

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

X КОНФЕРЕНЦИЯ МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ
**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ
КОСМИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ**
3–5 апреля 2013 года, ИКИ РАН, Москва

СБОРНИК ТРУДОВ

Под редакцией
А. М. Садовского

Серия «Механика, управление и информатика»

МОСКВА
ИКИ РАН
2014

**X Young Scientists Conference
“Fundamental and applied space researches”**

IKI RAN, Moscow, April 3–5, 2013

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

The X Young Scientists Conference “Fundamental and applied space researches”, devoted to the Cosmonautics Day (conference site <http://kmu.cosmos.ru>) was held in Space Research Institute (IKI RAN) at 3–5 of April 2013. The main aim of the Conference is to give possibility to the young scientists to make their presentation unassisted, to obtain the experience of public speaking and discussions. The main Conference organizer is Educational center of IKI RAN. In conference may take part students, post-graduates and young scientists working in space researches. Here are the conference proceedings.

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

ИКИ РАН, Москва, 3–5 апреля 2013 г.

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

3–5 апреля 2013 г. в Институте космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН) состоялась X Конференция молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (интернет-сайт конференции <http://kmu.cosmos.ru>), посвящённая Дню космонавтики. Основная цель конференции — дать молодым учёным возможность самостоятельно представить результаты своей работы, получить опыт выступления перед аудиторией, публичного обсуждения научных результатов. Организатор конференции — Научно-образовательный центр ИКИ РАН. В конференции участвовали студенты, аспиранты и молодые ученые, работающие в области космических исследований. Предлагаем вашему вниманию сборник трудов Конференции.

Редакционная коллегия: *Ерохин Н. С.*, доктор физико-математических наук; ИКИ РАН
Шкляр Д. Р., доктор физико-математических наук, ИКИ РАН
Редактор: *Корниленко В. С.*
Компьютерная вёрстка: *Комарова Н. Ю.*
Дизайн обложки: *Давыдов В. М., Захаров А. Н.*

Мнение редакции не всегда совпадает с точкой зрения авторов статей.

Электронная версия сборника размещена на сайте ИКИ РАН
<http://www.iki.rssi.ru/print.htm>.

ПРЕДИСЛОВИЕ

3–5 апреля 2013 г. в Институте космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН) состоялась X Конференция молодых учёных «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (интернет-сайт конференции <http://kmu.cosmos.ru>), посвящённая Дню космонавтики. Основная цель конференции — дать молодым ученым возможность самостоятельно представить результаты своей работы, получить опыт выступления перед аудиторией, публичного обсуждения научных результатов. Именно поэтому на конференции нет постерной сессии, все доклады только устные.

Организатор конференции — Научно-образовательный центр ИКИ РАН. В конференции участвовали студенты, аспиранты и молодые ученые, работающие в области космических исследований.

Конференция проводилась по шести направлениям:

- 1) атмосфера, гидросфера и литосфера Земли и планет;
- 2) астрофизика и радиоастрономия;
- 3) физика Солнечной системы;
- 4) теория и моделирование физических процессов;
- 5) космическое приборостроение;
- 6) технологии спутникового мониторинга.

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, ФИАН;
- Родин Александр Вячеславович, канд. физ.-мат. наук, МФТИ;
- Измоденов Владислав Валерьевич, д-р физ.-мат. наук, МГУ имени Ломоносова;
- Бессонов Роман Валерьевич, канд. техн. наук, ИКИ РАН;
- Барталёв Сергей Александрович, д-р техн. наук, ИКИ РАН.

Организационный комитет конференции:

- Садовский Андрей Михайлович, канд. физ.-мат. наук, ИКИ РАН — председатель оргкомитета;
- Зимовец Иван Викторович, канд. физ.-мат. наук, ИКИ РАН;
- Человеков Иван Васильевич, канд. физ.-мат. наук, ИКИ РАН;
- Бессонов Роман Валерьевич, канд. техн. наук, ИКИ РАН;
- Измоденов Владислав Валерьевич, д-р физ.-мат. наук, МГУ имени Ломоносова;
- Антоненко Елена Александровна, ИКИ РАН.

Было подано больше ста двадцати докладов. География городов конференции обширна — Москва, Санкт-Петербург, Самара, Иркутск, Владивосток, Севастополь, Мурманск, Елецк. Среди докладчиков были представители Московского государственного университета (МГУ) имени М. В. Ломоносова и институтов при МГУ (Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга (ГАИШ), Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ)), Московского авиационного института (национального исследовательского университета) (МАИ), Российского университета дружбы народов (РУДН), Московского физико-технического института (государственного университета) (МФТИ), Московского инженерно-физического института (государственного университета) (МИФИ), Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН), Физико-технического института (ФТИ) имени А. Ф. Иоффе, Центрального аэрогидродинамического института (ЦАГИ) имени профессора Н. Е. Жуковского, Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН), Института геохимии и аналитической химии (ГЕОХИ) имени В. И. Вернадского, Московского института электроники и математики (МИЭМ), Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С. П. Королева (национального исследовательского университета) (СГАУ), Московского государственного университета геодезии и картографии (МИИГАиК), Института космических исследований НАНУ и НККАУ, Санкт-Петербургского института информатики и автоматизации Российской академии наук (СПИИРАН), Института космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН), Полярного геофизического института Кольского научного центра Российской академии наук (ПГИ КНЦ РАН), Московского института электроники и математики Национального исследовательского университета Высшая школа экономики (МИЭМ НИУ ВШЭ), Института солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук (ИСЗФ СО РАН), Елецкого государственного университета им. И. А. Бунина (ЕГУ им. И. А. Бунина).

Участвуя в данной конференции, молодые учёные смогли узнать, чем занимаются коллеги, получить представления о современных направлениях развития различных областей космических исследований, новых подходах и методах, имеющих междисциплинарный характер.

Самое главное: конференция дала возможность молодым учёным самостоятельно представить результаты своей работы, получить опыт выступления перед аудиторией и публичного обсуждения научных результатов. На конференции были представлены как лекции ведущих учёных (Дэвид Данхем, В. С. Бескин и др.), так и приглашённые доклады молодых учёных.

Впервые было решено выпустить сборник избранных трудов конференции. Представляем его вашему вниманию.

КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ КОЛЛИНЕАРНЫХ ТОЧЕК ЛИБРАЦИИ В ПРОСТРАНСТВЕ БИНАРНОЙ СИСТЕМЫ, СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ВО ВНЕШНЕМ ОДНОРОДНОМ ОРТОГОНАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

П. В. Воронин

Санкт-Петербургский институт информатики и автоматизации
Российской академии наук (СПИИРАН)

В пространстве бинарной системы, стабилизированной во внешнем однородном ортогональном магнитном поле, могут существовать коллинеарные точки либрации (КТЛ), соответствующие малым частицам, причем движение последних в окрестностях соответствующих им КТЛ может быть как устойчивым, так и неустойчивым. Проведённые исследования позволили получить критерий устойчивости КТЛ малой частицы в координатах «циклотронная частота малой частицы — квадрат частоты гармонических колебаний малой частицы относительно оси Z синодической системы координат» (ЦЧ — КЧГК- Z).

Ключевые слова: либрация, движение частиц.

Рассмотрим малую частицу массы M с зарядом Q , находящуюся в пространстве бинарной системы, стабилизированной во внешнем однородном ортогональном магнитном поле. Свяжем с бинарной системой синодическую систему координат, в которой вектор магнитной индукции внешнего магнитного поля может быть представлен в виде $\mathbf{B} = \{0, 0, B_z\}$. Будем считать, что бинарная система образована частицей массы M_1 с зарядом Q_1 и частицей, масса и заряд которой равны соответственно M_2 и Q_2 . Угловую скорость вращения бинарной системы ω примем равной 1, а за единицу измерения координат и расстояний — расстояние d между частицами, образующими бинарную систему. При этом массовый параметр бинарной системы $\mu = M_2/(M_1 + M_2)$, а её зарядовый параметр $q = Q_2/(Q_1 + Q_2)$. Вектор обобщённой циклотронной частоты бинарной системы $\omega_\chi = (Q_1 + Q_2)/(M_1 + M_2)$ и его проекция на ось Z синодической системы координат

$$\omega_\chi = \frac{Q_1 + Q_2}{M_1 + M_2} B_z. \quad (1)$$

Вектор циклотронной частоты малой частицы $\omega_{*\chi} = (Q/M)B$, а его проекция на ось Z

$$\omega_{*\chi} = \omega_\chi \Omega, \quad (2)$$

где

$$\Omega = \frac{Q/M}{(Q_1 + Q_2)/(M_1 + M_2)} \quad (3)$$

суть приведённый удельный заряд малой частицы.

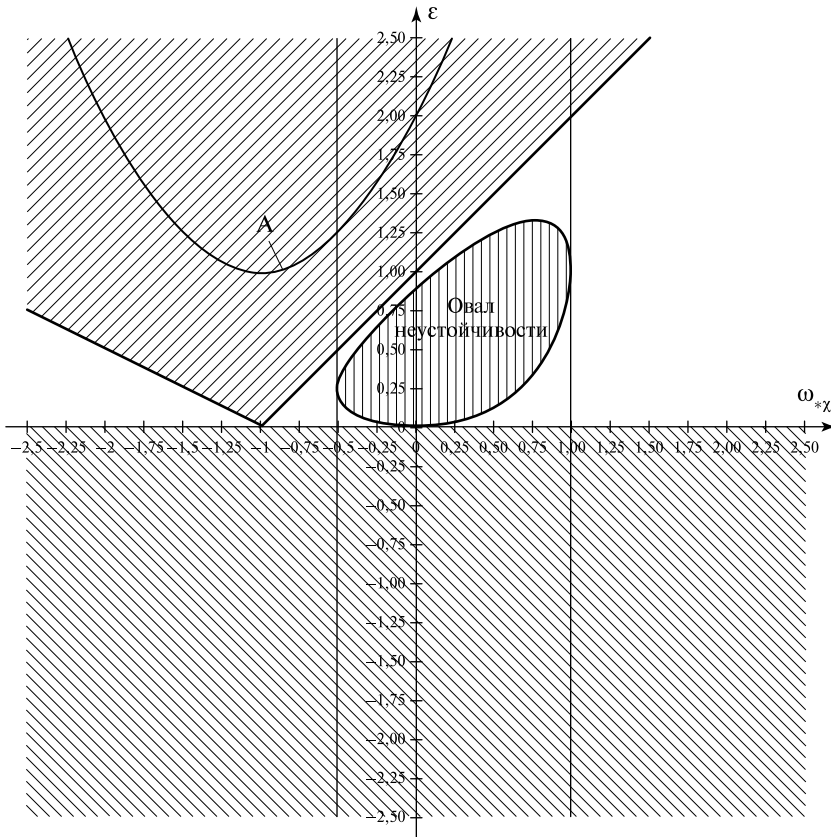
Можно показать, что малая частица в окрестности соответствующей ей коллинеарной точки либрации $(x, 0, 0)$ совершает гармонические колебания вдоль оси Z с частотой $\omega_z = \sqrt{\varepsilon}$, где

$$\varepsilon = -\psi\Omega \left(\frac{1-q}{|x-x_1|^3} + \frac{q}{|x-x_2|^3} \right), \quad (4)$$

здесь

$$\psi = -\frac{\left(\frac{\mu}{q} + \omega_\chi\right) \left(\frac{1-\mu}{1-q} + \omega_\chi\right)}{1 + \omega_\chi}; \quad x_1 = \frac{\mu + q\omega_\chi}{1 + \omega_\chi}; \quad x_2 = -\frac{(1-\mu) + (1-q)\omega_\chi}{1 + \omega_\chi}. \quad (5)$$

Исследование системы дифференциальных уравнений движения малой частицы в окрестности соответствующей ей коллинеарной точки либрации (КТЛ) на устойчивость в смысле Ляпунова приводит к выводу о том, что при



Области неустойчивости коллинеарных точек либрации (заштрихованы). Парабола А – график функции $\varepsilon = 1 + (1 + \omega_{*\chi})^2$. Видно, что условие $\varepsilon < 1 + (1 + \omega_{*\chi})^2$ выполняется в областях устойчивости КТЛ

выполнении условия $\varepsilon < 1 + (1 + \omega_{*\chi})^2$ в критериальных областях плоскости $\omega_{*\chi}\varepsilon$

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{1}{2} < \omega_{*\chi} < 1; \\ 0 < \varepsilon < \left(\frac{2 + \omega_{*\chi}}{3} \right)^2 \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{3\omega_{*\chi}}{2 + \omega_{*\chi}} \right)^2} \right]; \end{array} \right. \quad (6)$$

или

$$\left(\frac{2 + \omega_{*\chi}}{3} \right)^2 \left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{3\omega_{*\chi}}{2 + \omega_{*\chi}} \right)^2} \right] < \varepsilon < 1 + \omega_{*\chi}.$$

и

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_{*\chi} < -\frac{1}{2} \quad \text{или} \quad \omega_{*\chi} > 1; \\ 0 < \varepsilon < \frac{1}{4} \left[(1 + \omega_{*\chi}) + 3|1 + \omega_{*\chi}| \right]; \end{array} \right. \quad (7)$$

малая частица будет совершать гармонические колебания относительно всех осей синодической системы координат, т.е. её движение будет устойчивым. Графически области неустойчивости движения малой частицы представлены на рисунке.

Система уравнений зависимостей $\varepsilon = \varepsilon(x)$ и $\omega_{*\chi} = \omega_{*\chi}(x)$, имеющая вид

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon(x) = \frac{x \left(\frac{1-q}{|x-x_1|^3} + \frac{q}{|x-x_2|^3} \right)}{\frac{x\omega_{*\chi}}{\psi} + (1-q) \frac{x-x_1}{|x-x_1|^3} + q \frac{x-x_2}{|x-x_2|^3}}; \\ \omega_{*\chi}(x) = \frac{\frac{x\omega_{*\chi}}{\psi}}{\frac{x\omega_{*\chi}}{\psi} + (1-q) \frac{x-x_1}{|x-x_1|^3} + q \frac{x-x_2}{|x-x_2|^3}}, \end{array} \right. \quad (8)$$

позволяет построить параметрический график зависимости $\varepsilon = \varepsilon(\omega_{*\chi})$ для коллинеарных точек либрации малых частиц, находящихся в пространстве бинарной системы с известными значениями массового параметра μ , зарядового параметра q , а также обобщённой циклотронной частоты бинарной системы $\omega_{*\chi}$.

При наложении данного графика на критериальные области неустойчивости точек либрации в плоскости $\omega_{*\chi}\varepsilon$ выявляются области устойчивости коллинеарных точек либрации, что позволяет определить положение на оси X синодической системы координат областей локализации устойчивых КТЛ в пространстве исследуемой бинарной системы, стабилизированной во внешнем однородном ортогональном магнитном поле.

THE STABILITY CRITERIA OF THE COLLINEAR LIBRATION POINTS IN THE BINARY SYSTEM SPACE, STABILIZING BY THE EXTERNAL ORTHOGONAL MAGNETIC FIELD

P. V. Voronin

St. Petersburg Institute for Informatics and Automation of the Russian Academy of Sciences

In the binary system space, stabilizing by the external orthogonal magnetic field, collinear libration points may exist which are corresponded to the small particles. The movement of such particles in the vicinity of these points may be as stable as unstable. Our investigations allow to obtain the stability criteria of the collinear libration points for a small particle in coordinates “cyclotron frequency—square of the oscillation frequency relatively Z -axis of the synodic coordinates”.

Keywords: Libration, particle movement.

Voronin Petr — PhD., e-mail: pvoronin2011@mail.ru.

ПРИРОДА ВАРИАЦИЙ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

А. В. Германенко, Ю. В. Балабин, Э. В. Вашенюк, Б. Б. Гвоздецкий

Полярный геофизический институт Кольского научного центра
Российской академии наук (ПГИ КНЦ РАН)

Влияние гроз на поток мюонов — хорошо известный факт, наблюдающийся на многих станциях. Нами впервые были обнаружен факт возрастания интенсивности гамма-излучения во время осадков в течение всего года (зимнего и летнего сезонов) в Арктическом регионе. В данной работе представлены результаты экспериментов на системе для обнаружения гамма-излучения в Апатитах. Серия экспериментов показывает, что это дополнительное излучение имеет тормозную природу и создаётся энергичными электронами, возникающими от распада мюонов в атмосфере. Во время осадков мюоны получают дополнительную энергию, проходя через электрические поля в облаках. Через распад мюонов дополнительная энергия частично передается электронам и путем тормозного излучения преобразуется в электромагнитную форму. На основании измерений дополнительного потока излучения были произведены расчёты энергетического баланса. Принимая во внимание плотность потока мюонов на уровне моря и среднюю толщину дождевого облака, этот дополнительный поток энергии может быть обеспечен напряженностью поля в облаке порядка 3,6 кВ/м.

