкова Наталия Львовна — старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук

Застенкер Георгий Наумович — ведущий научный сотрудник, доктор физико-математических наук

Наиболее важными параметрами, которые характеризуют структуру ударной волны, считаются параметр β (отношение магнитного давления к тепловому давлению), угол θ_{Bn} между нормалью к фронту волны и направлением вектора магнитного поля и магнитозвуковое число Маха M_{ms} [Formisano, 1985; Kennel et al., 1985]

$$\beta = \frac{P_{mag}}{P_t}; \quad P_{mag} = \frac{H^2}{8\pi}; \quad P_t = kTN; \quad M_{ms} = \frac{V_{IP}}{C_{ms}}; \quad C_{ms} = \sqrt{C_a^2 + C_s^2};$$

$$C_a = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}; \quad C_s = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}},$$

где P_{mag} — магнитное давление; P_t — тепловое давление; V_{IP} — скорость ударного фронта; C_{ms} — магнитозвуковая скорость; C_a — альвеновская скорость; C_s — скорость звука.

Все ударные волны были разделены на две большие группы: квазипараллельные и квазиперпендикулярные волны. Характерной чертой волн первой группы является то, что ионы невозмущённого солнечного ветра, отражаясь от фронта волны, могут свободно распространяться в невозмущённом солнечном ветре. Угол θ_{Bn} для этих волн не превышает 45° . Ударные волны второй группы, квазиперпендикулярные, имеют углы $\theta_{Bn} > 45^\circ$. На таких волнах часть ионов невозмущённого солнечного ветра, отражаясь от фронта волны и вращаясь вокруг магнитного поля, возвращается в слой ударного фронта, ускоряясь электрическим полем ($-V^*B$) [Skopke et al., 1983].

В плазме с малым параметром β флуктуации магнитного поля малы и ударная волна ламинарная, в то время как турбулентные ударные волны имеют большой параметр β [Russell et al., 1983].

Ударные волны с низким числом Маха могут диссипировать необходимую энергию с помощью аномального сопротивления тока внутри ударного фронта. Для ударных волн со сверхкритическим числом Маха требуется дополнительный механизм диссипации энергии.

Фронт ударной волны представляет собой тонкий переходный слой, или рамп, от невозмущённого к возмущённому солнечному ветру. Много работ было посвящено исследованию толщины фронта волны по данным магнитных измерений [Farris et al., 1993; Krasnoselskikh et al., 2013; Newbury, Russell, 1996; Russell et al., 1983] с высоким временным разрешением.

Толщина фронта волны по данным измерений плазмы была исследована в работе [Nemesek et al., 2013] и должна определяться чрезмерно крутыми пространственными градиентами, а их укрупнение определяется взаимодействием между нелинейными процессами, дисперсией и диссипацией. Определение характерных масштабов ударного фронта является важной задачей, потому что позволит определить доминирующий во взаимодействии механизм и его характеристики.

1. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Для работы использовались данные измерений спектрометра плазмы БМСВ, установленного на спутнике «Спектр-Р» (Spektr-R), с временным разрешением 3 с для скорости, температуры и концентрации СВ, а для потока ионов (ве-

личины и двух углов) — 0,031 с. По данным измерений прибора БМСВ были идентифицированы межпланетные ударные волны, зарегистрированные прибором с августа 2011 г. по сентябрь 2014 г.

Так как на спутнике «Спектр-Р» не проводились измерения магнитного поля, были использованы магнитные измерения на других спутниках, находившихся в то же время в солнечном ветре с максимально возможным временным разрешением. Как правило, использовались данные измерений со спутников WIND, ACE (Advanced Composition Explorer), THEMIS-B (P1/ARTEMIS-P1 (Acceleration, Reconnection, Turbulence and Electrodynamics of the Moon's Interaction with the Sun) — TH-B), THEMIS-C (P2/ARTEMIS-P2) — TH-C.

2. ПРИМЕР РАССМАТРИВАЕМЫХ СОБЫТИЙ

9 сентября 2011 г. пять спутников — WIND, ACE, THEMIS-B, THEMIS-C и «Спектр-Р» одновременно находились в солнечном ветре и последовательно регистрировали прохождение межпланетной ударной волны. Положение спутников в пространстве, в интервале 11:30–13:30 UT (Universal Time), представлено на рис. 1. При использовании расположения спутников и временных задержек между измерениями на этих аппаратах была определена ориентация нормали к фронту возмущения: $n = (-0,916; 0,12; 0,38)$. Его проекции на плоскости XY и XZ также показаны на рис. 1.

На рис. 2 показано поведение скорости и температуры протонов, концентрации ионов. На рис. 3 даны модуль и компоненты вектора магнитного поля, одновременно измерявшиеся на разных спутниках с 11:30 до 13:20 по UT. Межпланетная ударная волна была зарегистрирована в 11:45:37 на спутнике WIND и в 12:41:16 на спутнике «Спектр-Р».

В момент прохождения МУВ произошло резкое возрастание всех параметров солнечного ветра. Скорость солнечного ветра увеличилась скачком на 35...40 км/с. Температура протонов после прохождения волны увеличилась в два раза. Концентрация ионов также выросла в два раза. По углу $\theta_{Bn} = 25,9^\circ$ было определено, что данная межпланетная ударная волна является квазипараллельной. Магнитозвуковое число Маха $M_{ms} = 2,25$, что соответствует сверхзвуковой волне. Отношение теплового давления к магнитному $\beta > 1$.

3. ПАРАМЕТРЫ ФРОНТА МЕЖПЛАНЕТНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

При наличии в солнечном ветре четырёх и более спутников, зная время прохождения фронта через каждый спутник и их положение в пространстве, возможно вычислить нормаль к фронту и его скорости, и, следовательно — магнитозвуковое число Маха. Значения V_{IP} и M_{ms} даны на рис. 4 и 5, соответственно. Можно видеть, что значения M_{ms} превышают 1, что согласуется со сверхзвуковой природой МУВ.

Если известна нормаль к фронту МУВ, возможно посчитать углы θ_{Bn} и θ_{Xn} — соответственно угол между нормалью и магнитным полем и угол между нормалью и осью X .

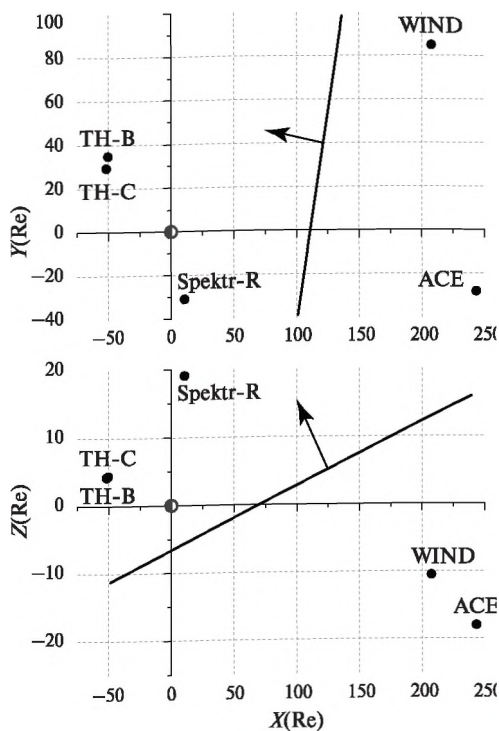


Рис. 1. Проекция фронта МУВ и положение спутников для события 09.09.2011 г.