Ключевые слова: гамма-излучение, осадки, тормозное излучение, энергетический баланс.

ВВЕДЕНИЕ

В лаборатории космических лучей ПГИ КНЦ РАН в течение нескольких лет ведётся непрерывный мониторинг различных компонентов вторичных космических лучей. Существование избыточного рентгеновского излучения, связанного с грозовой активностью, — факт известный [Лидванский, Хаердинов, 2007; Хаердинов, 2006; de Mendonça et al., 2011]. Было показано, что основной причиной возникновения избыточного излучения во время гроз являются частицы, ускоренные сильными электрическими полями внутри грозового облака [Лидванский, Хаердинов, 2007; Хаердинов, 2006]. В организованном ПГИ мониторинге низкоэнергичного рентгеновского (гамма) фона на уровне земли также регистрировалось возрастание гамма-фона, как правило, связанное с атмосферными осадками. Следует отметить, что в субарктическом регионе (Апатиты) грозы наблюдаются редко, а на арх. Шпицберген (станция Баренцбург) их не бывает вовсе. Тем не менее, в качестве причины возрастания, связанного

Германенко Алексей Владимирович — младший научный сотрудник, e-mail: germanenko@rgia.ru.

Балабин Юрий Васильевич — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук.

Вашенюк Эдуард Владимирович — заведующий сектором, доктор физико-математических наук.

Гвоздецкий Борис Борисович — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук.

с осадками, предполагается электрическое поле облаков (пусть не такое сильное, как в грозových облаках), которое доускоряет электроны и тем создаёт дополнительное тормозное рентгеновское излучение, проникающее до уровня земли. В данной работе также показано, что наблюдаемое возрастание гамма-фона не связано с какими-то антропогенными либо природными радионуклидами, а являются следствием изменения условий взаимодействия космического излучения с атмосферой.

В разных источниках разделение на рентгеновское и гамма-излучение проводится по-разному. В данной работе рентгеновское и гамма-излучение используются как синонимы и означают электромагнитное излучение в диапазоне от 20 до 4000 кэВ.

КОМПЛЕКСНАЯ УСТАНОВКА ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЦИИ

К настоящему времени помимо стандартного нейтронного монитора (НМ) работают сцинтилляционный детектор (СДР) для регистрации гамма-излучения, бессвинцовая секция нейтронного монитора (БСНМ), детекторы заряженной компоненты (ДЗК) и тепловых нейтронов (ДТН).

Стандартный НМ чувствителен к нейтронам с энергиями >50 МэВ [Дорман, 1975]. БСНМ регистрирует нейтроны с энергиями порядка от сотен килоэлектрон-вольт до единиц мегаэлектрон-вольт.

Детектор рентгеновского излучения создан на основе кристаллов NaI(Tl) $\varnothing 62 \times 20$ мм (малый) и $\varnothing 150 \times 100$ мм (большой). Конструкция малого прибора разработана в ПГИ. Данные детекторы в большом количестве применялись для измерений аврорального рентгеновского излучения в стратосфере. Сигнал с малого детектора поступает на дискриминатор с пороговыми уровнями, соответствующими энергиям фотонов >20 и >100 кэВ. Регистрация в интегральных каналах позволяет получать непрерывную оценку интегрального спектра рентгеновского излучения. В качестве большого детектора используется готовый сцинтиллок БДЭГ2 с модифицированной электронной схемой. Данные с него собираются при помощи 4096-канального амплитудного анализатора, что позволяет получать 30-минутные спектры излучения в диапазоне от 20 кэВ до 4 МэВ, а также одномоментный интегральный счёт по выбранным порогам (в нашем случае 200 кэВ и 1 МэВ).

Детектор заряженной компоненты собран на газоразрядных счётчиках СТС6. Счетчики располагаются в два горизонтальных ряда по восемь штук в ряду. Между рядами проложена тонкая пластина текстолита толщиной 2 мм для электрической изоляции. В каждом ряду счётчики включены по схеме «ИЛИ», выходы от рядов поступают на схему совпадений. Используется выход с верхнего ряда (детектор общего потока радиации или ДОП) и со схемы совпадений нижнего и верхнего рядов (МЭК). Верхний ряд регистрирует общий поток заряженной и электромагнитной компонент, а поскольку СТС6 имеют малую эффективность по отношению к рентгеновскому излучению, то схемой совпадений будет выделена только заряженная составляющая излучения, т. е. мюоны и электроны.

Для измерения интенсивности осадков используется метод обратного рассеяния ИК-излучения каплями дождя или снега. Датчик изготовлен в ПГИ

лабораторией атмосферы Арктики. Он не калиброван в абсолютных единицах и используется только для качественных оценок интенсивности осадков.

В Апатитах оба нейтронных монитора находятся внутри одноэтажного здания, остальные детекторы — на его чердаке. СДР установлены в стаканы, сложенные из свинцовых кирпичей толщиной 5 см, так что поле зрения составляет конус с углом $\sim 60\text{--}70^\circ$ относительно вертикальной оси. Все приборы на чердаке помещены в утеплённый бокс с термостабилизацией, где поддерживается постоянная температура, поскольку СДР достаточно чувствительны к изменению температуры.

В Баренцбурге установлены нейтронный монитор 18НМ64, СДР, датчики давления и температуры. Привязка к точному времени на обеих станциях производится с помощью приёмника GPS. Данные со всех приборов поступают в общую систему регистрации.

Непрерывные наблюдения с помощью спектрометров СДР в Апатитах были начаты летом 2009 г. и продолжаются по настоящее время. В Баренцбурге наблюдения производятся с конца 2009 г.

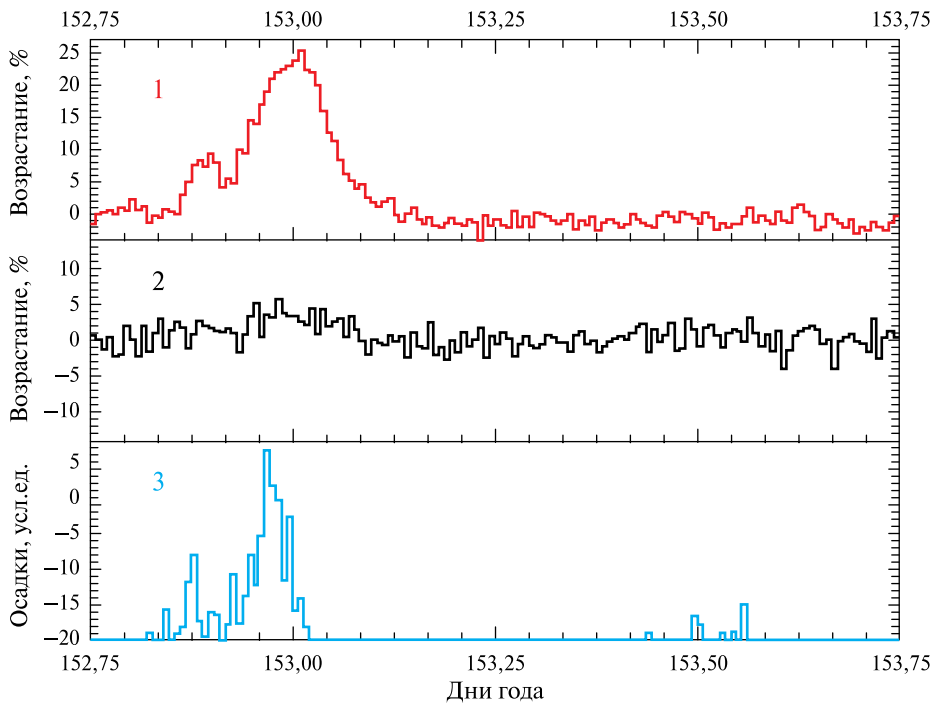
ВАРИАЦИИ ВО ВРЕМЯ ОСАДКОВ

Во время осадков наблюдаются стохастические возрастания гамма-фона, составляющие до 50 % и длящиеся много часов. Всего за время наблюдений было зарегистрировано более 300 таких событий возрастания приземного фона гамма-излучения. События происходят независимо от сезона: как зимой, так и летом. Была установлена явная связь между обнаруженными нами возрастаниями и сопровождающими их метеорологическими явлениями. Практически все возрастания сопровождались обильными осадками (дождь или снег) и плотной, обычно сплошной, облачностью с высотой нижней кромки менее 600 м.

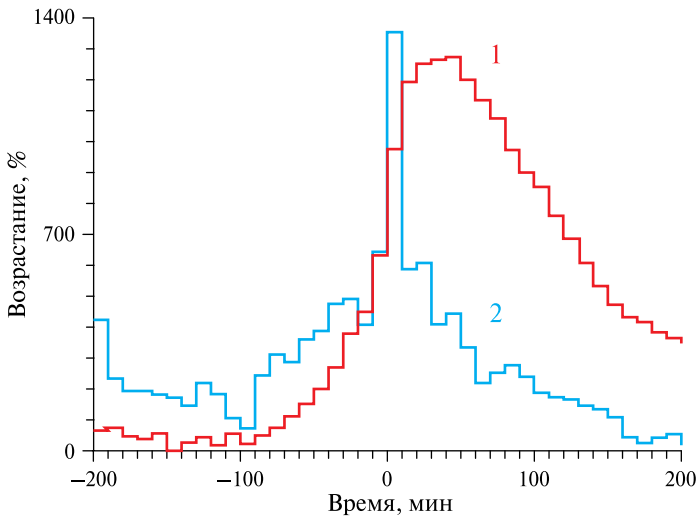
Была проведена серия экспериментов, показавших, что загрязнение осадков какими-либо радионуклидами естественного или искусственного происхождения отсутствует [Vashenyuk et al., 2011], а это значит, что дополнительное излучения имеет тормозную природу.

Нами ведётся непрерывная регистрация потока гамма-излучения в интегральных каналах >20 , >100 , >200 и >1000 кэВ. Именно эти данные явно показывают увеличение интенсивности излучения; они служат основой для проведения сравнений спектров в ясную погоду и во время событий. На рис. 1а приведён пример типичного возрастания гамма-фона. Отчётливо видно, что по каналу детектора заряженной компоненты возрастания нет.

На основе большой базы данных, содержащей зарегистрированные события за 2009–2011 гг., найден средний типичный профиль возрастания гамма-фона и сопровождающих его осадков. Были отобраны 83 события, произошедшие в тёплый период и имеющие умеренную длительность (не более 6 ч). Методом наложения эпох вычислен средний профиль возрастания гамма-фона и количества осадков, в качестве реперной точки установлен максимум осадков. Каждый профиль перед наложением нормировался по своему максимуму. В итоге получены средние профили осадков и возрастания гамма-фона (рис. 1б). Примечательно принципиальное отличие полученных профилей и, особенно, их временное разнесение.



a



б

Рис. 1. Примеры связи возрастания гамма-излучения с осадками: *a* — типичный профиль возрастания гамма-фона 1, детектора заряженной компоненты 2 и осадков 3; *б* — средние профили осадков 2 и возрастания гамма-фона 1, построенные методом наложения эпох

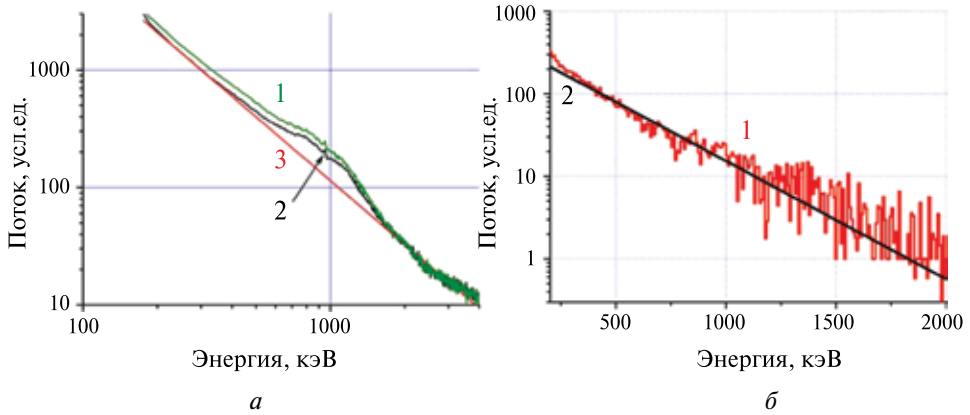


Рис. 2. Дифференциальные спектры регистрируемого гамма-излучения: *а* — спектр 1 во время возрастания, фоновый спектр 2, а также аппроксимация 3 фонового спектра степенной функцией с показателем $\gamma = -1,8$; *б* — разность спектров, являющаяся спектром собственно возрастания 1 и его аппроксимация 2 экспоненциальной функцией

Максимум осадков приходится на наибольший рост излучения, а его максимум достигается через 30...40 мин после максимума осадков. При этом спад возрастания растянут на 100...120 мин. В целом соотношение двух профилей соответствует ударному воздействию (осадки) и отклику инерционной системы (гамма-фон) со средним временем релаксации ~ 100 мин.

При определённых условиях (короткие интенсивные осадки, чередующиеся с прояснениями) аналогичная форма профилей (острый пик осадков, крутой фронт и растянутый спад у гамма-фона) и их взаимное расположение наблюдаются непосредственно; конечно, точность измерения отдельного профиля гораздо хуже, чем приведённая здесь, однако наличие таких профилей подтверждает, что вычисленные средние профили отражают действительное запаздывание возрастания гамма-фона под влиянием осадков.

Измерения дифференциальных спектров гамма-фона в ясную погоду показали, что спектр имеет в целом степенную форму с показателем $\gamma = -1,8$, значение γ постоянно. Около значения 1 МэВ наблюдается широкое утолщение. Одиночный спектр имеет неудовлетворительную статистическую точность, а усреднённый за несколько часов — вполне удовлетворителен по точности (рис. 2а). Во время возрастания, если оно длится несколько часов, тоже можно получить с приемлемой точностью средний спектр. Визуально такой спектр отличается от фонового только подъёмом на энергиях до 2,2 МэВ. Выше этой энергии спектры фона и возрастания совпадают полностью. Такой метод (усреднение спектров за несколько часов) позволяет обрабатывать лишь крупные события (амплитуда возрастания не менее 30 %) и длительностью от 4 ч, чтобы имелось с десятков измерений. Именно спектр такого события показан на рис. 2а. Разница дифференциальных спектров — фонового перед событием и во время события — даст спектр собственно возрастания, т. е. излучения, добавляющегося к фону и вызывающего возрастания (далее просто спектр возрастания). Как видно из рис. 2б, спектр возрастания имеет форму, близкую

к экспоненциальной зависимости, и протягивается до энергий ~ 2 МэВ. Итак, аппроксимирующие функции имеют вид:

- для степенного спектра:

$$I(E) = J_0 E^{-\gamma}, \quad (1)$$

- для экспоненциального спектра:

$$I(E) = J_1 \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right), \quad (2)$$

где E_0 — характеристическая энергия.

Именно включение измерителя дифференциального спектра в систему мониторинга гамма-фона позволило впервые выделить спектр его возрастания и выяснить, что спектры фона и возрастных отличаются видом функциональной зависимости: степенная для первого и экспоненциальная для второго. Столь принципиальное различие спектров указывает, по-видимому, на совершенно различные механизмы генерации излучений.

Однако возрастных с амплитудой более 30 % регистрируется немного. Было создано специальное программное обеспечение для обработки спектров и получения из них спектров возрастных при меньших амплитудах. С его помощью обработаны несколько десятков событий с амплитудой от 5 %. Для каждого спектра возрастания находилась фитирующая экспоненциальная функция $I(E) = J_1 \exp[-E/E_0]$ со своим значением J_1 и E_0 . На рис. 3 представлены зависимости указанных величин от амплитуды возрастания.

В то время как величина E_0 , на наш взгляд, не обнаруживает никакой связи с амплитудой возрастания, принимая среднее значение около 400 кэВ, величина J_1 линейно зависит от амплитуды. Связи E_0 и J_1 между собой не имеют. Из этого следует вывод, что осадки только запускают (или усиливают) некоторый процесс, генерирующий указанное излучение, но сам процесс не определяют.

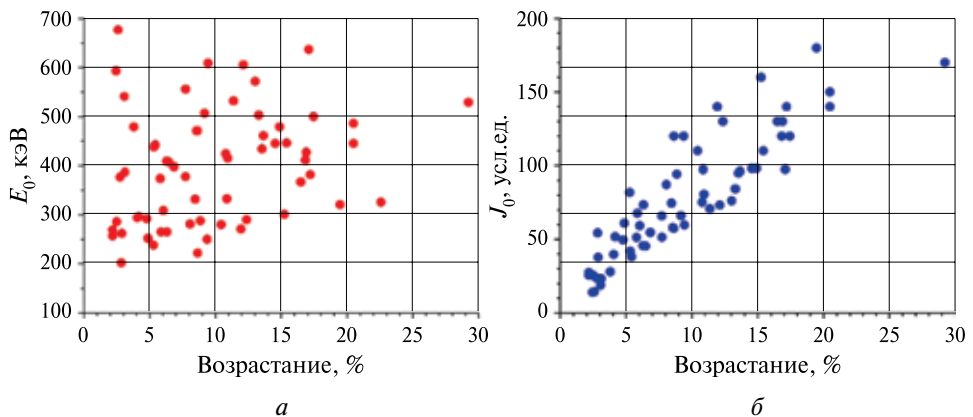


Рис. 3. Зависимости различных параметров аппроксимирующей экспоненциальной функции $I(E) = J_1 \exp[-E/E_0]$ от амплитуды возрастания гамма-излучения: *а* — характеристической энергии E_0 спектра возрастания от амплитуды; *б* — величины J_1 от амплитуды

Важно отметить, что измерения дифференциальных спектров приземного гамма-фона в малых энергиях и определение спектра излучения, вызывающего возрастание при осадках, сделаны впервые.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В лаборатории космических лучей ПГИ ведется мониторинг приземного гамма-фона в диапазоне 20 кэВ – 4 МэВ. Регистрируются интегральные и дифференциальные энергетические спектры. Впервые выполнено измерение спектра излучения, вызывающего возрастание гамма-фона при осадках. Обнаружено, что возрастания вызваны дополнительным излучением с экспоненциальным спектром, в то время как фоновое излучение имеет степенной спектр.

В настоящее время недостаточно данных для составления законченной модели наблюдаемого эффекта (возрастания гамма-фона при осадках). Ведутся исследования, накапливается различная информация о свойствах приземного низкоэнергичного (до единиц мегаэлектрон-вольт) гамма-излучения. Вариации гамма-фона, связанные с осадками и происходящие в полярной атмосфере, были обнаружены нами впервые, до этого их никто не наблюдал. Наиболее подходящим кандидатом для описания возрастаний гамма-излучения во время осадков является эффект доускорения энергичных заряженных частиц в электрических полях облаков. Измерения дифференциального спектра показали, что во время возрастаний увеличение потока гамма-квантов происходит в диапазоне до 3 МэВ и оно производится энергичными электронами, которые возникают при распаде мюонов в атмосфере. Во время осадков мюоны получают дополнительную энергию при движении в электрических полях облаков. Эта энергия при распаде частично передаётся электронам, затем посредством тормозного излучения конвертируется в электромагнитную форму. Однако имеющиеся экспериментальные данные об электрических полях в дождевых (не грозовых) облаках [Rust, Trapp, 2002] не могут обеспечить наблюдаемый эффект в гамма-излучении.

ЛИТЕРАТУРА

- [Дорман, 1975] Дорман Л. И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975. С. 357.
- [Лидванский, Хаердинов, 2007] Лидванский А. С., Хаердинов Н. С. Динамика космических лучей в электростатическом поле атмосферы и генерация частиц грозовыми облаками // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 7. С. 1060–1062.
- [Хаердинов, 2006] Хаердинов Н. С. Исследование кратковременных вариаций вторичных космических лучей под действием электрического поля атмосферы во время гроз: Автореф. ... дис. канд. физ.-мат. наук. М.: ИЯИ РАН, 2006.
- [de Mendonça et al., 2011] de Mendonça R. R. S., Raulin J.-P., Bertoni F. C. P., Echer E., Makhmutov V. S., Fernandez G. Long-term and transient time variation of cosmic ray fluxes detected in Argentina by CARPET cosmic ray detector // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2011. V. 73. P. 1410–1416.

- [Rust, Trapp, 2002] *Rust W.D., Trapp R.J.* Initial balloon soundings of the electric field in winter nimbostratus clouds in the USA // *Geophysical Research Letters*. 2002. V. 29. P. 1959–1962.
- [Vashenyuk et al., 2011] *Vashenyuk E. V., Balabin Yu. V., Germanenko A. V., Gvozdevsky B. B.* A method for real-time GLE modeling // *Astrophysics and Space Sciences Trans.* 2011. V. 7. P. 453–458. doi: 10.5194/astra-7-453-2011.

ORIGIN OF GAMMA RADIATION VARIATIONS ON THE ATMOSPHERIC SURFACE LAYER

A. V. Germanenko, Yu. V. Balabin, E. V. Vashenyuk, B. B. Gvozdevsky

Polar Geophysical Institute, Kola Science Center, Russian Academy of Sciences (PGI KSC RAS)

Thunderstorm influence on a muon flux is well known phenomenon and has been observed on many stations. We have firstly found gamma-rays increasing accompanying precipitations during all seasons (winter and summer) in the Arctic region. This paper presents the results of a series of new experiments on the advanced detection system of gamma radiation in Apatity. Series of experiments shows that this additional radiation is bremsstrahlung one. Energetic electrons produce it. Electrons are from decay of muons in the atmosphere. During precipitation muons get additional energy when pass through electric fields of clouds. Via muon decay additional energy is partially transferred to electrons, then converted by bremsstrahlung to electromagnetic form. Energy balance was calculated on measuring of the additional radiation flux. Taking to account the muons flux density at sea level and the average thickness of the cloud this additional energy flux could be provided at the field strength in the cloud about 3.6 kV/m.

Keywords: gamma-rays, precipitations, bremsstrahlung, energy balance.

Germanenko Aleksei Vladimirovich — junior researcher, e-mail: germanenko@pgia.ru.

Balabin Yuri Vasilevich — research associate, PhD.

Vashenyuk Eduard Vladimirovich — head of laboratory, D.Sc.

Gvozdevsky Boris Borisovich — research associate, PhD.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

М. А. Евдокимова^{1,2}, Д. Р. Шкляр^{1,2}

¹ Московский физико-технический институт (государственный университет) (МФТИ)

² Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Теория нелинейного взаимодействия волн и частиц в неоднородной плазме, в которой функция распределения резонансных частиц ищется в заданном поле волны, а обратное влияние частиц на волну находится из закона сохранения энергии, содержит два параметра: эффективную амплитуду волны и параметр неоднородности среды. В случае, когда оба этих параметра считаются постоянными, решение удаётся получить аналитически. В настоящей работе исследовано резонансное взаимодействие ленгмюровской волны с энергичными электронами с учётом переменной амплитуды волны и параметра неоднородности в первом приближении. При этом в задаче возникает два новых параметра, которые, однако, естественно считать постоянными в течение времени резонансного взаимодействия частицы с волной, и вновь можно использовать упомянутый выше подход и искать функцию распределения в «заданном» поле. С использованием этого подхода исследовано влияние переменной амплитуды и параметра неоднородности на инкремент волны.

Ключевые слова: ленгмюровские волны, резонансное взаимодействие волн и частиц, неоднородная плазма, инкремент волны.

ВВЕДЕНИЕ

Бесстолкновительное затухание волн, открытое Л. Д. Ландау [Ландау, 1946], — одно из фундаментальных явлений физики плазмы, связанных с резонансным взаимодействием волн и частиц. В рамках линейной теории, когда отдельные волны эволюционируют независимо друг от друга, предположение о наличии одной волны не является упрощением. Напротив, при исследовании нелинейного резонансного взаимодействия волн и частиц в плазме характер спектра играет принципиальную роль. Вариант широкого спектра волн со случайными фазами и достаточно малыми амплитудами — предмет квазилинейной теории [Vedenov et al., 1962; Drummond, Pines, 1962], которая описывает самосогласованную эволюцию спектра волн и функции распределения частиц на достаточно больших временах. Другим предельным случаем, исследование которого началось с работ [Мазитов, 1965; Альтшуль, Карпман, 1965], становится нелинейная эволюция одной квазимонохроматической волны. Окончательная теория этого явления была построена Т. М. О’Нилом [O’Neil, 1965]. Эта теория предсказывает выход инкремента (декремента) волны на нуль, а её амплитуды — на постоянное значение через время, порядка периода нелинейных осцилляций

Евдокимова Марина Александровна — старший лаборант ИКИ РАН, e-mail: evdokimari@mail.ru.

Шкляр Давид Рувимович — заведующий лабораторией ИКИ РАН, доктор физико-математических наук.

захваченных по фазе резонансных частиц. Согласно теории О'Нила [O'Neil, 1965], прекращение эволюции волны связано с фазовым перемешиванием частиц в резонансной области и эргодизацией их функции распределения.

Наряду с нелинейностью, обусловленной конечной амплитудой волны, другим существенным фактором является неоднородность среды. Исследованию эффектов неоднородности при резонансном взаимодействии квазимонохроматических волн и частиц в плазме посвящено значительное число работ (см., например, [Nunn, 1971; Karpman et al., 1975; Matsumoto, 1979; Shklyar, Matsumoto, 2009; Трахтенгерц, Райкрофт, 2011] и имеющиеся там ссылки). В этих работах показано, что взаимодействие имеет различный характер в случае слабой и сильной неоднородности. Количественное определение понятия слабой и сильной неоднородности будет дано ниже; здесь же укажем, что в первом случае, так же как и в однородной плазме, существуют захваченные по фазе частицы, в то время как во втором случае их нет. В обоих случаях были решены уравнения движения резонансных частиц, найдена их функция распределения, и получены выражения для нелинейного инкремента (декремента) волны. В случае сильной неоднородности, однако, соответствующие решения были найдены только в предположении постоянных эффективной амплитуды волны и параметра неоднородности. В настоящей работе исследуется нелинейный инкремент ленгмюровской волны, обусловленный её взаимодействием с резонансными электронами в сильно неоднородной плазме, без указанных выше упрощений.

ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ ИНКРЕМЕНТА ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ВОЛНЫ И УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТИЦ

Будем исследовать одномерную задачу, считая плазму неоднородной вдоль оси z . Рассмотрим квазимонохроматический пакет ленгмюровских волн с частотой ω и переменным в пространстве волновым вектором $k(z)$, направленным вдоль оси z . Электрическое поле волны запишем в виде

$$E_z = -E_0(z, t) \cos \left[\int_0^z k(z') dz' - \omega t \right], \quad (1)$$

где $E_0(z, t)$ — медленно меняющаяся во времени и пространстве (по сравнению с ω и k) амплитуда волны. Эволюция волны, обусловленная её взаимодействием с резонансными электронами, описывается уравнением [Karpman et al., 1975]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(v_g U)}{\partial z} \equiv 2\gamma U = -\frac{\omega}{k}(\rho_{RES} - \rho_0)E_z(z, t). \quad (2)$$

Здесь $U = E_0^2/8\pi$ — плотность энергии волны; v_g — её групповая скорость; γ — инкремент (декремент) волны; ρ_{RES} и ρ_0 — плотность заряда резонансных частиц в поле волны и соответствующая невозмущённая плотность; черта означает усреднение по периоду волны. Используя выражение (1) и вводя явным образом усреднение по фазе поля, что сводится к интегрированию по длине волны, а также учитывая, что при интегрировании по длине волны величины

$E_0(z, t)$ и $k(z)$ можно считать постоянными, перепишем соотношение для γ в виде

$$\gamma = -\frac{2e\omega}{E_0(z, t)} \iint dz dv [f(z, v, t) - f_0(v)] \cos \left(\int_0^z k(z') dz' - \omega t \right). \quad (3)$$

Здесь $f(z, v, t)$ — функция распределения резонансных частиц; $f_0(v)$ — их невозмущённая функция распределения, которая предполагается зависящей только от скорости v ; интегрирование по z ведётся по длине волны вокруг некоторой точки z , где вычисляется инкремент (декремент) γ , а интегрирование по v — по резонансной области в пространстве скоростей. Как увидим в дальнейшем, интеграл в соотношении (16) быстро сходится в нерезонансной области, поэтому его можно распространить на всю область значений v .

Как известно [Румер, Рывкин, 1977], уравнения движения частиц в фазовом пространстве есть уравнения характеристик кинетического уравнения для функции распределения, так что эта функция не изменяется вдоль фазовой траектории частицы. Это утверждение, тесно связанное с сохранением фазового объёма частиц, известно как теорема Лиувилля. Основанный на ней метод отыскания функции распределения состоит в том, чтобы решить уравнения движения частиц, выразить из них «начальные» значения независимых переменных через конечные и подставить их в «невозмущённую», т. е. известную, функцию распределения. В случае, когда известной является функция распределения в момент времени $t = 0$, в качестве начального следует взять значение скорости частицы при $t = 0$. Тогда искомая функция распределения определяется соотношением:

$$f(z, v, t) = f_0[v_0(z, v, t)], \quad (4)$$

где $f_0(v_0)$ — функция распределения при $t = 0$; $v_0(z, v, t)$ — начальная скорость частицы, выраженная через конечные значения (z, v, t) из решения уравнений движения. Таким образом, задача определения функции распределения резонансных электронов сводится к решению их уравнений движения:

$$\frac{dz}{dt} = v; \quad \frac{dv}{dt} = \frac{eE_0(z, t)}{m} \cos \left(\int_0^z k(z') dz' - \omega t \right), \quad (5)$$

где мы учли, что заряд электронов равен $-e$. Электрическое поле, а с ним и действующая на частицу сила зависят от быстро меняющейся в пространстве и времени фазы. Частицы, для которых эта величина медленно изменяется вдоль невозмущённой траектории, оказываются в резонансе с волной. Вычисляя полную производную фазы волны вдоль невозмущённой траектории частицы и приравнивая её нулю, получим резонансные условия:

$$k(z)v - \omega = 0 \quad \text{или} \quad v = v_R(z) \equiv \frac{\omega}{k(z)}, \quad (6)$$

где $v_R(z)$ — резонансная скорость. В отличие от однородной плазмы, в неоднородной резонансная скорость есть функция координаты z . Поскольку скорость частицы изменяется под действием поля волны, а резонансная скорость, равная фазовой скорости волны, изменяется вследствие неоднородности, то эти изменения оказываются «синхронными» только для захваченных по фазе частиц,

в то время как пролётные частицы резонансно взаимодействуют с волной лишь ограниченное время. Захваченные по фазе частицы существуют только в случае, если неоднородность плазмы достаточно слабая.

Для решения уравнений движения резонансных частиц удобно выбрать полную фазу волны в качестве новой координаты, а её производную по времени — в качестве новой скорости, т. е. перейти от переменных z, v к переменным x, u , определяемым соотношениями:

$$x = \int_0^z k(z') dz' - \omega t, \quad u = k(z) \left[v - \frac{\omega}{k(z)} \right]. \quad (7)$$

В новых переменных уравнения движения резонансных частиц принимают вид

$$\frac{dx}{dt} = u; \quad \frac{du}{dt} = \beta \cos x - \alpha, \quad (8)$$

где введены обозначения

$$\beta = \frac{eE_0(z, t) k(z)}{m}; \quad \alpha = -\frac{\omega^2}{k^2} \frac{dk}{dz}. \quad (9)$$

При выводе уравнений (8) пренебрегаем произведением двух малых величин: dk/dz и $[v - v_R(z)]$, а также меняем v на $v_R(z)$ перед множителем dk/dz в выражении для α . Поэтому уравнения (8) справедливы только для резонансных частиц.

Будучи записанной в виде (8), (9), система уравнений движения является незамкнутой, поскольку её параметры α и β зависят от координаты z . Поэтому величину z следует считать функцией x и t согласно первому соотношению (7). Поскольку, однако, зависимость коэффициентов α и β от z является медленной, более удобно дополнить систему (8) третьим уравнением для z :

$$\frac{dz}{dt} = v \equiv v_R(z) + \frac{u}{k(z)}. \quad (10)$$

Уравнения (8) описывают движение частиц в потенциале

$$P(x) = \alpha x - \beta \sin x,$$

который медленно зависит от z, t через параметры α и β . В случае $\alpha < \beta$, который естественно назвать случаем слабой неоднородности, потенциал $P(x)$ имеет потенциальные ямы, в которых движутся захваченные по фазе частицы. При $\alpha > \beta$ (сильная неоднородность) потенциальных ям и захваченных по фазе частиц нет.

Уравнения (8) были ранее подробно исследованы [Карпман, Шкляр, 1974] в предположении $\alpha = \text{const}$, $\beta = \text{const}$, и в этих предположениях вычислен инкремент волны [Карпман et al., 1975]. Медленную зависимость параметров α и β от времени удаётся учесть в случае $\alpha \ll \beta$, когда задача сводится к решению уравнений движения частиц в медленно изменяющемся периодическом потенциале, так что применима теория адиабатических инвариантов [Ландау, Лифшиц, 1973].

В случае $\alpha > \beta$ движение частиц является инфинитным и существенно непериодическим. Здесь не применима теория адиабатических инвариантов, и нет других общих методов решения уравнений движения в медленно изменя-

ющемся потенциале. В то же время исследование влияния переменной амплитуды поля и неоднородности среды на инкремент волны представляет интерес.