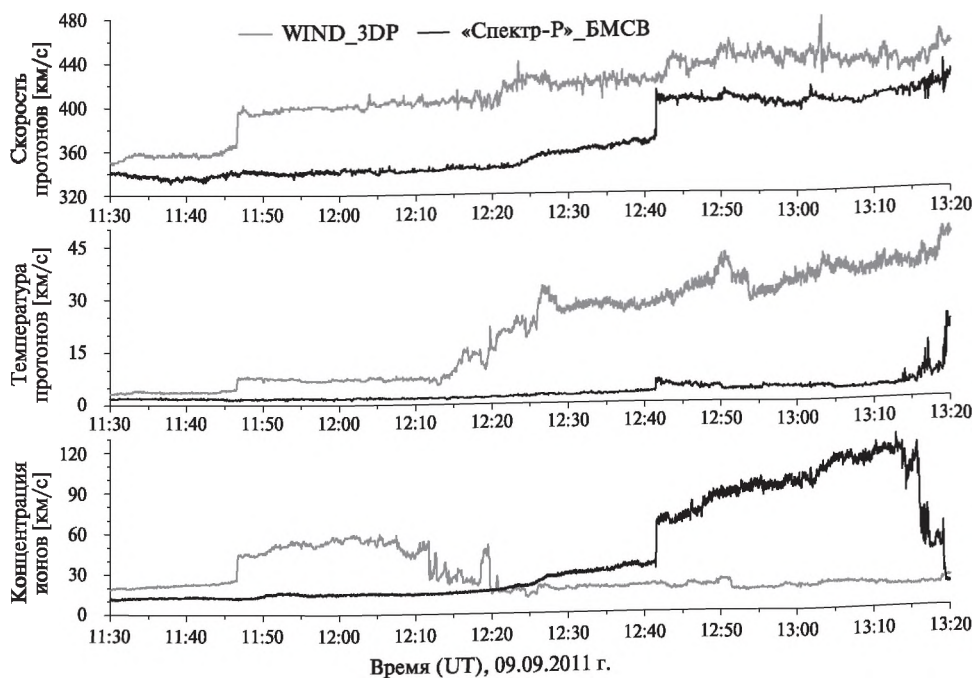


Рис. 2. Вариации параметров плазмы солнечного ветра

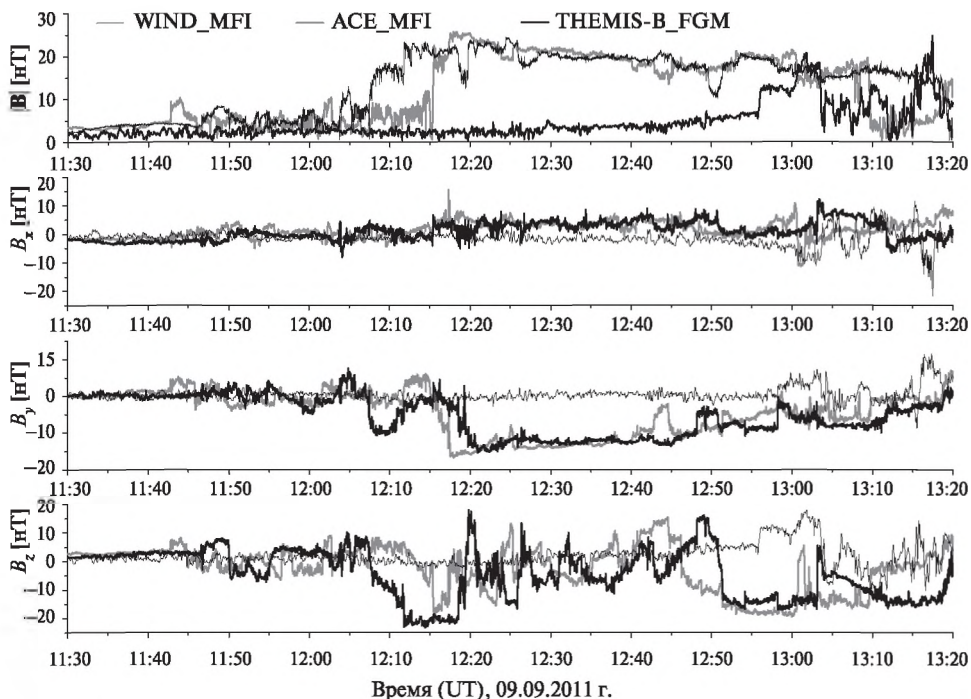


Рис. 3. Вариации параметров компонент магнитного поля

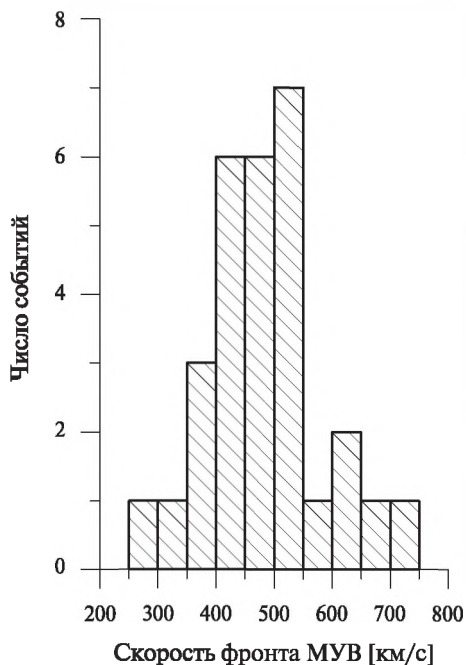


Рис. 4. Гистограмма распределения скорости фронта МУВ

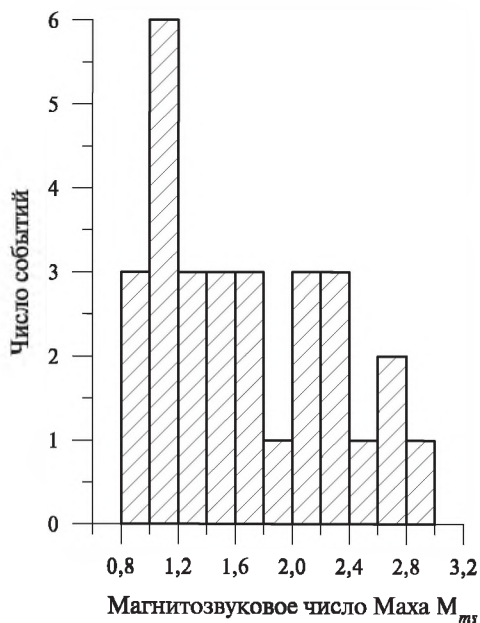


Рис. 5. Гистограмма распределения магнитозвукового числа Маха

Угол θ_{Bn} позволяет классифицировать МУВ как квазипараллельную или квазиперпендикулярную. Угол θ_{Xn} позволяет оценить отклонение нормали фронта от линии Солнце-Земля. Гистограммы распределения углов даны на рис. 6.

Для определения толщины фронта МУВ необходимо временное разрешение порядка нескольких сотых долей секунды для параметров плазмы. Такого удалось добиться на приборе БМСВ. Прибор установлен на спутнике «Спектр-Р» и позволяет измерять поток ионов каждые 0,031 с. С его помощью была определена длительность нарастания фронта ударной волны.

На данном этапе работы были взяты события с плавным возрастанием потока. В качестве иллюстрации (рис. 7) взят фронт вышеописанного события 09.09.2011. На рис. 7 приведены его параметры — длительность по плазме: $t\delta = 0,390$ с, по магнитному полю: $t\delta = 0,462$ с; толщина: $\delta = 161$ км; скорость: $V_{sh} = 412$ км/с; $\beta = 6,72$; $\theta_{Bn} = 25,9$; $M_{ms} = 2,25$.

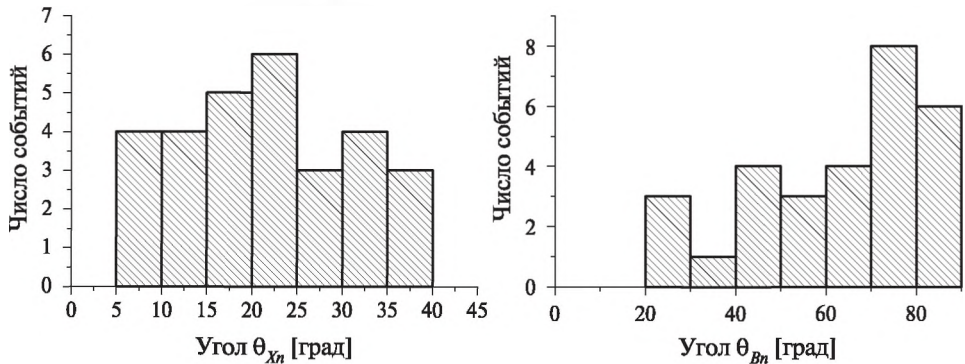


Рис. 6. Гистограммы распределения углов θ_{Xn} и θ_{Bn}

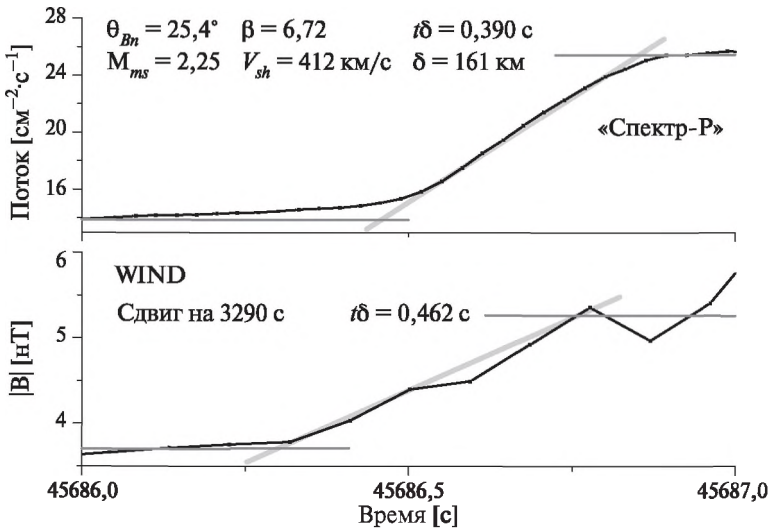


Рис. 7. Фронт МУВ 09.09.2011 г. Временной интервал — 1 с; $t\delta$ — длительность по времени; δ — толщина