Для анализа указанных эффектов заметим, прежде всего, что в случае сильной неоднородности частица взаимодействует с волной резонансным образом лишь ограниченное время, в течение которого происходит изменение её скорости, в то время как вне резонансной области скорость частицы быстро осциллирует вокруг постоянного значения. Предположим теперь, что мы вычислим инкремент волны в точке z_c в момент времени t_c . Этот инкремент определяется частицами, имеющими скорость v , близкую к резонансной скорости $v_R(z_c)$. Тогда в выражения для величин α и β , которые являются медленно изменяющимися функциями координаты z и времени t , мы можем подставить приближенную траекторию частиц

$$z \cong z_c + v_R(z_c)(t - t_c),$$

что делает величины α и β функциями времени t , а также двух параметров — z_c и t_c , которые при решении уравнений движения следует считать постоянными, поскольку они имеют одни и те же значения для всех частиц, определяющих инкремент волны в точке z_c в момент времени t_c . При этом система уравнений (8) оказывается замкнутой, поскольку величина t является независимой переменной этой системы. Именно эту систему будем рассматривать в дальнейшем, считая величины α и β функциями времени и опуская для краткости параметры z_c и t_c .

Основное изменение скорости частицы v (но не u !) происходит в резонансной области, т. е. вблизи $t = t_c$. Поэтому для определения функции распределения резонансных частиц при решении уравнений (8) можно разложить коэффициенты α и β по времени вблизи t_c с точностью до первого порядка, т. е. записать систему (8) в виде

$$\frac{dx}{dt} = u; \quad \frac{du}{dt} = [\beta_c + \dot{\beta}_c(t - t_c)] \cos x - [\alpha_c + \dot{\alpha}_c(t - t_c)], \quad (11)$$

где индексом «с» обозначены величины при $t = t_c$, а точкой сверху — производные по времени. Постоянные β_c , $\dot{\beta}_c$, α_c и $\dot{\alpha}_c$, так же как и сами функции $\alpha(t)$ и $\beta(t)$, зависят от параметров z_c и t_c .

Система уравнений (11) является замкнутой, а её решение позволяет найти начальную скорость частицы v_0 как функцию текущих переменных, что необходимо для определения функции распределения. Соотношение, выражающее v_0 через переменные x , u и t , следует из определения (7) и даёт

$$v_0 = \frac{\omega}{k(z_0)} + \frac{u_0(x, u, t)}{k(z_0)}.$$

Это соотношение содержит величину $1/k(z_0)$, для вычисления которой необходимо было бы дополнить систему (11) уравнением для величины $1/k$, которое, с учётом определения величины α из (9), имеет вид

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{k} \right) = \frac{\alpha}{\omega k_c}.$$

Для численных расчётов удобнее дополнить систему (11) непосредственно уравнением для скорости v :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\beta}{k} \cos x. \quad (12)$$

Нетрудно убедиться, что, когда длина волнового пакета значительно меньше масштаба неоднородности, значение k в (12) можно заменить на k_c , т. е. на значение волнового вектора в точке, где вычисляется инкремент волны. С учётом разложения величины β вблизи резонанса получим:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\beta_c + \dot{\beta}_c(t-t_c)}{k_c} \cos x. \quad (13)$$

ЧИСЛЕННЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ ДЛЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТИЦ И ИНКРЕМЕНТ ВОЛНЫ

Для численных расчётов необходимо перейти к безразмерным переменным. Фаза волны x уже является безразмерной. Время t удобно нормировать на $1/\sqrt{|\alpha_c|}$, величину u — на $\sqrt{|\alpha_c|}$, а скорость v — на $\sqrt{|\alpha_c|}/k_c$, т. е. ввести следующие безразмерные переменные:

$$\tilde{t} = t\sqrt{|\alpha_c|}, \quad \tilde{u} = \frac{u}{\sqrt{|\alpha_c|}}, \quad w = \frac{k_c v}{\sqrt{|\alpha_c|}}. \quad (14)$$

Как указано выше, переменные u и v , и, соответственно, \tilde{u} и w не являются независимыми (см. (10)), так что та или иная величина может использоваться произвольно.

Вернёмся теперь к выражению для инкремента волны (3). Как уже отмечалось, основной вклад в интеграл в соотношении (3) даёт резонансная область. Поэтому можно разложить функции $f(z, v, t) = f_0[v_0(z, v, t)]$ и $f_0(v)$ вблизи $\omega/k(z)$. Переходя к безразмерным переменным и вводя линейный инкремент γ_L [Ландау, 1946] (ω_p — электронная плазменная частота; n_e — невозмущённая плотность электронов):

$$\gamma_L = \frac{\pi \omega_p^2}{2 n_e k^2} f_0' \left(\frac{\omega}{k(z)} \right), \quad (15)$$

из соотношения (3) получим

$$\gamma = -\frac{\gamma_L |\alpha|}{\pi^2 \beta} \iint dx dw [w_0(x, w, t) - w] \cos x. \quad (16)$$

Таким образом, задача вычисления инкремента волны сводится к решению уравнений движения резонансных частиц и определению величины $w_0(x, w, t)$, т. е. начальной скорости частицы как функции конечных координат, скорости и времени.

Уравнения движения в безразмерных переменных получаются из (11), (12), если в них поменять старые переменные на новые, α_c на $\text{sign}(\alpha)$, и переопределить соответствующим образом величины β_c , $\dot{\beta}_c$ и $\dot{\alpha}_c$. Новый безразмерный параметр $\tilde{\beta}_c$ будет равен $\beta_c/|\alpha_c|$, а производные безразмерных величин $\tilde{\beta}$ и $\tilde{\alpha}$ по безразмерному времени \tilde{t} связаны с $\dot{\beta}_c$ и $\dot{\alpha}_c$ соотношениями:

$$\left. \left(\frac{d\tilde{\beta}}{d\tilde{t}} \right) \right|_{\tilde{t}=\tilde{t}_i} \equiv \dot{\tilde{\beta}}_c = \frac{\dot{\beta}_c}{|\alpha_c|^{3/2}}; \quad \left. \left(\frac{d\tilde{\alpha}}{d\tilde{t}} \right) \right|_{\tilde{t}=\tilde{t}_i} \equiv \dot{\tilde{\alpha}}_c = \frac{\dot{\alpha}_c}{|\alpha_c|^{3/2}}.$$

В дальнейшем будем опускать тильду у безразмерных переменных и параметров и считать, для определённости, $\alpha > 0$.

На рис. 1 показана величина $v(t) - v_0$, т.е. изменение скорости частицы во времени, для различных параметров β_c , $\dot{\beta}_c$ и $\dot{\alpha}_c$. В начальный момент времени все частицы имеют одинаковое превышение скорости над резонансной скоростью в точке старта и одинаковую фазу. Поскольку положительные α отвечают увеличению резонансной скорости в направлении движения частицы, через некоторое время она оказывается в резонансе с волной. В резонансной области происходит заметное изменение скорости частицы, и затем она выходит из резонанса. Видно, что, несмотря на одинаковые начальные условия, полное изменение скорости различно, что связано с различной зависимостью параметров от времени, т.е. с различием величин $\dot{\beta}_c$ и $\dot{\alpha}_c$. Зависимость величины $v(t) - v_0$ от скорости изменения параметров α и β при заданных начальных условиях не означает существенной зависимости интегральных характеристик взаимодействия, а именно, инкремента волны, от этих параметров. Как увидим ниже, зависимость инкремента от $\dot{\beta}_c$ и $\dot{\alpha}_c$ достаточно слабая.

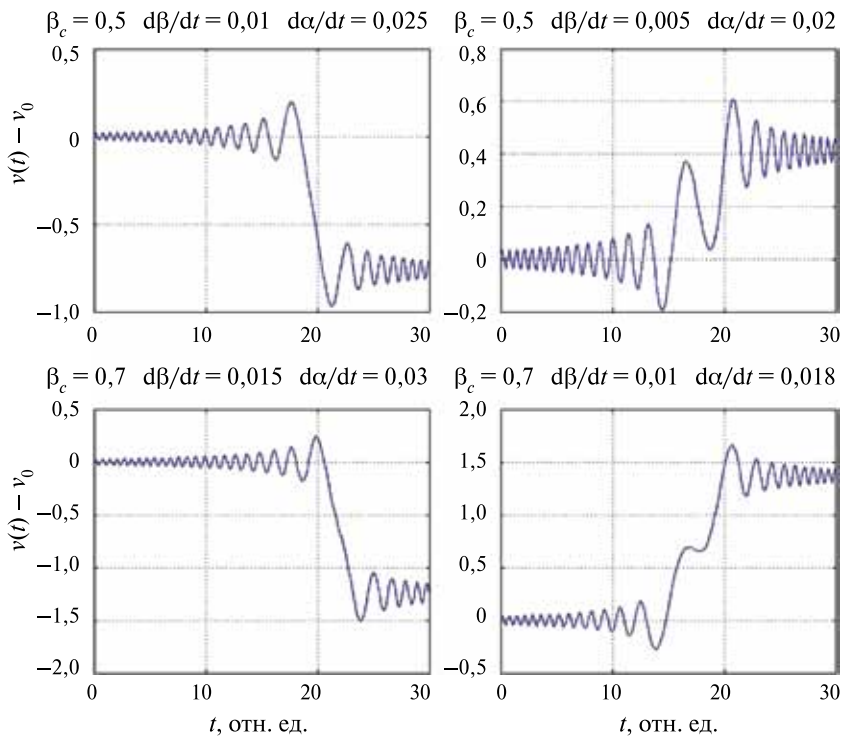


Рис. 1. Изменение скорости частицы во времени для различных значений параметров

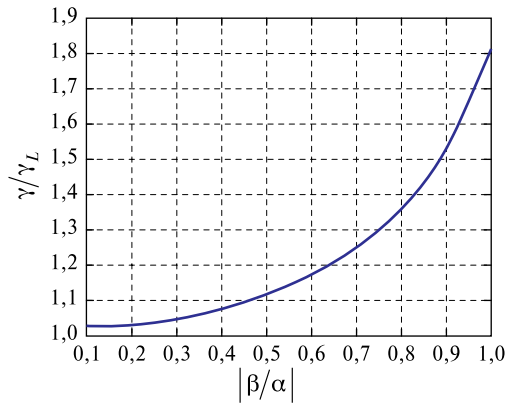


Рис. 2. Инкремент волны в случае постоянных α и β как функция отношения параметра нелинейности к параметру неоднородности

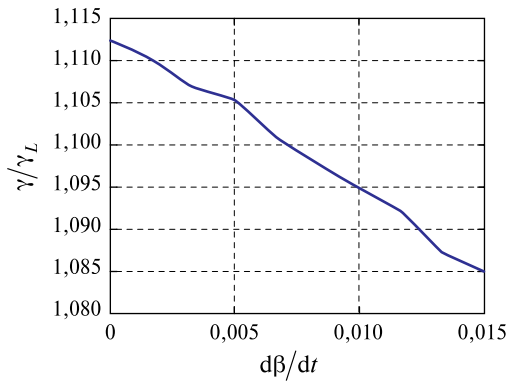


Рис. 3. Инкремент волны как функция безразмерной величины $\dot{\beta}$ при $\beta_c/\alpha_c = 0,5$ и $\dot{\alpha} = 0$

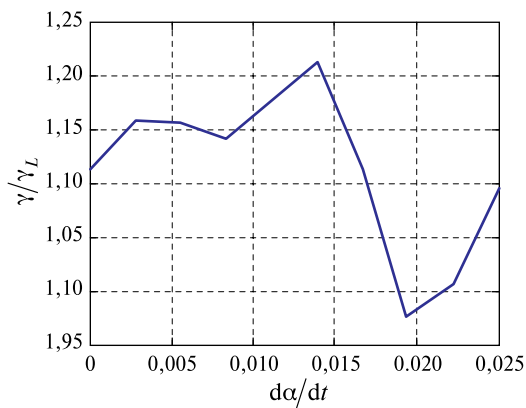


Рис. 4. Инкремент волны как функция безразмерной величины $\dot{\alpha}$ при $\beta_c/\alpha_c = 0,5$ и $\dot{\beta} = 0$

На рис. 2 представлен инкремент волны как функция отношения параметра нелинейности к параметру неоднородности при постоянных α и β . Эта зависимость близка к той, которая была получена ранее аналитически для этого случая [Карпман et al., 1975]. Здесь эта зависимость приведена для подтверждения точности вычисления инкрементов для случаев переменных α и β , которые ранее не были исследованы и составляют основное содержание настоящей работы. На рис. 3 показана зависимость инкремента от β при $\beta_c/\alpha_c = 0,5$ и постоянном α . Как видно из рис. 3, зависимость величины β от времени не приводит к значительному изменению инкремента: если при постоянном $\beta = 0,5$ инкремент $\gamma \approx 1,1$, то при переменном β инкремент изменяется от 1,09 до 1,11. Зависимость инкремента от α оказывается немонотонной, что видно из рис. 4, однако численные значения инкремента по-прежнему близки к его значению при постоянных α и β .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследовано взаимодействие ленгмюровской волны с резонансными электронами с учётом переменных параметров нелинейности волны и неоднородности среды. Рассмотрение выполнено в приближении заданного поля, которое ранее использовалось в ряде работ по анализу резонансного взаимодействия волн и частиц. В этом приближении функция распределения резонансных частиц находится в заданном поле волны, а обратное влияние резонансных частиц на волну определяется из закона сохранения энергии. Это приближение применимо, когда изменение поля, обусловленное резонансным взаимодействием, мало на временах порядка нелинейного времени взаимодействия. Следует подчеркнуть, что заданное поле и неоднородность не означают постоянства параметров α и β . Это очевидно для параметра неоднородности, который изменяется в пространстве. Эффективная амплитуда также изменяется в пространстве и во времени даже в отсутствие резонансного взаимодействия из-за переменного пространственного профиля амплитуды волнового пакета и конечной групповой скорости. Как было показано выше, в этом случае задача о движении резонансных частиц в поле волны может быть сведена к одномерной, с зависящими от времени параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

- [Альтшуль, Карпман, 1965] *Альтшуль Л. М., Карпман В. И.* К теории нелинейных колебаний в плазме без столкновений // Журн. экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ). 1965. Вып. 8. Т. 49. С. 515–525.
- [Карпман, Шкляр, 1974] *Карпман В. И., Шкляр Д. Р.* // Журн. экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ). 1974. Т. 67. С. 102.
- [Ландау, 1946] *Ландау Л. Д.* О колебаниях электронной плазмы // Журн. экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ). 1946. Т. 16. С. 574.
- [Ландау, Лифшиц, 1973] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика. 3-е изд, испр. и доп. М.: Наука, 1973. 208 с.
- [Мазитов, 1965] *Мазитов Р. К.* О затухании плазменных волн // Прикладная механика и техническая физика (ПМТФ). 1965. № 1. С. 27–31.

- [Румер, Рывкин, 1977] Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М.: Наука, 1977. 553 с.
- [Трахтенгерц, Райкрофт, 2011] Трахтенгерц В. Ю., Райкрофт М. Дж. Свистовые и альфвеновские циклотронные мазеры в космосе: Пер. с англ. М.: Физматлит, 2011. 344 с.
- [Drummond, Pines, 1962]. *Drummond W. E., Pines D.* Non-linear Stability of Plasma Oscillations // *Nuclear Fusion Suppl.* 1962. Pt. 3. P. 1049–1058.
- [Karpman et al., 1975] *Karpman V. I., Istomin Ja. N., Shklyar D. R.* Effects of Nonlinear Interaction of Monochromatic Waves with Resonant Particles in the Inhomogeneous Plasma // *Physica Scripta.* 1975. V. 11. P. 278–284.
- [Matsumoto, 1979] *Matsumoto H.* Nonlinear whistler-mode interaction and triggered emission in the magnetosphere // *Wave Instabilities in Space Plasma* / Eds. P. J. Palmadesso, K. Papadopoulos. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1979. P. 163.
- [Nunn, 1971] *Nunn D.* A theory of VLF emissions // *Planetary and Space Science J.* 1971. V. 19. N. 9. P. 1141–1167.
- [O’Neil, 1965] *O’Neil T. M.* Collisionless damping of nonlinear plasma oscillations // *Physics Fluids.* 1965. V. 8. N. 21. P. 2255–2262.
- [Shklyar, Matsumoto, 2009] *Shklyar D. R., Matsumoto H.* Oblique Whistler-Mode Waves in the Inhomogeneous Magnetospheric Plasma: Resonant Interactions with Energetic Charged Particles // *Surveys in Geophysics.* 2009. V. 30. P. 55–104.
- [Vedenov et al., 1962] *Vedenov A. A., Velikhov E. P., Sagdeev R. Z.* Quasi-Linear Theory of Plasma Oscillations // *Nuclear Fusion Suppl.* 1962. Pt. 2. P. 465–475.

NONLINEAR DYNAMICS OF ELECTRONS IN THE FIELD OF LANGMUIR WAVE IN AN INHOMOGENEOUS PLASMA

М. А. Евдокимова^{1,2}, Д. Р. Шкляр^{1,2}

¹ Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT)

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

There are two parameters in the nonlinear theory of wave-particle interactions in an inhomogeneous plasma, in which the distribution function is searched in a given wave field while the back action of particles on the wave is found from energy conservation. These are the inhomogeneity parameter and the wave effective amplitude. In the case when both of them are constant, the solution of the problem can be found analytically. In this article, the resonant interaction of Langmuir wave with energetic electrons is investigated with the account of variation of these parameters to the first approximation. Then two new parameters appear which describe these variations. However, they are naturally considered to be constant during the time of resonant interaction, thus the approximation of a given field may again be used. Using this approach, the influence of varying amplitude and inhomogeneity parameter upon the wave growth rate has been investigated.

Keywords: Langmuir waves, resonant wave-particle interaction, inhomogeneous plasma, wave growth rate.

Evdokimova Marina Alexandrovna — laboratory assistant at IKI RAN, e-mail: evdokimari@mail.ru.

Shklyar David Ruvimovich — head of laboratory at IKI RAN, doctor of sciences.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОРГАНИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА УГЛИСТЫХ ХОНДРИТОВ МЁРЧИСОН (СМ₂) И КАИНСАЗ (СО₃) В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ УДАРНЫХ ПРОЦЕССАХ

М. А. Зайцев, М. В. Герасимов

Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

В модельных экспериментах с импульсным лазером на примере испарения углистых хондритов Мёрчисон и Каинсаз в атмосфере гелия показано, что в результате высокоскоростных ударных процессов происходит химическая модификация органического вещества метеоритов с образованием новых соединений. В процесс синтеза вовлекаются как органическое вещество, так и минеральные компоненты сталкивающихся тел.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-05-01161-а) и Программ Президиума РАН № 22 и 28.

Ключевые слова: высокоскоростные ударные процессы, углистые хондриты, Мёрчисон, Каинсаз, конденсат, ПГХ/МС, импульсный лазер, экспериментальное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Планеты и спутники планет Солнечной системы подвергаются постоянной метеоритно-кометной бомбардировке. Таким образом, экзогенное органическое вещество на их поверхности может быть представлено в разной степени как неизменённой органикой падающих метеоритов и комет, так и органическим веществом, преобразованным в результате ударных процессов.

Для оценки вклада ударных процессов в модификацию экзогенного органического вещества на поверхности планет и их спутников, а также для выявления генетических связей между различными классами метеоритов, были проведены сравнительные исследования состава летучих и высокомолекулярных органических веществ (керогенов) в углистых хондритах разных классов и твёрдых продуктах их высокотемпературного ударно-испарительного преобразования в модельных экспериментах с импульсным лазером. Ранее был проведён сравнительный анализ состава продуктов испарения, полученных на двухступенчатой легкогазовой пушке и при лазерном моделировании, который показал высокую идентичность и правомерность лазерного моделирования [Gerasimov et al., 1998].

Методом пиролитической газовой хроматографии (ПГХ) в сочетании с масс-спектрометрией (МС) были исследованы исходные образцы углистых хондритов классов СМ₂ (Мёрчисон) и СО₃ (Каинсаз), различающихся по степени метаморфизма и продукты их лазерного испарения в нейтральной (гелиевой) атмосфере.

Органическое вещество углистых хондритов можно разделить три группы в соответствии с их физическими и химическими свойствами [Sephton et al.,

Зайцев Максим Андреевич — младший научный сотрудник, e-mail: mzaitsev@iki.rssi.ru.

Герасимов Михаил Владимирович — кандидат физико-математических наук, заведующий лабораторией, e-mail: mgerasim@mx.iki.rssi.ru.

2003]. Растворимое (низкомолекулярное) органическое вещество представлено различными классами соединений (алифатическими, алициклическими и ароматическими углеводородами, карбоновыми кислотами, аминокислотами и т. д.). Оно может быть экстрагировано из минеральной матрицы различными растворителями. Нерастворимое высокомолекулярное вещество (подобное земным керогенам), составляющее более 70 % всей органики в С11- и СМ2-хондритах [Sephton, Votta, 2007], делится, в свою очередь, на термически лабильное и термически стабильное. Термически лабильное высокомолекулярное вещество разрушается при нагревании, для разрушения же термически стабильной органики необходимо одновременное воздействие окислителей, например — кислорода. Большая часть высокомолекулярного органического вещества устойчива к термическому разложению вплоть до температур 500...550 °С [Mason, 1971].

Пиролитическая газовая хроматография позволяет получать ценную информацию о составе и строении низкомолекулярного и высокомолекулярного органического вещества биогенного и абиогенного происхождения, присутствующего в минеральных образцах: горных породах, почвах, метеоритах и т. д. [Алексеева, 1985; Levy, Wolf, 1970; Okumura, Mimura, 2011; Simmons et al., 1969]. ПГХ и ПГХ/МС являются основными методами анализа *in situ* летучих веществ в грунте и аэрозольной составляющей атмосфер планет и спутников Солнечной системы [Biemann et al., 1976; Leshin et al., 2013; Niemann et al., 2005].

По сравнению с экстракцией жидкими растворителями, способ выделения летучих веществ из минеральных матриц с помощью ступенчатого нагрева в инертной газовой среде имеет ряд преимуществ. Он позволяет оперировать меньшей массой образца, снизить предел обнаружения и увеличить степень извлечения многих веществ, упростить процесс пробоподготовки, исключить контаминацию образцов примесями, присутствующими в растворителях и т. д. Однако этот способ имеет ограничения. Даже при медленном повышении температуры образца, кроме собственно десорбции летучих веществ, происходит разрушение термически лабильных низкомолекулярных и высокомолекулярных соединений [Алексеева, 1985; Levy, Wolf, 1970; Okumura, Mimura, 2011; Simmons et al., 1969].

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

ПГХ/МС-анализ. Выделение летучих соединений из образцов углистых хондритов и конденсатов проводили в режиме двухступенчатого пиролиза с помощью самостоятельно изготовленного пиролитического испарителя с системой криокапиллярной фокусировки. Температура нижней ступени составляла 460 °С, температура верхней ступени — 900 °С. Пиролитический испаритель был соединён с газовым хроматографом «Хроматэк Кристалл 5000.2» (производства СКБ «Хроматэк») и квадрупольным масс-спектрометром DSQ II (производства Thermo Scientific).

Из опыта исследования метеоритного вещества известно, что выделение летучих продуктов достигает максимума в интервале от 300 до 460...480 °С [Алексеева, 1985; Levy, Wolf, 1970; Okumura, Mimura, 2011; Simmons et al.,

1969], а при более высокой температуре происходит медленно, вплоть до достижения диапазона глубокой термической деструкции устойчивого высокомолекулярного органического вещества.

Исследуемый образец — измельчённый до размеров частиц <100 мкм углистый хондрит массой или твёрдый конденсат 10...20 мг (точная навеска) — импульсно нагревали в токе гелия высокой чистоты до 460 °С (режим «термодесорбции»). Выделившиеся при этом летучие продукты концентрировались в капиллярной криогенной ловушке, охлаждаемой жидким азотом, из которой затем — при импульсном нагреве — попадали в хроматографическую систему. После завершения анализа продуктов «термодесорбции» остаток нагревали до 900 °С (режим «пиролиза»). Летучие продукты также аккумулировались в криогенной ловушке и исследовались аналогичным образом.

Масс-детектор работал в режиме ионизации ионным ударом при энергии электронов 70 эВ. Хроматограммы записывали в режиме полного ионного тока с регистрацией положительных ионов в диапазоне значений m/z 35...450.

Лазерное испарение метеоритов. Исследование преобразования органического вещества углистых хондритов в высокоскоростных ударных процессах проводилось в модельных экспериментах с импульсным лазером.

Для исследования высокотемпературного испарения метеоритного вещества использовалась экспериментальная установка (рис. 1) и методика, более подробно описанные в ранее опубликованных работах [Gerasimov et al., 1998, 2002; Leshin et al., 2013].

Длина волны лазерного излучения составляла 1060 нм, длительность импульса — 10^{-3} с, энергия импульса ~600...700 Дж, поверхностная плотность мощности $\sim 10^7$ Вт/см². В испаряемом облаке создавалась температура порядка 4000...5000 К, что соответствовало температуре испарения при высокоскоростных ударных процессах со скоростями при столкновении порядка 10...15 км/с [Gerasimov et al., 1998]. Относительную энергию лазерного импульса определяли с помощью калориметра, в который направляли частично отражённый от кварцевой пластины лазерный луч.

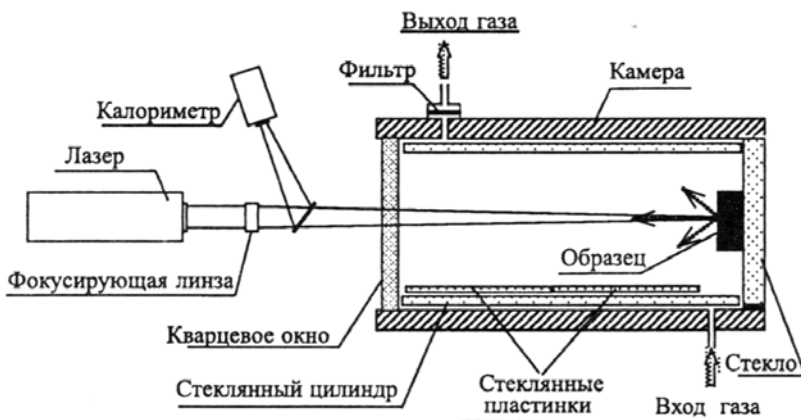


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для лазерного испарения минеральных образцов [Niemann et al., 2005]

В герметичную ячейку с оптическим окном из кварцевого стекла помещали мишень — исследуемый образец метеорита. Поверхность метеорита предварительно шлифовали на абразивном круге для удаления верхнего слоя, загрязнённого примесями из окружающей среды. Ячейку перед опытом продували высокочистым гелием. Давление газа в ячейке соответствовало атмосферному. Твёрдый конденсат во время опыта оседал на предметных стёклах, помещённых в стеклянный цилиндр, вставленный в ячейку. Конденсат собирали с поверхности предметных стёкол в условиях чистого бокса и направляли на анализ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Пиролиз метеоритного вещества. В составе летучих продуктов, выделенных в режиме «термодесорбции» (460 °С) из углистых хондритов Мёрчисон и Каинсаз, было идентифицировано более двухсот различных органических веществ, среди которых присутствовало много общих групп соединений (рис. 2 и 3).

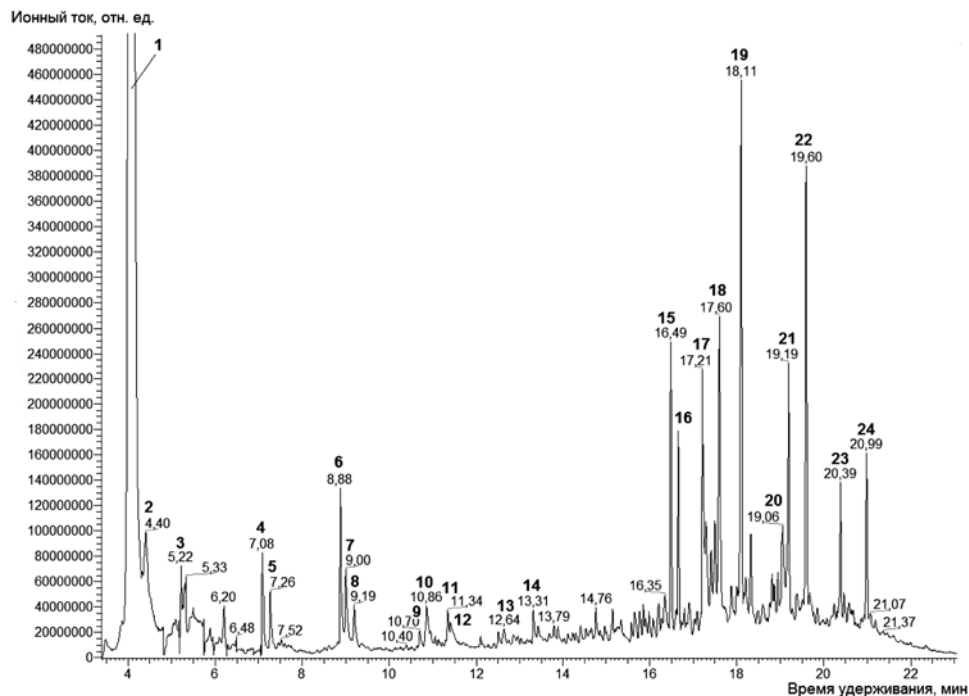


Рис. 2. Хромотограмма летучих продуктов пиролиза при 460 °С хондрита Мёрчисон. Хромотографическая колонка (SGE ВРХ-5) 60 м × 0,25 мм × 0,25 мкм; газ-носитель — гелий, 1,6 см³/мин; режим ввода: без деления потока; температурная программа: изотерма 35 °С — 2 мин, 35...290 °С — 10 °С/мин. 1 — CO₂; 2 — изобутилен; 3 — ацетон; 4 — бензол; 5 — тиофен; 6 — толуол; 7, 8 — метилтиофены; 9 — этилбензол; 10 — м-ксилол + п-ксилол; 11 — о-ксилол; 12 — стирол; 13 — пропилтиофен; 14 — триметилбензол; 15 — н-додекан; 16 — изомер тридекана; 17 — нафталин; 18 — изомер тридекана; 19 — н-тридекан; 20 — метилнафталины; 21 — изомер тетрадекана; 22 — н-тетрадекан; 23 — изомер пентадекана; 24 — н-пентадекан

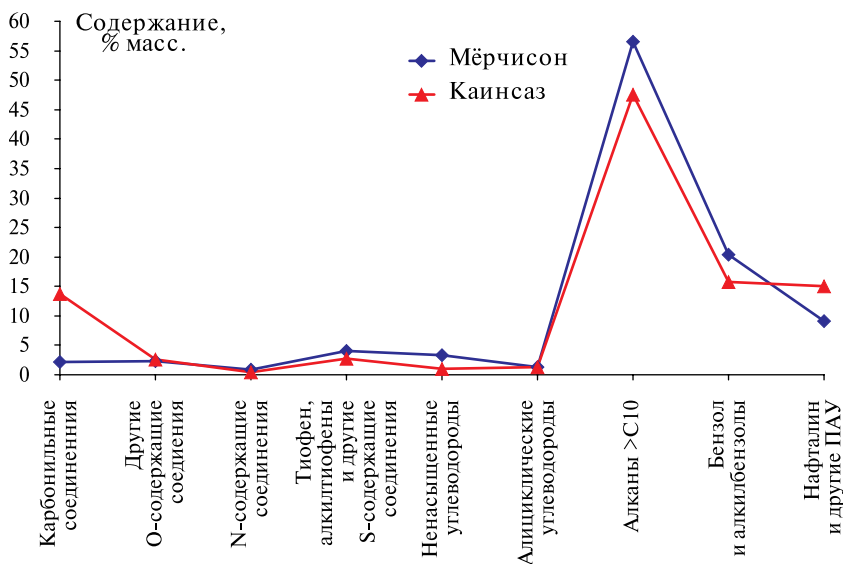


Рис. 3. Количественный групповой состав летучих органических продуктов термодесорбции углистых хондритов Мёрчисон и Каинсаз

Большее разнообразие и количественное содержание органики наблюдалось в составе метеорита класса СМ2 (Мёрчисон). При 460 °С из него были выделены органические сульфиды и дисульфиды (метилмеркаптан и диметилдисульфид), не обнаруженные в Каинсазе. Данные вещества могли быть продуктами термической деструкции сульфидных мостиков, связывающих отдельные структурные фрагменты высокомолекулярных соединений. В продуктах пиролиза Каинсаза при 900 °С отсутствовал ацетонитрил.

Такие различия в составе органики данных хондритов, по-видимому, связаны с тем, что Каинсаз претерпевал термический метаморфизм при более высокой температуре (453 ± 29 °С), чем Мёрчисон (96 ± 65 °С) [Cody et al., 2008], что привело к большей потере метеоритом Каинсаз летучих органических соединений.

Сравнительный анализ летучих продуктов пиролиза при 900 °С исследованных метеоритов позволяет утверждать, что структуры высокомолекулярных соединений углерода в составе Каинсаза содержат более высококонденсированные ароматические фрагменты, имеющие в своём составе меньше водорода и других летучих элементов (азота, серы), что также указывает на более высокую температуру термического метаморфизма хондрита Каинсаз.