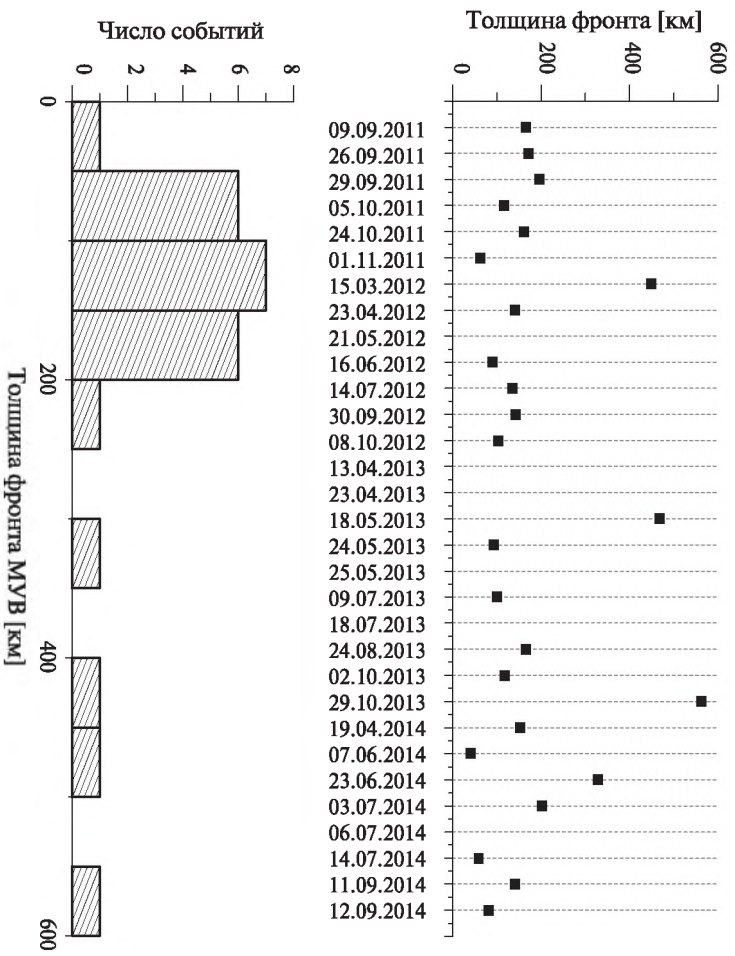


Рис. 9. Толщина фронтов и гистограмма распределения значений

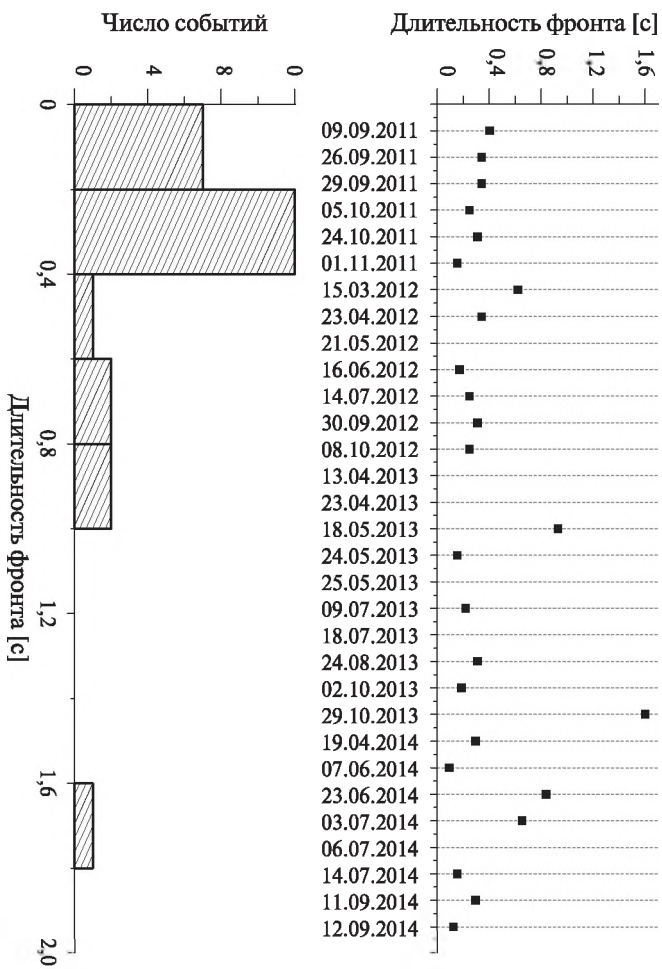


Рис. 8. Длительность фронтов и гистограмма распределения значений

Длительность фронтов в секундах и гистограмма распределения даны на рис. 8. Аналогично представлена толщина фронтов МУВ (рис. 9), также дана гистограмма распределения значений. Средняя продолжительность фронта составила 0,3 с. Рассчитанная по плазме толщина фронта не противоречит ранее определённой по магнитному полю.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В 2011 г. на высокоэллиптическую орбиту был запущен спутник «Спектр-Р», на борту которого был установлен спектрометр плазмы БМСВ [Застенкер и др., 2013]. Прибор БМСВ был разработан для достижения наиболее высокого временного разрешения параметров плазмы солнечного ветра — 0,031 с для измерений как вектора потока ионов солнечного ветра, так и ряда других его параметров. По данным прибора БМСВ было проведено изучение толщины фронтов отобранных ударных волн, а по данным других КА был получен широкий набор характеристик МУВ.

В ходе выполнения работы были получены следующие результаты.

1. Проведено сравнение временного хода основных параметров СВ — переносной скорости, ионной температуры и концентрации, а также модуля и компонент межпланетного магнитного поля вблизи фронтов МУВ по данным нескольких КА, определены величины скачков этих параметров на фронте МУВ и построены гистограммы их распределения.

2. Определены углы между линией Солнце-Земля и нормальными к фронтам МУВ, которые составляют в среднем 20° и не превышают 40°.

3. Показано, что подавляющее большинство зарегистрированных МУВ являются квазиперпендикулярными.

4. Определены скорости фронта МУВ — их значения лежат в интервале от 400 до 700 км/с.

5. По данным о длительности нарастания фронтов и скорости их движения была определена толщина фронтов МУВ, лежащая в пределах от 50 до 500 км. Эта оценка была получена впервые и в научной литературе такие данные по измерениям плазмы на фронтах МУВ отсутствуют.

ЛИТЕРАТУРА

- [Застенкер и др., 2013] *Застенкер Г. Н., Шафранкова Я., Немечек З. и др.* Быстрые измерения параметров солнечного ветра с помощью прибора БМСВ // *Космич. исслед.* 2013. Т. 51. № 2. С. 83–175.
- [Borodkova et al., 1986] *Borodkova N. L., Vaisberg O. L., Zastenker G. N.* Interplanetary shock waves in the post solar maximum year period (January-July, 1981) // *Adv. Space Res.* 1986. V. 6. No. 6. P. 327.
- [Borriani et al., 1982] *Borriani G., Gosling J. T., Bame S. J., Feldman W. C.* An Analysis of shock wave disturbances observed at 1 AU from 1971 through 1978 // *J. Geophys. Res.* 1982. V. 87. No. A6. P. 4365.
- [Farris et al., 1993] *Farris M. H., Russell C. T., Thomsen M. F.* Magnetic Structure of the Low Beta, Quasi-Perpendicular Shock // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. No. A9. P. 15,285–15,294.