Пиролиз продуктов лазерного испарения метеоритов. Наряду с группами соединений, выделенными из исходных образцов метеоритов, из твёрдых конденсатов при 460 °С наблюдалось выделение большого количества азотсодержащих соединений — нитрилов (ацетонитрила, бензонитрила и др.), веществ ряда фурана, а также большее, по сравнению с исходным метеоритным веществом, количество серосодержащих соединений — производных тиофена (алкил- и бензотиофенов) и диоксида серы (рис. 4 и 5). При 900 °С из остатка удалось выделить только углекислый газ, диоксид серы и бензол.

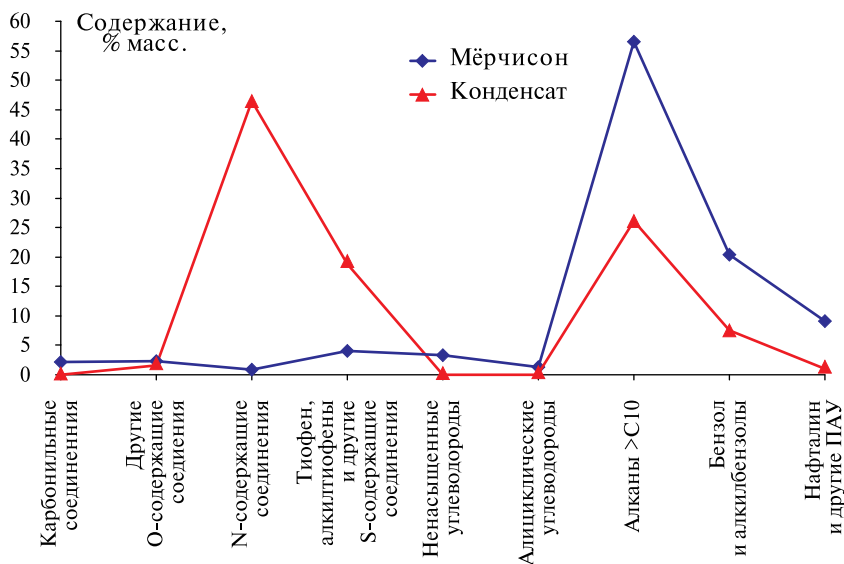


Рис. 4. Количественный групповой состав летучих органических продуктов пиролиза при 460 °С углистого хондрита Мёрчисон (СМ2) и его конденсата, полученного при лазерном испарении хондрита в атмосфере гелия

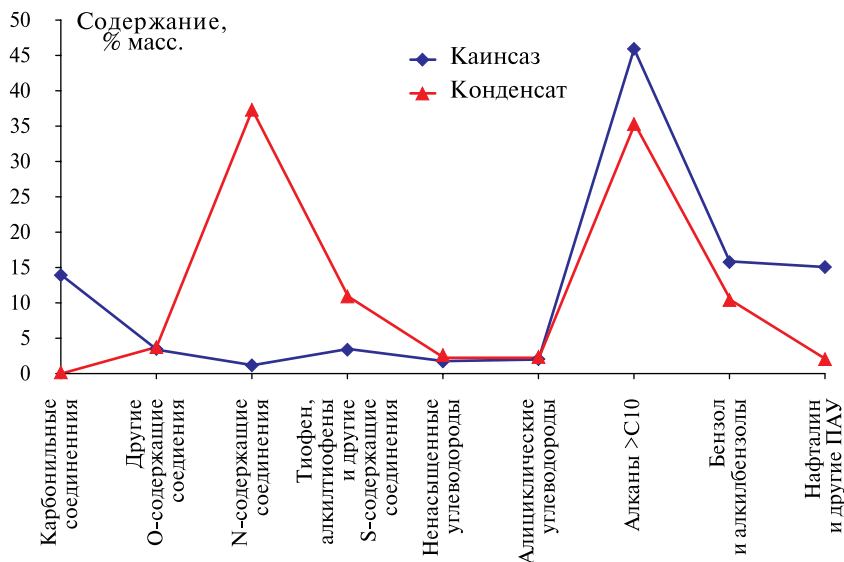


Рис. 5. Количественный групповой состав летучих органических продуктов пиролиза при 460 °С углистого хондрита Каинсаз (СО3) и его конденсата, полученного при лазерном испарении хондрита в атмосфере гелия

Конденсат Мёрчисона превосходит конденсат Каинсаза по разнообразию и количественному содержанию азот- и серосодержащих соединений. В режимах термодесорбции и пиролиза из него выделялось также гораздо большее количество диоксида серы и диоксида углерода.

Высокотемпературное испарение метеоритного вещества может приводить не только к термическому разложению органики и её окислению при взаимодействии с кислородом, выделяющимся при термической диссоциации петрогенных окислов [Gerasimov et al., 1998], но и к синтезу сложных органических молекул [Герасимов, Сафонова, 2008], что и было показано в ходе наших экспериментов.

Согласно термодинамическим расчётам, учитывающим протекание только газофазных реакций, в частности, для системы $\text{SiO}_2\text{-S-C-H}_2\text{O-N}$ при следующих содержаниях компонентов: SiO_2 — 97,3 % масс., S — 2 % масс., C — 0,2 % масс., H_2O — 0,5 % масс., N — 50 ppm в температурном диапазоне 2000...5000 К при величине давления в системе от $1 \cdot 10^{-4}$ до 2,5 бар [Gerasimov et al., 1998, 2002], многие органические вещества могут образовываться в исчезающе малых количествах. Например, величины расчётных концентраций ацетонитрила и углеводородов с длиной цепи $>\text{C}_2$ оказываются меньше $1 \cdot 10^{-15}$ моль/л, что совершенно не согласуется с экспериментальными данными. Это позволяет предполагать, что важную роль в процессе синтеза играет гетерогенный катализ на поверхности минеральных частиц, конденсирующихся при остывании облака испарённого вещества.

ВЫВОДЫ

Состав летучих веществ, выделенных из твёрдых продуктов высокотемпературного испарения углистых хондритов, позволяет утверждать, что в результате высокоскоростных ударных процессов может происходить химическая модификация органического вещества и синтез новых соединений, главным образом — гетероатомных, значимых для предбиологической эволюции.

В процесс синтеза вовлекаются органическое вещество и минеральные компоненты соударяющихся тел. Минеральные фазы, конденсирующиеся из остывающего облака испарённого метеоритного тела, могут катализировать реакции синтеза сложных органических соединений. Особую сложность и интерес составляет интерпретация механизма включения в органические продукты серы, как в восстановленной, так и в окисленной форме.

Опыт данных исследований будет использован при подготовке экспериментов *in situ* в космических миссиях ЛУНА-РЕСУРС, ЭКЗО-МАРС и других.

ЛИТЕРАТУРА

- [Алексеева, 1985] Алексеева К. В. Пиролитическая газовая хроматография. М.: Химия, 1985. 256 с.
- [Герасимов, Сафонова, 2008] Герасимов М. В., Сафонова Э. Н. Роль ударных процессов в абиогенном синтезе органического вещества на ранних этапах формирования Земли // Проблемы зарождения и эволюции биосферы / Под ред. Э. М. Галимова. 2008. С. 145–153.
- [Biemann et al., 1976] Biemann K. et. al. Search for organic and Volatile Inorganic Compounds in Two Surface Samples from the Chryse Planitia Region of Mars // Science. 1976. V. 194. N. 4260. P. 72–76.

- [Cody et al., 2008] *Cody G. D., Alexander C. M., Yabuta H., Kilcoyne A. L. D., Araki T., Ade H., Dera P., Fogel M., Militzer B., Mysen B. O.* Organic thermometry for chondritic parent bodies // *Earth and Planetary Science Letters*. 2008. V. 272. N. 1–2. P. 446–455.
- [Gerasimov et al., 1998] *Gerasimov M. V., Ivanov B. A., Yakovlev O. I., Dikov Yu. P.* Physics and chemistry of impacts // *Earth, Moon and planets*. 1998. V. 80. Iss. 1–3. P. 209–259.
- [Gerasimov et al., 2002] *Gerasimov M. V.* et al. Toxins produced by meteorite impacts and their possible role in a biotic mass extinction // *Catastrophic Events and Mass Extinctions: Impacts and Beyond* / Eds. Koeberl C., MacLeod K. G. Boulder, Colorado, Geological Society of America Special Paper. 2002. N. 356. P. 705–716.
- [Leshin et al., 2013] *Leshin L. A.* et al. Volatile, Isotope, and Organic Analysis of Martian Fines with the Mars Curiosity Rover // *Science*. 2013. V. 341. N. 6153. doi: 10.1126/science.1238937.
- [Levy, Wolf, 1970] *Levy R. L., Wolf C. J.* A Gas Chromatographic method for Characterization of the Organic Content Present in an inorganic matrix // *J. Chromatographic Science*. 1970. V. 8. N. 9. P. 524–526.
- [Mason, 1971] *Mason B.* Handbook of elemental abundances in meteorites. N. Y.: Gordon and Breach Sci. Publ. Inc., 1971. 555 p.
- [Niemann et al., 2005] *Niemann H. B., Atreya S. K., Bauer S. J.* et al. The Abundances of Constituent of Titan's Atmosphere from the GCMS Instrument on the Huygens Probe // *Nature*. 2005. V. 438. P. 779–784.
- [Okumura, Mimura, 2011] *Okumura F., Mimura K.* Gradual and Stepwise Pyrolysis of Insoluble Organic Matter from the Murchison Meteorite Revealing Chemical Structure and Isotopic Distribution // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 2011. V. 75. Iss. 22. P. 7063–7080.
- [Sephton et al., 2003] *Sephton M. A., Verchovsky A. B., Bland P. A., Gilmour I., Grady M. M., Wright I. P.* Investigating the Variations in Carbon and Nitrogen Isotopes in Carbonaceous Chondrites // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 2003. V. 67. P. 2093–2108.
- [Sephton, Botta, 2007] *Sephton M. A., Botta O.* (2007) Extraterrestrial Organic Matter and the Detection of Life // *Space Science Reviews*. 2007. V. 135. P. 25–35. doi: 10.1007/s11214-007-0171-9.
- [Simmons et al., 1969] *Simmons P. G.* et al. Organic Analysis by Pyrolysis-Gas Chromatography-Mass Spectrometry // *J. Chromatographic Science*. 1969. V. 8. N. 9. P. 524–526.

TRANSFORMATION OF ORGANIC MATTER IN CARBONACEOUS CHONDRITES MURCHISON (CM2) AND KAINSAZ (CO3) DURING HYPERVELOCITY IMPACTS

M. A. Zaitsev, M. V. Gerasimov

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

On example of evaporation of carbonaceous chondrites Murchison (CM2) and Kainsaz (CO3) in helium atmosphere in model experiments with the pulsed laser, it is shown that chemical modification of meteoritic organics with the formation of new compounds can take place during hypervelocity impacts. Both the organics and mineral components of impacting bodies are involved into the synthesis.

Keywords: hypervelocity impacts, carbonaceous chondrites, Murchison, Kainsaz, condensate, PGC/MS, pulse laser, experimental simulation.

Zaitsev Maxim Andreevich — junior scientist, e-mail: mzaitsev@iki.rssi.ru.

Gerasimov Mikhail Vladimirovich — PhD, head of laboratory, e-mail: mgerasim@mx.iki.rssi.ru.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ ПОВЕРХНОСТИ ЕВРОПЫ, ВЫЗВАННЫХ ВНУТРИПЛАНЕТНЫМИ ТЕПЛОВЫМИ ПРОЦЕССАМИ

И. Ю. Захарьев, О. С. Ерохина

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

Работа посвящена моделированию дефектов поверхности спутника Юпитера, связанных с наличием так называемых «линз» в толще ледяного покрова планеты.

Причиной образования линз предполагается стабилизовавшийся процесс распространения тепла от внутрипланетного источника произвольной природы. Математическая модель представляет собой краевую задачу для классического уравнения теплопроводности. В качестве инструмента моделирования использовалась система MSC Patran/Nastran. Представлены результаты расчётов для различных значений радиуса кривизны «линзы» и глубины расположения источника тепла.

Ключевые слова: ледяная поверхность, Европа, образование поверхности.

ВВЕДЕНИЕ

Неотъемлемой частью решения инженерных и естественнонаучных задач методом математического моделирования является использование средств вычислительной техники. Начиная с 70-х гг. прошлого века разработано множество автоматизированных систем, существенно облегчающих проведение стандартных расчётов. Тем самым усилия исследователей могут быть сосредоточены на изучении предметной области, выборе уравнений, описывающих изучаемые процессы и явления, постановке краевых задач и т. п.

В работе [Чумаченко и др., 2009] приведены примеры использования нескольких CAD/CAE-систем (Computer-Aided Design — компьютерная поддержка проектирования; Computer-Aided Engineering — поддержка инженерных расчётов) для решения различных задач моделирования и расчёта конструкций ответственного назначения и технологических процессов их производства. Также высказано предложение о возможности использования программных комплексов SolidWorks, MSC.Patran и MSC.Nastran для решения задач, связанных с изучением Европы — одного из спутников Юпитера.

ПРЕДМЕТНАЯ ОБЛАСТЬ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследования Европы с использованием различных космических аппаратов проводятся уже более сорока лет. Первые фотографии Европы из космоса были сделаны космическими станциями «Пионер-10» и «Пионер-11»

Захарьев Иван Юрьевич — ассистент кафедры механики и математического моделирования, младший научный сотрудник лаборатории космических исследований, технологий, систем и процессов, e-mail: ivzur@mail.ru.

Ерохина Ольга Сергеевна — программист.

в 1973 и 1974 гг. С 1979 г. Европу с пролётной траектории изучали «Вояджер-1» и «Вояджер-2». Также на изучение Европы было отведено около полутора лет в ходе миссии аппарата «Галилео» в 1997–1999 гг. В результате получены подробные снимки поверхности (<http://solarsystem.nasa.gov>), а также данные измерений, на основании которых выдвигаются гипотезы и строятся теории о происхождении планеты, её внутреннем строении, о формировании поверхности, даже о возможности существования жизни на Европе.

В настоящее время гипотетической, но, тем не менее, общепринятой, считается модель строения Европы, в соответствии с которой в центре находится металлическое ядро, далее идёт слой горных пород, за которым следует слой жидкой «водяной субстанции». Спектральные измерения позволяют говорить о том, что поверхность Европы представляет собой «корку» из водяного льда и снега. Толщина водно-ледяного покрова в целом оценивается приблизительно в 100 км, внешней твёрдой оболочки — приблизительно в 10...30 км. Температура на поверхности планеты может достигать -170°C , предполагается, что лёд переходит в жидкое состояние при -5 или -6°C .

Отличительной особенностью Европы является необычный для космических тел рельеф её поверхности. Поверхность Европы считается гладкой, перепады высот оцениваются в 100 м. Снимки демонстрируют многочисленные разнообразные «дефекты» поверхности: равнинные области, немногочисленные кратеры, густая сеть хаотично расположенных пересекающихся линий, различного рода пятна, одиночные, сдвоенные и «строенные» хребты, протяжённые полосы из параллельных борозд, выпуклые и вогнутые образования.

Механизмы образования «дефектов» являются предметом активных исследований. Общий подход основан на том, что они возникают вследствие внутренних напряжений, растяжений и сжатий, вызванных гравитационным взаимодействием Европы с Юпитером и другими его спутниками. В числе других причин называются криовулканизм — перемещение ледовой массы из толщи планетного тела на его поверхность, а также внутрипланетные тепловые источники, например, так называемые «чёрные курильщики».

Описание классификации выявленных к настоящему времени «дефектов» можно найти в отчёте [Еуропа..., 2012]. В статье [Чумаченко, Назиров, 2008], приведён обзор концептуальных моделей образования «дефектов». В целом можно сказать, что все гипотезы происхождения «дефектов» отталкиваются от их внешнего вида.

Одним из «дефектов» поверхности Европы, в отношении происхождения которых существуют разные мнения [Чумаченко и др., 2011; Ulamec et al., 2007], являются участки округлой формы, которые хорошо видны на фрагментах “с”, “h”, “i” и “j” рис. 1.

На фотографиях NASA присутствуют выпуклые образования правильной и расплывчатой округлой формы, со следами разрушения или без них, а также образования, которые можно считать разрушившимися выпуклостями. В первом приближении очевидным выглядит предположение, что образование выпуклостей может быть связано с наличием локальных факторов.

В качестве такого фактора может выступать «линза» — куполообразная область в толще ледяной коры, образующаяся за счёт поднятия теплового потока той или иной природы сквозь океан Европы к её поверхности и соответствующего локального протаивания ледяного слоя [Чумаченко, Назиров, 2008].