- [Formisano, 1985] *Formisano V.* Collisionless shock waves in space and astrophysical plasmas // Proc. ESA Workshop on Future Missions in Solar, Heliospheric and Space Plasma Physics. 1985. V. ESA SP-235. P. 83.
- [Kennel et al., 1985] *Kennel C. F., Edmiston J. P., Hada T.* A quarter century of collisionless shock research, in Collisionless Shocks in the Heliosphere: a Tutorial Review / Ed. R. G. Stone, B. T. Tsurutani // Geophysical Monograph. Washington: American Geophysical Union, 1985. V. 34. P. 1–36.
- [Krasnoselskikh et al., 2013] *Krasnoselskikh V., Balikhin M., Walker S. N., Schwartz S., Sundkvist D., Lobzin V., Gedalin M., Bale S. D., Mozer F., Soucek J., Hobara Y., Comisel H.* The Dynamic Quasiperpendicular Shock: Cluster Discoveries // Space Science Reviews. 2013. V. 178. Iss. 2–4. P. 535–598. doi:10.1007/s11214-013-9972.
- [Nemecek et al., 2013] *Nemecek Z., Safrankova J., Goncharov O., Prech L., Zastenker G. N.* Ion scales of quasi-perpendicular interplanetary shocks // Geophys. Res. Lett. 2013. V. 40. No. 16. P. 4133–4137. doi: 10.1002/grl.50814.
- [Newbury, Russell, 1996] *Newbury J. A., Russell C. T.* Observations of a very thin collisionless shock // Geophys. Res. Lett. 1996. V. 23. P. 781–784. doi:10.1029/96GL00700.
- [Russell et al., 1983] *Russell C. T., Mellot M. M., Smith E. J., King J. H.* Multiple spacecraft observations on interplanetary shocks: four spacecraft determination of shock normals // J. Geophys. Res. Atmos. 1983. V. 88. P. 4739–4748.
- [Safrankova et al., 2013] *Safrankova J., Nemecek Z., Prech L., Zastenker G., Cermak I., Chesalin L., Komarek A., Vaverka J., Beranek M., Pavlu J., Gavrilo娃 E., Karimov B., Leibov A.* Fast Solar Wind Monitor (BMSW): Description and First Results // Space Sci. Rev. 2013. V. 175. Iss. 1–4. P. 165–182.
- [Sckopke et al., 1983] *Sckopke N., Paschmann G., Bame S. J., Gosling J. T., Russell C. T.* Evolution of ion distributions across the nearly perpendicular bow shock—specularly and non-specularly reflected-gyrating ions // J. Geophys. Res. Atmos. 1983. V. 88(A8). P. 6121–6136.
- [Volkmer, Neubauer, 1985] *Volkmer P. M., Neubauer F. M.* Statistical properties of fast magnetoacoustic shock waves in the solar wind between 0.3 AU and 1 AU: Helios-1, 2 observations // Ann. Geophys. 1985. V. 3. No. 1. P. 1–12.

RESEARCH OF INTERPLANETARY SHOCK WAVES REGISTERED BY BMSW INSTRUMENT ON SPEKTR-R SATELLITE

О. В. Сапунова^{1,2}, Н. Л. Бородкова¹, Г. Н. Застенкер¹

¹ Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

² Moscow Institute of Physics and Technology (State University) (MIPT)

In recent decades a large amount of data about interplanetary shock waves in the solar wind were collected and processed. The temporal resolution for the magnetic parameters of the solar wind reaches 0.01 seconds and higher. But for plasma parameters such high temporal resolution has been achieved recently on the BMSW instrument on the Spektr-R satellite [Safrankova et al., 2013].

31 events was currently registered on the satellite Spektr-R. Data was complemented by data from WIND satellite. For events registered on 4 or more satellites, were calculated normal to the front of the interplanetary shock wave. The plasma parameters and the magnetic field of the solar wind were calculated characteristics of the front of the interplanetary shock waves: θ_{Bn} (the angle between the normal to the front and magnetic field), M_{ms} (magnetosonic Mach), β (the ratio of magnetic pressure to thermal pressure). Histograms showing the options listed here.

The length of the front of the interplanetary shock wave was defined as the magnetic field (in the case of data with high temporal resolution), and the device BMSW having a temporal resolution of 0.031 s for plasma parameters. For most events, this value was less than 1 s. This data determined the thickness of the front.

Keywords: solarwind, shockwave, BMSW, Spektr-R.

Sapunova Olga Vladimirovna — student, sapunova_olga@mail.ru

Borodkova Natalia Lvovna — senior scientist, PhD

Zastenker Georgiy Naumovich — leading scientist, doctor of physics and mathematics scientist

ИМИТАТОР ВНЕШНИХ ТЕПЛОВЫХ УСЛОВИЙ НА ОСНОВЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ КОСМИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

Д. В. Сербинов, Н. П. Семена

Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

В статье описан метод имитации внешних тепловых условий для космической аппаратуры с помощью тепловых экранов, охлаждаемых термоэлектрическими модулями (ТЭМ — элементы Пельтье). Описаны возможности этого метода и область его использования. Предложены способы, позволяющие в некоторых экспериментах получить с помощью термоэлектрических модулей результат, близкий к результату, получаемому при использовании азотных криоэкранов. Показано, что уникальное свойство по независимому управлению температурой различных участков экрана, охлаждаемого термоэлектрическими модулями, позволяет использовать его в качестве имитатора внешних лучистых потоков. Описан созданный в ИКИ РАН на основе данного метода имитатор внешних лучистых потоков и на основании опыта его эксплуатации показаны возможности данного имитатора.

Ключевые слова: имитация тепловых условий космоса, элементы Пельтье, тепловакуумные испытания.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из важнейших вопросов при создании космических научных приборов является обеспечение их функционирования в условиях воздействия тепловых факторов окружающего пространства. При этом прибор может находиться на внешней поверхности космического аппарата (КА) или внутри негерметичного приборного отсека. При нахождении прибора на внешней поверхности космического аппарата сочетание тепловых факторов может быть весьма разнообразным в зависимости от параметров орбиты или условий на поверхности планеты, если прибор расположен на поверхности посадочного модуля.

При этом основным инструментом для воспроизведения внешних тепловых факторов космоса является криовакуумная установка, представляющая собой вакуумную камеру с внутренним криогенным экраном, охлаждаемым, в большинстве случаев, жидким азотом.

Температура азотного экрана составляет около 90 К, степень черноты близка к 1. В такой установке невозможно имитировать все возможные сочетания внешних тепловых факторов, воздействующих на научные приборы, поскольку отсутствует возможность регулировки температуры криоэкранов.

Так, например, при размещении прибора в негерметичном приборном отсеке окружающая радиационная температура для него обычно составляет выше минус 60 °С, при этом распределение температур по разным направлениям может быть анизотропным. Такой вариант внешних тепловых факторов в азотной криовакуумной установке воспроизвести нельзя.

Сербинов Дмитрий Владимирович — ведущий конструктор, serbinov@iki.rssi.ru

Семена Николай Петрович — заведующий лабораторией, кандидат технических наук

В данной статье описан способ воспроизведения внешних тепловых потоков с помощью экранов, охлаждаемых термоэлектрическими модулями, и вакуумная установка, в которой реализован этот способ. Хотя в данной установке невозможно достичь криогенного уровня температур, но в ней могут быть воспроизведены варианты сочетаний внешних тепловых условий, недостижимые в криокамерах. Кроме того, для некоторых случаев данная установка может заменить азотную криовакуумную установку.

Также показаны значительные эксплуатационные преимущества использования термоэлектрических модулей в установке, моделирующей космические тепловые факторы, заключающиеся в точности и стабильности температуры охлаждаемых экранов, в возможности создания анизотропного поля окружающей радиационной температуры, в простоте автоматизации эксперимента, в отсутствии расходуемых при эксперименте компонентов, в снижении стоимости эксперимента.

СПОСОБЫ ИМИТАЦИИ ОКРУЖАЮЩЕГО ТЕПЛООВОГО ФОНА И ОБЛАСТИ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

В табл. 1 представлены сочетания внешних тепловых условий [Козлов и др., 1971] для основных вариантов размещения научных приборов, которые реализованы в настоящее время или которые могут быть реализованы в обозримой перспективе.

Таблица 1. Внешние тепловые условия для научных приборов КА

Вариант размещения прибора	Внешние тепловые условия для прибора					
	давление [Па]	окружающий тепловой фон		тепловые потоки [Вт/м ²]		
		P	T_s , К	ϵ_s	E_s	E_{sp}
Внутри негерметичного приборного отсека КА	$10^{-4} \dots 10^{-10}$	213...273	0...1	—	—	—
Снаружи околоземного КА	$10^{-4} \dots 10^{-12}$	~4	1	0...1400	0...490	0...220
Снаружи околомарсианского КА	$4 \cdot 10^{-8} \dots 4,6 \cdot 10^{-10}$	~4	1	0...620	0...93	0...130
Снаружи КА, находящегося в точке либрации L2	$\sim 10^{-12}$	~4	1	0...1400	—	—
На поверхности КА, типа «Солнечный зонд»	$\sim 10^{-12}$	~4	1	0...17 500	—	—
Снаружи лунного посадочного модуля или лунохода	$\sim 10^{-12}$	~4	1	0...1400	0...98	0...326
Снаружи марсианского посадочного модуля или марсохода	~800	110...190	1	0...620	0...93	0...130

При наземных экспериментах окружающий тепловой фон для перечисленных вариантов размещения прибора можно воспроизвести с помощью разме-

щённых вокруг прибора экранов с определёнными термооптическими характеристиками (тепловых экранов). Данные экраны должны выполнять две функции. Во-первых, они должны создавать низкое собственное излучение (иметь низкую температуру); во-вторых, они должны поглощать собственное излучение прибора (иметь высокую степень черноты).