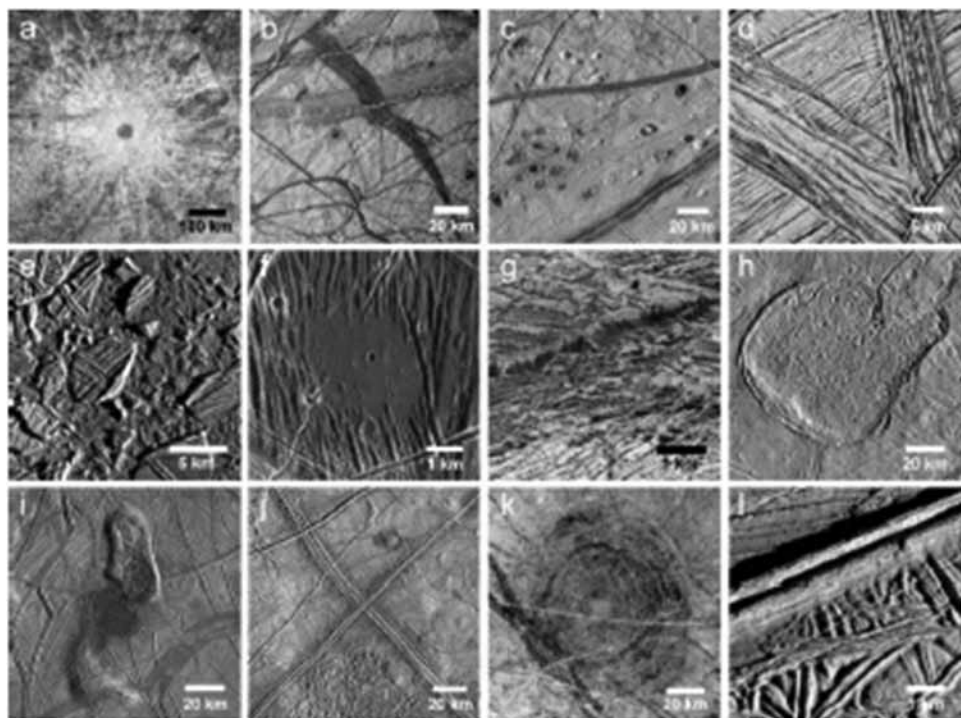


Рис. 1. Примеры «дефектов» поверхности Европы

В данной работе решалась задача моделирования «дефекта» поверхности при условии, что процесс распространения тепла от внутрипланетного источника стабилизировался, и образовалась «линза». Влияние других факторов, в том числе вызванных гравитационными взаимодействиями, не учитывалось.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Как показано в работе [Чумаченко, Назиров, 2008], моделирование рельефа Европы может осуществляться путём расчёта напряжённо-деформированного состояния (НДС) участков поверхности с учётом наличия температурных напряжений. Для этого прежде всего необходимо найти распределение температур в рассматриваемом фрагменте поверхности. Свойства материала фрагмента (т. е. льда) будем считать однородными, изотропными и зависящими только от температуры.

Для рассматриваемой задачи уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0, \quad (1)$$

где $T = T(x_i, t)$ — температура тела в точке (x_i) в момент времени t . В начальный момент в области V задано начальное распределение температуры $(x_i, 0) = T_0(T_i)$.

На границах области заданы следующие условия теплообмена с окружающей средой:

$$\left. \begin{aligned} T|_{S_1} &= T_1, \\ T|_{S_2} &= T_2, \\ T|_{S_3} &= T_3, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

т.е. на различных участках фрагмента рассматриваемой поверхности заданы различные постоянные температуры.

Соответствующая краевая задача для выполнения расчётов с использованием метода конечных элементов описана в работе [Чумаченко, Печёнкин, 2000].

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Использование CAD/CAE-систем SolidWorks и MSC.Patran/Nastran предполагает несколько этапов решения задачи (рис. 2).

На первом этапе с использованием системы SolidWorks создаётся геометрическая модель участка поверхности, на котором предполагается образование «дефекта». В рассматриваемом случае был создан прямоугольный параллелепипед, на одной из граней которого имеется вогнутый сферический участок (рис. 3).

Значения параметров, характеризующих линейные размеры участка поверхности, были выбраны произвольно: $250 \times 250 \times 50$ м. «Линза» располагалась по центру одной из граней параллелепипеда, характеризовалась радиусом R кривизны сферической поверхности и расстоянием H от точки максимальной вогнутости до противоположной грани (рис. 4). Значения этих параметров варьировались: были проведены расчёты для значений радиуса линзы 30, 40 и 50 м, расстояний 0, 10, 20, 30 и 40 м.

На втором этапе в системе MSC.Patran осуществлялась подготовка расчёта температурного поля на участке поверхности. Задавались температурные свойства (плотность, теплопроводность, удельная теплоёмкость) материала, т.е. льда, и граничные условия — значения температуры на гранях параллелепипеда и поверхности «линзы». Поскольку при расчёте температурных полей используется метод конечных элементов, на этом же этапе для геометрического тела, моделирующего участок поверхности, задавалась сетка конечных элементов (рис. 5). Размер и конфигурация элементов обуславливались спецификой задачи и имеющимися вычислительными мощностями.

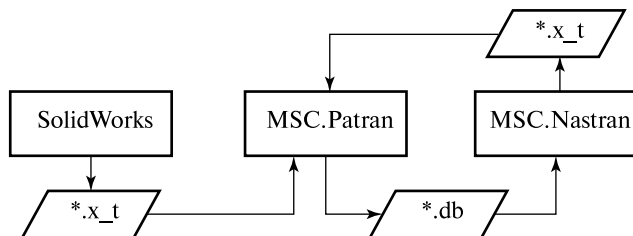


Рис. 2. Этапы решения задачи

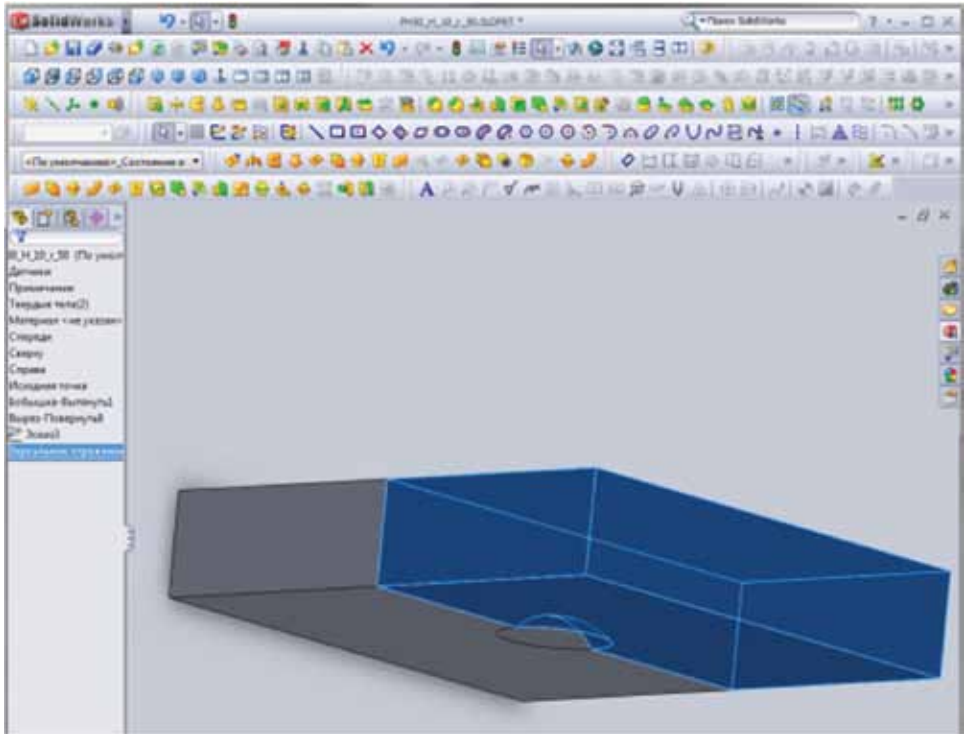


Рис. 3. Построение геометрической модели участка поверхности

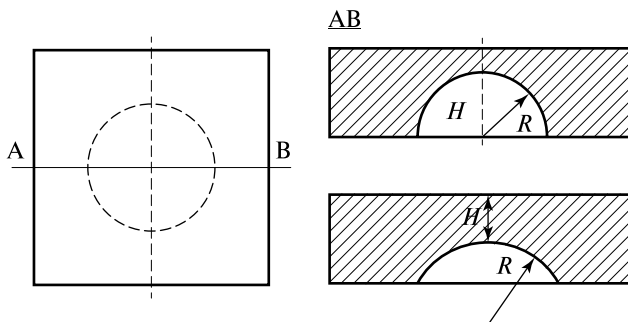


Рис. 4. Параметры модели участка поверхности

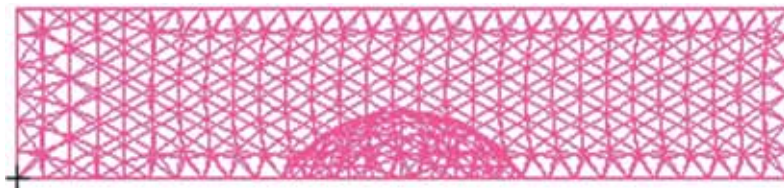


Рис. 5. Сетка конечных элементов

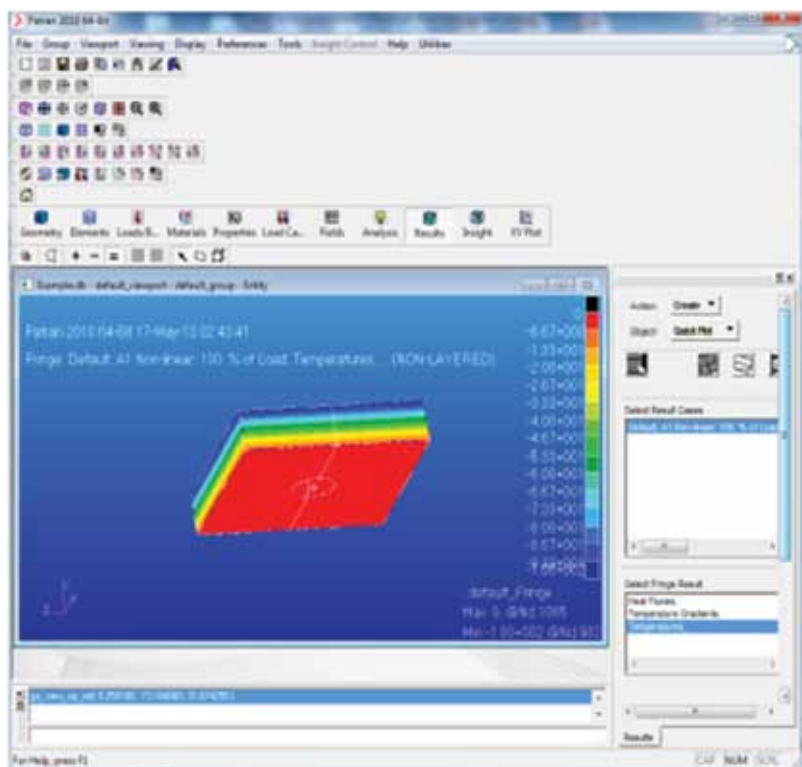


Рис. 6. Пример экранной пробы

Собственно расчёт температурного поля осуществляется в системе MSC.Nastran на четвёртом этапе решения. Соответствующий пример экранной формы приведён на рис. 6.

На четвёртом этапе в системе MSC.Patran подготавливался расчёт напряжённо-деформированного состояния участка поверхности. Учитывалось наличие температурных напряжений, т. е. результата расчётов предыдущего этапа.

Также задавались механические свойства льда (модуль Юнга, коэффициент Пуассона), критерии интенсивности разрушения (использован критерий фон Мизеса) и конструкционные граничные условия, в рассматриваемом случае это так называемая заделка — запрет на перемещение точек участка поверхности. Был выбран вариант «заделки», при котором точкам каждой боковой (прямоугольной) грани задан запрет на перемещение по ортогональной оси, а одной произвольно выбираемой точке задаётся запрет на перемещение по всем трём осям.

Расчёт напряжённо-деформированного состояния производился на пятом этапе в системе MSC.Nastran. Для визуализации результата использовался MSC.Patran. Пример экранной формы приведён на рис. 7.

В результате расчёта НДС была получена модель «дефекта» поверхности Европы, представляющая собой выпуклость, высота которой прямо пропорциональна радиусу «линзы» и обратно пропорциональна глубине её расположения в толще поверхностного слоя (рис. 8).

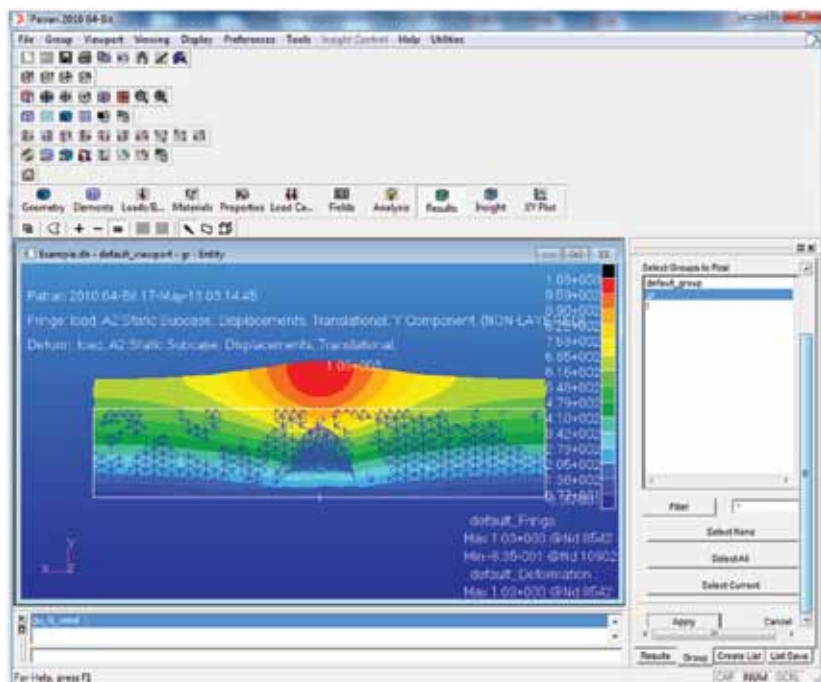


Рис. 7. Пример экранной формы

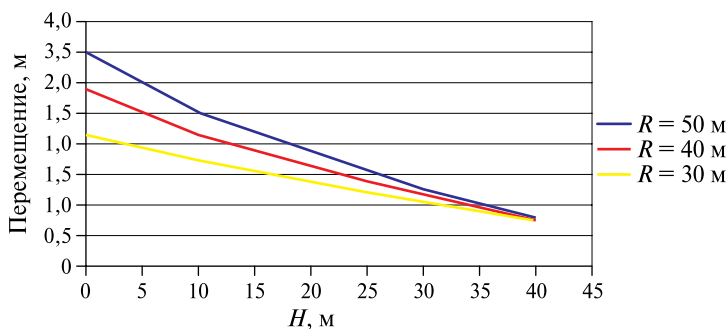


Рис. 8. Модель «дефекта» поверхности Европы

Вид полученного «дефекта» аналогичен изображениям, присутствующим на снимках поверхности Европы. Продолжение работы может быть связано с уточнением свойств ледяного покрова, учётом влияния гравитационных взаимодействий на форму линзы, а также уточнением условий теплопереноса.

ЛИТЕРАТУРА

[Чумаченко, Назиров, 2008] Чумаченко Е. Н., Назиров Р. Р. О некоторых проблемных вопросах, связанных с образованием хаотически расположенных особенностей рельефа на поверхности Европы // Космич. исслед. 2008. Т. 46. № 6. С. 529–535.

- [Чумаченко, Печёнкин, 2000] Чумаченко Е. Н., Печёнкин Д. В. Моделирование и расчёт термоупругопластических деформаций при анализе локально изотропных конструкций: Учеб. пособие. М.: МГИЭМ, 2000.
- [Чумаченко и др., 2009] Чумаченко Е. Н., Полякова Т. В., Аксенов С. А. и др. Математическое моделирование в нелинейной механике (обзор программных комплексов средств для решения задач моделирования сложных систем): Препринт. М.: ИКИ РАН, 2009. Пр-2155. 43 с.
- [Чумаченко и др., 2011] Чумаченко Е. Н., Назиров Р. Р., Логашина И. В., Аксенов С. А. К образованию особенностей рельефа на поверхности Европы // Космич. исслед. 2011. Т. 49. № 4. С. 392–397.
- [Europa..., 2012] Europa study 2012 report. Europa study team, 1 May 2012, JPL D-71990.
- [Ulamec et al., 2007] Ulamec S., Biele J., Funke O., Engelhardt M. Access to glacial and subglacial environments in the Solar system by melting probe technology // Reviews in Environmental Science and Biotechnology. 2007. V. 6. N. 1–3. P. 71–94. doi: 10.1007/s11157-006-9108-x.