Существует три возможных способа охлаждения данных экранов:

- теплоотдача возобновляемому охладителю;
- охлаждение в термодинамическом цикле (использование холодильной машины);
- охлаждение за счёт термоэлектрических эффектов (использование термоэлектрических модулей — ТЭМ).

В качестве возобновляемых охладителей в настоящее время используется жидкий азот и, значительно реже, жидкий гелий.

В табл. 2 представлены характеристики тепловых экранов, достигаемые при использовании этих способов.

Таблица 2. Характеристики тепловых экранов

Способы охлаждения тепловых экранов	Температурные параметры экранов [К]			Максимальный поглощаемый экранами тепловой поток [Вт/м ²]
	диапазон регулировки температуры		стабильность температуры по времени	
	минимальная	максимальная		
Жидкий азот	77	100	10	<20 000
Жидкий гелий	4,2	20	1	<4
Холодильная машина	200	293	1	<500
ТЭМ	200	293	1	<5000

При сравнении данных табл. 1 и 2 можно заключить, что область использования жидкого азота составляет все варианты размещения прибора в космическом пространстве и на Луне снаружи КА. Жидкий гелий может быть использован только при условии отсутствия сколько-нибудь значительных внешних тепловых потоков или внутреннего тепловыделения объекта эксперимента. Способы использования холодильной машины и термоэлектрических модулей конкурируют между собой за имитацию условий в приборном отсеке и на марсианской поверхности.

РАСШИРЕНИЕ ОБЛАСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ ПРИ ИМИТАЦИИ ОКРУЖАЮЩЕГО ПРИБОР ТЕПЛООВОГО ФОНА ДЛЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПРИБОРОВ И ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА ПОГЛОЩЁННОГО ЛУЧИСТОГО ПОТОКА

Существует две возможности использования охлаждаемых термоэлектрическими модулями экранов вместо азотных криоэкранов при имитации «холодного чёрного» космоса. Первая возможность может быть реализована, если объект

эксперимента имеет высокую температуру, вторая заключается в использовании метода поглощённых лучистых потоков.

Использование термоэлектрических модулей в качестве имитатора «холодного чёрного космоса» может быть проиллюстрировано следующим образом. Погрешность моделирования «холода» космического пространства рассчитывается по формуле:

$$p = \left| 1 - \frac{\varepsilon_{\text{пр}} \sigma (T_{\text{КА}}^4 - T_{\text{П}}^4) S}{\varepsilon_{\text{КА}} \sigma (T_{\text{КА}}^4 - T_{\text{К}}^4) S} \right| 100 \%, \quad (1)$$

где $\varepsilon_{\text{пр}}$ — приведённая степень черноты; $\varepsilon_{\text{КА}}$ — степень черноты поверхности космического аппарата; σ — постоянная Стефана-Больцмана; $T_{\text{КА}}$ — температура поверхности космического аппарата [K]; $T_{\text{П}}$ — температура тепловой панели имитатора [K]; $T_{\text{К}}$ — радиационная температура космического пространства [K]; S — площадь поверхности космического аппарата [м²].

Если принять температуру панели $T_{\text{П}} = 218$ К (минимально достижимая с помощью термоэлектрических модулей температура), степень черноты поверхности космического аппарата 0,9, степень черноты теплового экрана имитатора 0,95, то можно построить график зависимости погрешности моделирования «холода» космического пространства от температуры поверхности космического аппарата (рис. 1).

Как видно из графика на рис. 1, для поверхности космического аппарата с температурой выше 373 К погрешность моделирования «холода» космического пространства будет меньше 15 %. Для решения некоторых задач такой точности моделирования «холода» космоса вполне достаточно.

Вторая возможность заключается в том, что тепловые экраны могут быть использованы в качестве имитатора суммарного поглощённого лучистого потока от всех внешних источников (Солнца, планеты и конструкции КА) [Костенко и др., 1998]. Таким образом, температура экранов по разным направлениям определяется суммарными тепловыми потоками на поверхность объекта эксперимента с этих направлений. Методика расчёта температуры тепловых экранов проиллюстрирована на рис. 2.

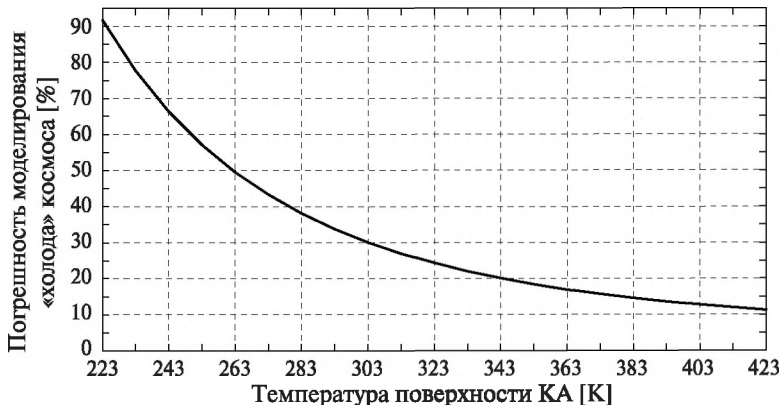


Рис. 1. Погрешность моделирования «холода» космического пространства

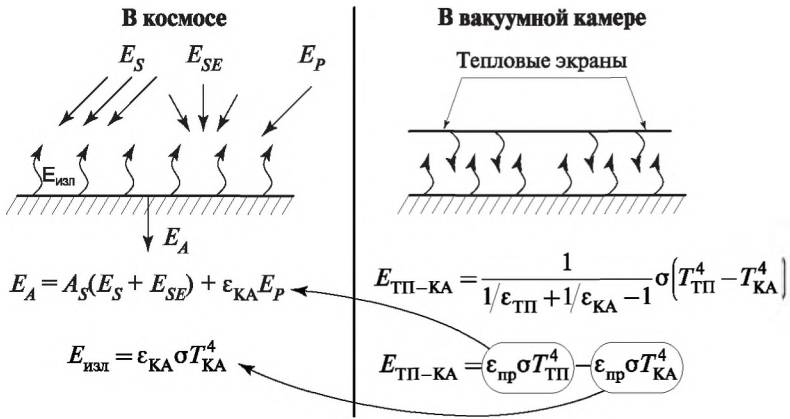


Рис. 2. Методика расчёта температуры тепловых экранов

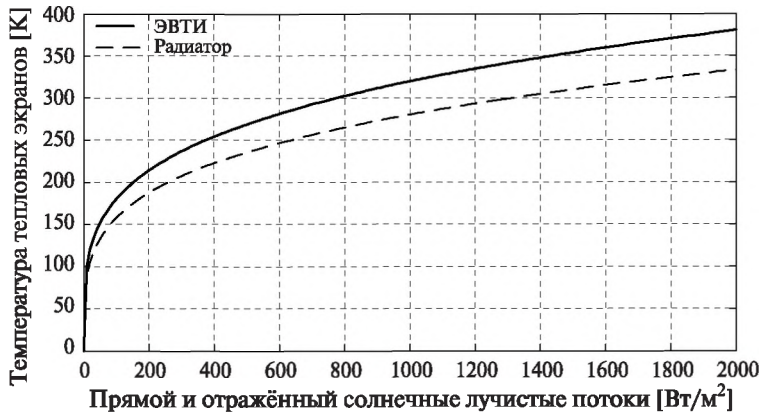


Рис. 3. График зависимости температуры тепловых экранов от прямого и отражённого солнечных лучистых потоков

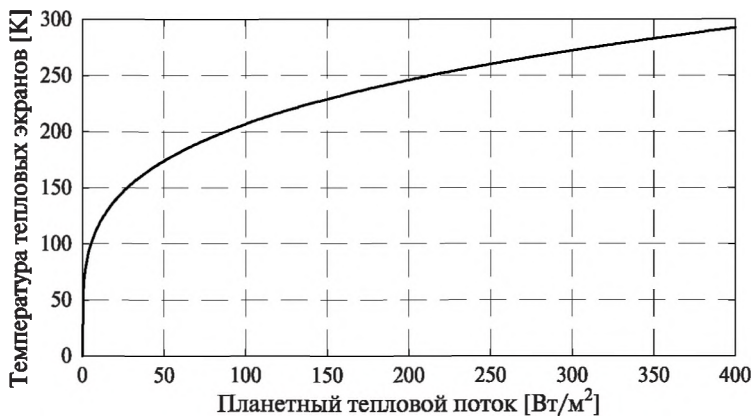


Рис. 4. График зависимости температуры тепловых экранов от планетных тепловых потоков

Согласно приведённой выше методике температура тепловых экранов рассчитывается по формуле:

$$T_{\text{ТП}} = \sqrt[4]{\frac{A_S(E_S + E_{SP}) + \varepsilon_{\text{КА}} E_P}{\varepsilon_{\text{ТП}} \sigma}}, \quad (2)$$

где A_S — коэффициент поглощения солнечного излучения; E_S — прямой солнечный лучистый поток [$\text{Вт}/\text{м}^2$]; E_{SP} — отражённый от планеты солнечный лучистый поток [$\text{Вт}/\text{м}^2$]; E_P — прямой лучистый поток от планеты [$\text{Вт}/\text{м}^2$].

На рис. 3 представлен график зависимости температуры тепловых экранов от прямого и отражённого солнечных лучистых потоков. График приведён для двух типов поверхностей: ЭВТИ (экранно-вакуумная теплоизоляция) ($A_S = 0,4$; $\varepsilon = 0,7$) и радиатор ($A_S = 0,3$; $\varepsilon = 0,9$).

На рис. 4 представлен график зависимости температуры тепловых экранов от планетных тепловых потоков. Кривые для ЭВТИ и радиатора практически совпадают.

При реализации данного способа тепловой экран выполняет функции не просто имитатора низкого теплового фона космического пространства, а имитатора всех тепловых потоков, воздействующих на прибор. Необходимо отметить, что данный способ достаточно легко может быть реализован именно при охлаждении экрана термоэлектрическими модулями, поскольку только в этом случае просто создать различную температуру на различных участках теплового экрана.

РЕАЛИЗАЦИЯ ИМИТАТОРА ВНЕШНИХ ТЕПЛОВЫХ УСЛОВИЙ НА ОСНОВЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ И ОПЫТ ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

Имитатор внешних тепловых потоков на основе термоэлектрических модулей был создан в ИКИ РАН в 2015 г. (рис. 5–7).

Имитатор состоит из шести тепловых панелей и посадочной плиты. Тепловые панели соединены между собой с помощью стеклотекстолитовых и капролоновых уголков. Таким образом, все панели теплоизолированы друг от друга. Посадочная плита является выдвижной и также теплоизолирована от основания конструкции имитатора. Изнутри тепловые панели покрыты чёрной эмалью ЭКОМ-2, имеющей степень черноты, близкую к единице.

Имитатор устанавливается внутри вакуумной камеры на четырёх капролоновых опорах, являющихся тепловыми развязками от стенок вакуумной камеры.

На каждой тепловой панели и под посадочной плитой установлены по два термоэлектрических модуля, которые крепятся с помощью медных кронштейнов охлаждения, соединённых плангами последовательно друг с другом. Вакуумная камера имеет два гермоввода для подключения шлангов. Термоэлектрические модули охлаждаются проточной водопроводной водой, прогоняемой через кронштейны охлаждения. Температура охлаждающей воды составляет около 288 К. Для контроля температуры панелей и посадочной плиты на них приклеено по одному датчику температуры. Характеристики имитатора внешних тепловых условий представлены ниже.

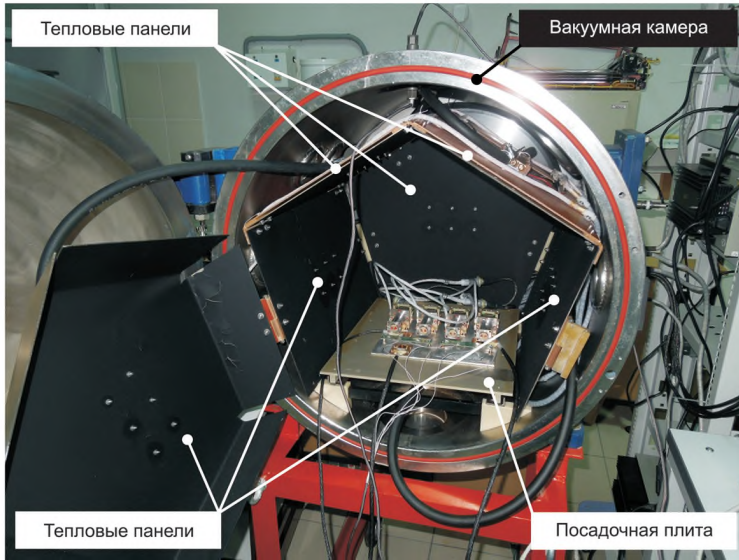


Рис. 5. Имитатор внешних тепловых условий в вакуумной камере



Рис. 6. Схема охлаждения одной тепловой панели экрана

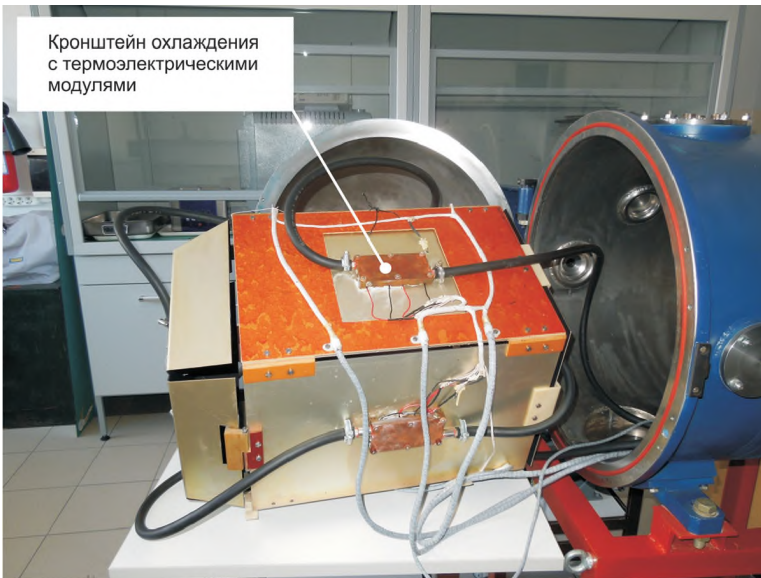


Рис. 7. Имитатор внешних тепловых условий вне вакуумной камеры

Основные характеристики имитатора

Термоэлектрические модули	ТВ-2-(199-199)-0,8
Размер рабочего пространства	500×280×280 мм
Размер посадочной плиты	400×340 мм
Диапазон температур	218...293 К
Степень черноты тепловых панелей	0,92...0,95
Максимальное энергопотребление	3,4 кВт
Общее количество термоэлектрических модулей	14

Схема охлаждения экрана имитатора представлена на рис. 6.

Как известно, термоэлектрические модули имеют две основные взаимосвязанные характеристики: холодопроизводительность (холодильная мощность) и разность температур между «горячей» и «холодной» сторонами [Кораблёв и др., 2003]. При работе всех термоэлектрических модулей при максимальном напряжении (24 В) имитатор внешних тепловых условий имеет холодопроизводительность, представленную на рис. 8, при этом температура кронштейнов охлаждения составляет около 293 К.

Из графика на рис. 8 видно, что для достижения температуры 218 К (разность температур 75 К) имитатор может отводить около 100 Вт.

Важной особенностью данного имитатора является то, что термоэлектрические модули, установленные на одной панели, управляются отдельным источником питания, т. е. на каждой тепловой панели и посадочной плите поддерживается независимая от других панелей температура.

За время эксплуатации был накоплен некоторый опыт использования данного имитатора. Он был применён при испытаниях блоков калибровочных источников рентгеновского телескопа ART-XC, входящего в состав обсерватории «Спектр-РГ». При данных испытаниях он использовался в качестве имитатора холодной окружающей конструкции КА. Была проработана возможность его использования в качестве имитатора поглощённого лучистого потока при испытаниях прибора БМСВ-И, входящего в состав научной аппаратуры проекта ИНТЕРГЕЛИОЗОНД.

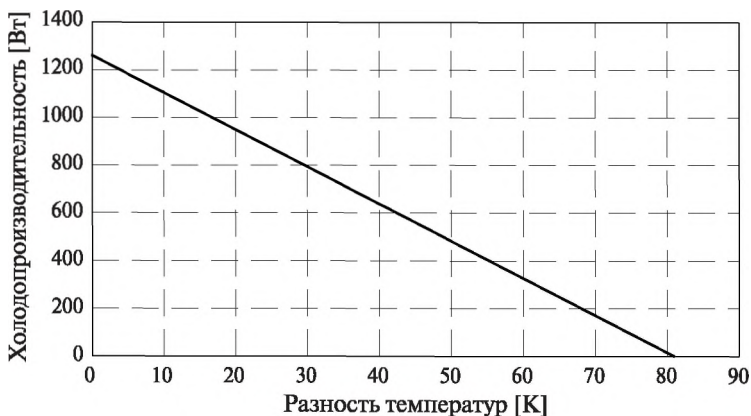


Рис. 8. Холодопроизводительность имитатора внешних тепловых условий в зависимости от разности температур

Опыт эксплуатации имитатора подтвердил его ожидаемые преимущества:

- точность установки температуры каждой панели и стабильность её поддержания;
- простоту эксплуатации и возможность полной автоматизации эксперимента;
- низкую стоимость проведения эксперимента.

Отдельно необходимо отметить, что уникальной особенностью этого имитатора является возможность независимо управлять температурой каждой панели. Благодаря данной особенности имитатор приобрёл качественно новую возможность создавать динамическое анизотропное поле вокруг прибора. За счёт этого, например, возможно имитировать в некоторых случаях вращение прибора относительно внешних источников тепла (Солнца или планеты).

К преимуществам такого имитатора также следует отнести низкую стоимость проведения испытаний, отсутствие расходных материалов (рабочих жидкостей и газов), простоту самой конструкции имитатора, малые габариты конструкции, отсутствие вибраций и шумов, высокую надёжность, практически неограниченный ресурс работы, экологическую чистоту.

Предварительные проработки методик возможных экспериментов показывают, что с помощью созданного имитатора можно моделировать тепловые условия внутри большинства космических аппаратов, тепловые условия на некоторых широтах Луны и Марса, тепловые условия космоса для высокотемпературных приборов, размещённых, например, на солнечном зонде, а также окружающую прибор тепловую обстановку при наличии тепловых потоков от Солнца, от планеты и от конструкции КА.

ЛИТЕРАТУРА

- [Козлов и др., 1971] *Козлов Л. В., Нусинов М. Д., Акишин А. И.* и др. Моделирование тепловых режимов космического аппарата и окружающей его среды / Под ред. акад. Г. И. Петрова. М.: Машиностроение, 1971. 380 с.
- [Костенко и др., 1998] *Костенко В. И., Семена Н. П., Цукерман Е. Б.* Упрощённый метод моделирования тепловых режимов модулей космического телескопа «СОДАРТ» при наземных тепловвакуумных испытаниях: Препринт. Пр-1994. М.: ИКИ РАН, 1998. 29 с.
- [Кораблёв и др., 2003] *Кораблёв В. А., Тахистов Ф. Ю., Шарков А. В.* Прикладная физика. Термоэлектрические модули и устройства на их основе: уч. пособие / Под ред. проф. А. В. Шаркова. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 2003. 44 с.

THE SIMULATOR OF EXTERNAL THERMAL CONDITIONS ON THE BASIS OF THERMOELECTRIC MODULES FOR TESTS OF THE SPACE EQUIPMENT

D. V. Serbinov, N. P. Semena

Space Research Institute of Russian Academy of Sciences (IKI RAN)

In article the method of imitation of external thermal conditions for the space equipment by means of the thermal screens cooled by thermoelectric modules is described (TEM — Peltye's

elements). Possibilities of this method and area of its use are described. The ways allowing to receive in some experiments by means of thermoelectric modules the result close to the result received when using nitric cryoscreens are offered. It is shown that unique property on independent management of temperature of various sites of the screen cooled by thermoelectric modules allows to use it as the simulator of external radiant streams. The simulator of external radiant streams created in IKI Russian Academy of Sciences on the basis of this method is described and on the basis of experience of its operation possibilities of this simulator are shown.

Keywords: imitation of thermal conditions of space, Peltie's elements, heatvacuum tests.

Serbinov Dmitry Vladimirovich — chief designer, serbinov@iki.rssi.ru

Semena Nikolay Petrovich — head of laboratory, PhD

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ С ПОЛИМЕРНЫМ КОМПОЗИТОМ В УСЛОВИЯХ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

Н. И. Черкашина

Белгородский государственный технологический университет
имени В. Г. Шухова (БГТУ)

Проведено физико-математическое моделирование воздействия релятивистского электрона на полистирольный композит с органосилоксановым наполнителем. Математическое моделирование взаимодействия пучка электронов с полистирольным композитом проводили с использованием метода Монте-Карло. Установлено, что глубина концентрации максимальной накопленной энергии в композите для электронов с энергетикой в 1 МэВ составляет 1,5 мм, 1,5 МэВ — 2,7 мм, 2 МэВ — 4,6 мм.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-02-31050).

Ключевые слова: электронное излучение, полистирольный композит, метод Монте-Карло, флюенс электронов.

При функционировании космических аппаратов в радиационных поясах Земли материалы, расположенные на внешней поверхности, подвергаются воздействию потоков электронов с широким энергетическим спектром. Термолизуясь в диэлектрических материалах, эти частицы способны создавать внедрённый не скомпенсированный электрический заряд, т. е. вызывать радиационную электризацию, которая может заметным образом изменять электрофизические свойства диэлектриков [Акишин и др., 1991], поэтому одной из основных причин, приводящих к выходу из строя электронной и электротехнической аппаратуры космического аппарата (КА), является электрический пробой диэлектриков.

На орбитах КА, где имеются высокие потоки энергичных электронов, поглощённая доза радиации внутри КА в основном определяется не электронами, а их излучением. Известно, что на геостационарной орбите поглощённая доза радиации от жёсткого электромагнитного излучения под радиационной защитой в 11 мм алюминия более чем в две тысячи раз превосходит дозу радиации от электронов, которые генерируют это излучение [Безродных и др., 2010]. Для полимеров данная проблема менее актуальна, так как они слабо генерируют тормозное рентгеновское излучение, вызванное воздействием на защитный материал высокоэнергетического корпускулярного излучения. Кроме того, полимерные материалы обладают меньшей плотностью, что позволит снизить массу защитного материала при исходном уровне защиты.

В настоящей работе приведены результаты математического моделирования взаимодействия электронного излучения с полученным новым полимерным композитом, который обладает необходимыми свойствами для использования его в космическом пространстве.

Полимерный композит (ПК) синтезирован на основе ударопрочного полистирола (УПС) и органо-силоксанового наполнителя ксерогеля-метилполисилоксана (МПС). Физико-механические характеристики полистирольного композита с различным содержанием наполнителя — ксерогеля метилполисилоксана (МПС) — представлены в табл. 1.

Таблица 1. Физико-механические характеристики полистирольного композита с различным содержанием МПС

Содержание МПС [мас. %]	Содержание в композите [мас. %]			
	Si	O	H	C
60	24	17,633	6,750	51,617

Элементный состав ПК с 60%-м содержанием МПС представлен в табл. 2. Ранее было исследовано и установлено, что данный состав является оптимальным для использования его в космических условиях [Матюхин и др., 2012]. Температурный интервал эксплуатации полистирольного композита от +160 до -170 °С, он устойчив к ВУФ-излучению [Павленко и др., 2013] и атомарному кислороду [Черник и др., 2010].

Таблица 2. Элементный состав ПК

Содержание МПС [мас. %]	Параметр		
	плотность [кг/м ³]	предел прочности при растяжении $R_{\text{раст}}$ [МПа]	предел прочности при изгибе $R_{\text{изг}}$ [МПа]
0	1056	53	75
30	1105	58	78
50	1139	62	82
70	1164	45	48

Учитывались следующие процессы взаимодействия пучка электронов с материалом: тормозное излучение; множественное рассеяние; ионизация среды; процесс, отвечающий за перемещение частиц в пространстве с учётом влияния магнитного поля.

Было рассмотрено моделирование прохождения пучка из 500 электронов с энергиями 1; 1,5 и 2 МэВ через полистирольный композит толщиной 10 мм. Известно, что при движении через композит электроны сильно рассеиваются, их траектория становится настолько сложной, что напоминает процесс диффузии частиц в веществе.

Абсолютная глубина проникновения электронов оказывается намного меньше, чем их пробег внутри композита. Эффективный пробег электронов в полистирольном композите составил для 1 МэВ — 3,9 мм, 1,5 МэВ — 6,2 мм, 2 МэВ — 8,7 мм. В сравнении с защитными материалами из тяжёлых металлов (свинец, висмут) эффективный пробег в рассматриваемом композите в несколько раз больше, но вместе с тем значительно уменьшается интенсивность тормозного излучения, что является преимуществом по сравнению с материалами из тяжёлых металлов.

Был установлен экстремальный характер распределения поглощённой энергии по толщине образца. Для пучка электронов с энергией 2 МэВ полоса максимума уширяется и охватывает более глубинные слои композита, по сравнению с энергией электронов 1 МэВ. Появление максимума связано с развитием процесса ионизации в массе композита, вызываемого падающими электронами и повышением плотности ионизации среды за счёт обратного рассеяния вторичных электронов на больших глубинах. Это приводит к росту поглощённой дозы излучения. Спад на кривой распределения объясняется поглощением и рассеянием электронов.

Далее в работе было проведено экспериментальное облучение потоком быстрых электронов полистирольного композита. Облучение разработанного композита в потоке быстрых электронов проведено на линейном электронном ускорителе ЭЛУ-4 Института металлургии и материаловедения имени А. А. Байкова Российской академии наук (ИМЕТ РАН, Москва). Энергия пучка в испытаниях от 1 до 5 МэВ. Максимальная дозовая нагрузка облучения — 2 МГр. Флюенс электронов — до $7 \cdot 10^{16}$ электрон/см². Образцы радиационно-защитного композита, разработанного состава, изготовленные в форме дисков диаметром 25 мм и толщиной, которая выбиралась исходя из решения задачи определённых защитных свойств композита, устанавливали на пути пучка быстрых электронов, перпендикулярно падающего на плоскую поверхность образца. За облучаемыми образцами вплотную к их внешней поверхности закрепляли дозиметр, который был экранирован от попадания электронов, рассеянных в конструкции ускорителя. Чувствительным элементом дозиметра служил алмазный детектор, представляющий собой пластину площадью 0,25 см² и толщиной 300 мкм с напылением на плоской поверхности диска запирающим и инжектирующим контактами.

На внешней поверхности образца толщиной $0,2R$ (R — радиус диска) мощность дозы уменьшается на 15 % и практически не меняется уже через 30 с с момента начала воздействия пучка быстрых электронов. При толщине образца $0,75R$ мощность дозы на внешней поверхности уменьшается на 50 % и практически не изменяется через 200 с. За образцами радиационно-защитного композита с большей относительной толщиной снижение дозы до устойчивого минимального значения протекает с меньшей скоростью.

По полученным данным доказана сходимость физико-математической модели и экспериментальных данных (погрешность составляет не более 4,5 %).

ЛИТЕРАТУРА

- [Акишин и др., 1991] Акишин А. И., Байкальцев В. Б., Тютрин Ю. И. Воздействие электронных потоков на защитные покрытия солнечных батарей // Физика и химия обработки материалов. 1991. № 4. М.: Атомиздат, 1991. С. 69–71.
- [Безродных и др., 2010] Безродных И. П., Морозова Е. И., Петрукович А. А. Радиационные условия на геостационарной орбите // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ. 2010. Т. 117. № 4. С. 33–42.
- [Матюхин и др., 2012] Матюхин П. В., Павленко В. И., Ястребинский Р. Н. Композиционный материал, стойкий к воздействию высокоэнергетических излучений // Вестн. Белгородского гос. технологич. ун-та им. В. Г. Шухова. 2012. № 2. С. 25–27.

- [Павленко и др., 2013] *Павленко В. И., Бондаренко Г. Г., Черкашина Н. И., Едаменко О. Д.* Влияние вакуумного ультрафиолета на микро- и наноструктуру поверхности модифицированных полистирольных композитов // Перспективные материалы. 2013. № 3. С. 14-19.
- [Черник и др., 2010] *Черник В. Н., Акишин А. И., Пасхалов А. А.* и др. Рентгеновский микроанализ поверхности поливинилтриметилсилана после воздействия ускоренного потока кислородной плазмы / Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2010. № 4. С. 59–63.

MODELING THE INTERACTION OF ELECTRON BEAM WITH A POLYMER COMPOSITE IN THE CONDITIONS OF OUTER SPACE

N. I. Cherkashina

Belgorod state technological University named after V. G. Shukhov (BSTU)

The author carried out the physico-mathematical modeling of the impact of a relativistic electron on a polystyrene composite organosiloxane with filler. Mathematical modeling of interaction of electron beam with polystyrene composite was performed using the Monte Carlo method. It is established that the depth of the concentration maximum of the stored energy in the composite for electrons with energy 1 MeV is 1.5 mm, from 1.5 MeV to 2.7 mm, and 2 MeV — 4.6 mm.

Keywords: electron radiation, polystyrene composite, method of Coins-Carlo fluence of electrons.

Cherkashina Natalia Igorevna — PhD, associate professor, natalipv13@mail.ru

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
<i>Алескерова А. А., Кубряков А. А., Станичный С. В.</i> Субмезомасштабные процессы на западном побережье Крыма по измерениям спутников Landsat	5
<i>Бугрова А. Д., Бутенко А. Э.</i> Моделирование состояния комплекса Atmospheric Chemistry Suite под воздействием термоупругих деформаций	17
<i>Ильясов А. А., Чернышов А. А., Могилевский М. М., Головчанская И. В., Козелов Б. В.</i> Широкополосный электростатический шум в высокоширотной ионосферно-магнитосферной системе	23
<i>Казначеева М. А., Климов П. А.</i> Исследование транзиентных атмосферных явлений вне грозовых областей по данным спутника «Университетский-Татьяна-2»	33
<i>Кубряков А. А., Станичный С. В., Калинин Е. И.</i> Комплексное использование спутниковых данных для расчёта траекторий плавающих объектов на морской поверхности	41
<i>Кубрякова Е. А., Кубряков А. А.</i> Сезонная изменчивость концентрации фитопланктона в Чёрном море по данным численного моделирования и спутниковых оптических измерений	50
<i>Кузнецова Е. А., Богомолов В. В., Богомолов А. В., Панасюк М. И., Свертилов С. И., Июдин А. Ф.</i> Наблюдение космических гамма-всплесков и солнечных вспышек в эксперименте РЭЛЕК на спутнике «Вернов»	58
<i>Леляков А. П., Р-Бабаджан Д. А.</i> Особенности поведения пробной нуль-струны без начального вращения в поле расширяющейся замкнутой нуль-струны	68
<i>Ляхова Я. С., Бисноватый-Коган Г. С.</i> Релятивистский дипольный режим излучения в модели объекта Hercules X-1	84
<i>Максимова Е. М., Гонцова С. С., Наухацкий И. А., Милокова Е. Т.</i> Исследование нанометровых минеральных образований в метеорите Кампо-дель-сьело	91
<i>Маракулин А. О., Сибиряков С. М.</i> Линейризованная супергравитация с нарушенной лоренц-инвариантностью . . .	97

<i>Михайлов Е. А., Соколов Д. Д.</i>	Влияние звездообразования на магнитное поле галактик в рамках модели динамо со случайными коэффициентами	103
<i>Мкртчян Г. С., Ерохин Н. С.</i>	Анализ траекторий заряженных частиц на фазовой плоскости при серфинге на электромагнитной волне в плазме	109
<i>Откидьчев П. А., Попова Е. П.</i>	Наблюдательные характеристики солнечных циклов в свете теории динамо	113
<i>Офенгейм Д. Д., Каминкер А. Д., Клочков Д. К., Сулейманов В. Ф., Яковлев Д. Г.</i>	Нейтронная звезда в сверхновой HESS J1731-347 — уникальный объект для изучения свойств сверхплотного вещества	119
<i>Попова Е. П.</i>	Магнитная спиральность для различных режимов генерации магнитного поля в модели динамо	128
<i>Рудницкий А. Г.</i>	Исследование эффектов рассеяния в космической плазме гигантскими импульсами пульсара в Крабовидной туманности	134
<i>Сапунова О. В., Бородковас Н. Л., Застенкер Г. Н.</i>	Исследование фронтов межпланетных ударных волн, зарегистрированных прибором БМСВ на спутнике «Спектр-Р»	142
<i>Сербинов Д. В., Семена Н. П.</i>	Имитатор внешних тепловых условий на основе термоэлектрических модулей для испытаний космической аппаратуры	152
<i>Черкашина Н. И.</i>	Моделирование взаимодействия пучка электронов с полимерным композитом в условиях космического пространства	162

055(02)2

Ротапринт ИКИ РАН
117997, Москва, Профсоюзная, 84/32

Подписано к печати 10.11.2015

Заказ 3357

Формат 70×100/16

Тираж 80

13,65 усл.-печ. л.

XII КОНФЕРЕНЦИЯ МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ
КОСМИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ

13–15 апреля 2015 года, ИКИ РАН, Москва

СБОРНИК ТРУДОВ

НОЦ
НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР ИКИ РАН