EUROPA'S SURFACE FAULT SIMULATION CAUSED BY INTERNAL THERMAL PROCESSES

I. Zakhariev, O. S. Erokhina

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

This paper considers surface's faults modelling on one of the Jupiter's icy satellite Europa.

One of the possible reason for the «lens» formation could be the stabilized process of heat distribution from the subsurface thermal sources. The mathematical model is based on the classical heat equation. MSC Patran/Nastran is used as a modeling tool. The calculations' results for various values of the «lens» curvature radius and for various depths of the heat source are presented.

Keywords: ice crust, Europa, surface formation.

Zakhariev Ivan — research assistant, junior scientist, e-mail: ivzur@mail.ru.
Erokhina Olga Sergeevna — programmer.

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ ОРИЕНТАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИИ МИКРОСПУТНИКОВ

Н. А. Ивлев^{1,2}, *С. О. Карпенко*¹, *А. С. Сивков*^{1,4}, *Д. С. Иванов*³, *С. С. Ткачёв*³, *Д. С. Ролдугин*³

¹ Общество с ограниченной ответственностью «Спутниковые инновационные космические системы» (ООО «СПУТНИКС»)

² Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

³ Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук (ИПМ им. М. В. Келдыша РАН)

⁴ Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета Высшая школа экономики (МИЭМ НИУ ВШЭ)

Рассматривается задача создания системы ориентации и стабилизации для спутников массой от 10 до 100 кг. Описаны основные принципы проектирования, испытаний системы ориентации и стабилизации. Даны габаритные чертежи и основные характеристики всех разработанных приборов системы ориентации и стабилизации. Представлены режимы, обеспечиваемые системой ориентации и стабилизации, а также их точности. Также даны описания конструктивных элементов наземного стенда полунатурного моделирования для испытания разработанной системы ориентации.

Ключевые слова: система ориентации и стабилизации, управляющий двигатель-маховик, гироскоп, электромагнитное устройство, солнечный датчик, звёздный датчик, датчик угловой скорости, магнитометр, полунатурное моделирование, ТаблетСат.

ВВЕДЕНИЕ

С началом XXI столетия вектор развития околоземных космических аппаратов начал поворот в сторону спутников класса микро. Эти аппараты имеют массу до 100 кг. Такое направление развития обусловлено, прежде всего, развитием электроники и миниатюризацией элементов спутника. При этом, в настоящее время имеется возможность создать относительно дешёвую наземную инфраструктуру для приёма и обработки спутниковой информации. Если подходить к микроспутникам со стороны задачи дистанционного зондирования Земли, то в 2001 г., когда был запущен аппарат PROBA (массой 94 кг), он обеспечивал разрешение при съёмке в надир 20 м. А уже через пять лет микроспутник Lapan-TUBsat (массой 55 кг) обеспечивал шестиметровое разрешение. Многие специалисты полагают, что в ближайшем будущем разрешение подобных аппаратов достигнет 2,5, а следом и 1 м. Именно поэтому микроспутники являются

Ивлев Никита Анатольевич — ведущий инженер ООО «СПУТНИКС», аспирант ИКИ РАН, e-mail: ivlev@sputnix.ru.

Карпенко Станислав Олегович — технический директор ООО «СПУТНИКС».

Сивков Антон Сергеевич — ведущий специалист ООО «СПУТНИКС», аспирант МИЭМ НИУ ВШЭ.

Иванов Данил Сергеевич — младший научный сотрудник ИПМ им М.В. Келдыша, кандидат физико-математических наук.

Ткачёв Степан Сергеевич — научный сотрудник ИПМ им М.В. Келдыша, кандидат физико-математических наук.

Ролдугин Дмитрий Сергеевич — младший научный сотрудник ИПМ им М.В. Келдыша, кандидат физико-математических наук.

перспективным витком развития рынка космических аппаратов [Афанасьев, 2011].

Ярким примером является микроспутник «Чибис-М» производства ИКИ РАН массой 36 кг, обладающий огромным функционалом. «Чибис-М» оснащён трёхосной системой ориентации и стабилизации, обеспечивающей точность $0,1^\circ$. Система ориентации и стабилизации была разработана специалистами ООО ИТЦ «СканЭкс», составляющими ныне костяк ООО «СПУТНИКС», в сотрудничестве с ИКИ РАН и ИПМ им М. В. Келдыша РАН. В состав системы ориентации и стабилизации входят блок управления; набор датчиков: солнечные датчики, магнитометр, датчики угловой скорости; набор управляющих органов: управляющие двигатели-маховики и электромагнитные устройства. Различные комбинации этих устройств обеспечивают следующие режимы управления: демпфирование угловой скорости, ориентация солнечных батарей на Солнце, стабилизация относительно орбитальной системы координат, разгрузка маховиков. Эти режимы являются базовыми для функционирования микроспутника.

1. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ СИСТЕМЫ ОРИЕНТАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИИ

Системы ориентации и стабилизации всё ещё являются тонким местом при разработке микроспутников, поэтому создание универсальной системы ориентации и стабилизации способно придать серьёзный импульс внедрению аппаратов массой до 100 кг для решения различных прикладных задач. Дальнейшее развитие и увеличение круга задач, которые смогут решать микроспутники, потребует увеличения точности ориентации, а также расширения её функционала. С этой целью ООО «СПУТНИКС» совместно с ИКИ РАН и ИПМ им М. В. Келдыша РАН разработало систему ориентации для спутников массой 10...100 кг. Изначально система предназначалась для микроспутниковой платформы TabletSat, разрабатываемой ООО «СПУТНИКС», но могла быть адаптирована под другие микроспутники. Особенностью микроспутниковой платформы TabletSat является архитектура Plug-n-Play — это технология быстрого определения и конфигурирования бортовых устройств и систем для малых космических аппаратов на основе стандартизации и унификации механических, электрических и информационных интерфейсов. В основе такого подхода при проектировании микроспутников лежит модульный принцип построения спутника из типовых служебных систем и полезной нагрузки, позволяющий формировать масштабируемую архитектуру и технические характеристики спутника по принципу LEGO-конструктора. Подход основан на использовании открытых SxPA-спецификаций (SPUTNIX Plug-n-Play Architecture), описывающих механические, электрические, информационные интерфейсы между служебными системами и полезной нагрузкой. На основе данного подхода и разработана платформа TabletSat. Базовой единицей конструкции платформы TabletSat является модуль массой около 10 кг, получивший название 1U (U — от англ. Unit, т. е. модуль). Другие типовые размеры (2U, 3U, 4U) с большим резервом по массе и электрической мощности под полезную нагрузку могут выполняться посредством увеличения количества однотипных

форматов модуля 1U. Такие принципы построения микроспутниковой платформы обеспечивают снижение стоимости разработки, испытаний, запуска и эксплуатации; сокращение сроков разработки, интеграции служебных систем и полезной нагрузки; облегчение интеграции спутника с носителем путём использования унифицированного интерфейса взаимодействия; масштабируемость микроспутниковых систем, созданных на их основе. Технология Plug-n-Play накладывает дополнительные требования на разработку универсальной системы ориентации и стабилизации.

Основное требование к разработке системы ориентации и стабилизации — универсальность, а именно обеспечение микроспутников с любыми моментами инерции из диапазона от 0,2 до 5 кг·м² режимами ориентации, требующимися полезной нагрузке. Разработка системы ориентации и стабилизации разбита на три части: создание приборов, подготовка математического аппарата и проведение испытаний. Этапы разработки системы ориентации и стабилизации, разделённые на три части, представлены в табл. 1.

Таблица 1. Этапы разработки системы ориентации и стабилизации

Приборы	Конструкторская разработка приборов		Производство приборов	
	Математика	Выработка требуемых алгоритмов ориентации и стабилизации	Численное моделирование	
Разработка методик калибровки			Численное моделирование	
Испытания	Разработка оборудования для калибровки			Калибровка приборов
	Разработка стенда полунатурного моделирования		Испытания на стенде полунатурного моделирования	
Вехи		↑ Момент создания ТЗ		↑ Текущий этап разработки

2. КОМПОНЕНТЫ СИСТЕМЫ ОРИЕНТАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИИ

Разработанная система состоит из блока управления системой ориентации и стабилизации, набора датчиков: магнитометр, солнечный датчик, датчик угловой скорости (ДУС), звёздный датчик; набора управляющих элементов: ряд электромагнитных катушек, управляемые двигатели-маховики, управляемые гиродины. При известных оценках инерционных характеристик микроспутника выбор из ряда разработанных подходящего управляющего двигателя-маховика, как и выбор подходящих электромагнитных устройств, обеспечивают оптимальное управление.

2.1. Блок управления системой ориентации и стабилизации (БУСОС) SX-ADCSCU-02

Характеристики блока управления системой ориентации и стабилизации указаны в табл. 2, габаритный чертёж представлен на рис. 1.

Таблица 2. Характеристики БУСОС SX-ADCSCU-02

Параметр	SX-ADCSCU-02
Напряжение питания	$12 \pm 2,5$ В
Потребляемая мощность	3 Вт
Масса	300 г
Габариты	109×106×45 мм
Цифровой интерфейс	CAN2В или SpaceWire
Диапазон рабочих температур	-40...+60 °С

Блок управления системой ориентации и стабилизации предназначен для включения по информационным каналам связи всех датчиков и управляющих органов в единую систему. БУСОС обеспечивает сбор показаний датчиков, их анализ, расчёт необходимых воздействий со стороны управляющих органов и выдачу команд на управляющие органы.

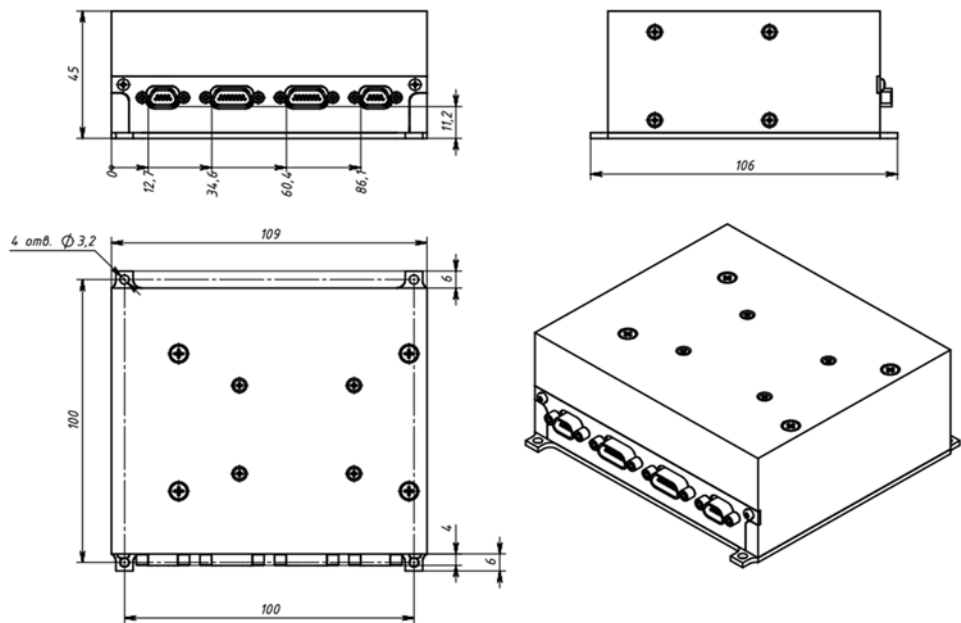


Рис. 1. Габаритный чертёж БУСОС SX-ADCSCU-02

2.2. Солнечный датчик SX-SUNR-01

Характеристики солнечного датчика указаны в табл. 3, габаритный чертёж представлен на рис. 2.

Таблица 3. Характеристики солнечного датчика SX-SUNR-01

Параметр	SX-SUNR-01
Угол обзора	$\pm 60^\circ$
Случайное отклонение (шум)	Не более $\pm 0,1^\circ$
Напряжение питания	$5 \pm 0,3$ В
Потребляемая мощность	0,05 Вт
Масса	100 г
Габариты	49,3×40×17,5 мм
Цифровой интерфейс	RS-485
Количество датчиков в одном интерфейсе	До 6
Диапазон рабочих температур	$-40 \dots +60$ °С
Передаваемая телеметрия	Орт направления на Солнце, температура

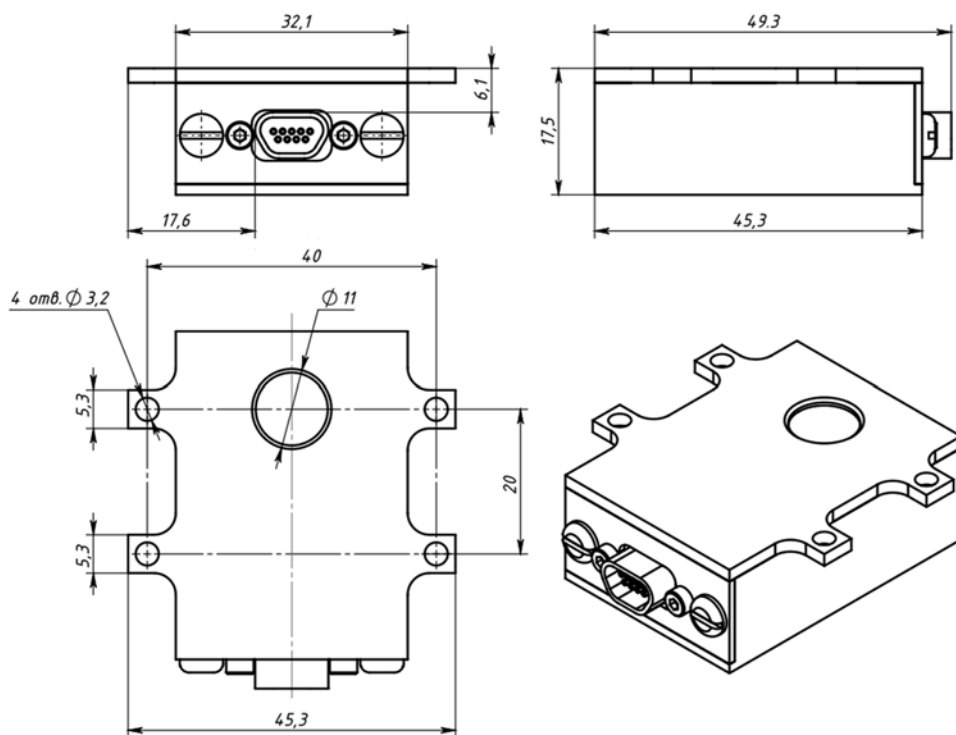


Рис. 2. Габаритный чертёж солнечного датчика SX-SUNR-01

Солнечный датчик предназначен для использования в контуре системы определения ориентации для нахождения орта направления на Солнце в виде проекций единичного вектора на оси связанной с датчиком системы координат. В основе работы лежит преобразование засветки светочувствительных элементов солнечным светом в вектор направления на Солнце. В силу того, что поле зрения прибора ограничено, на спутнике следует использовать несколько таких датчиков — желательно так, чтобы их поля зрения перекрывались.

2.3. Магнитометр и датчик угловой скорости серии SX-MAGWR

Характеристики универсального блока измерителей магнитного поля и угловой скорости серии SX-MAGWR указаны в табл. 4, габаритные чертежи различных модификаций датчиков представлены на рис. 3 и 4.

Таблица 4. Характеристики приборов серии SX-MAGWR

Параметр		Трёхосевой ДУС, трёхосевой магнитометр SX-MAGWR-01	Трёхосевой ДУС SX-WR-03	Одноосевой ДУС SX-WR-01	Трёхосевой магнитометр SX-MAG-03
Угловая скорость	диапазон измерения, град/с	±250	±250	±250	—
	дискретность измерений, град/с	0,0005	0,0005	0,0005	—
	случайное отклонение (шум), град/с	Не более ±0,005	Не более ±0,005	Не более ±0,005	—
	количество осей измерения	3	3	1	—
Магнитное поле	диапазон измерений, нТ	±200 000	—	—	±200 000
	дискретность измерений, нТ	6,67	—	—	6,67
	случайное отклонение (шум), нТ	Не более ±100	—	—	Не более ±100
Итого измерителей		Трёхосевой ДУС, трёхосевой магнитометр	Трёхосевой ДУС	Одноосевой ДУС	Трёхосевой магнитометр
Напряжение питания, В		5 и 12	5 и 12	5 и 12	5 и 12
Масса, г		100	90	60	60
Габариты, мм		34×38×66	34×38×66	34×38×25	34×38×25
Потребляемая мощность, Вт		1,5	1,2	0,6	0,6
Цифровой интерфейс		CAN2B или SpaceWire			
Диапазон рабочих температур, °С		−40...+60	−40...+60	−40...+60	−40...+60
Передаваемая телеметрия		Проекция векторов магнитного поля и угловой скорости, температура каждого измерителя			

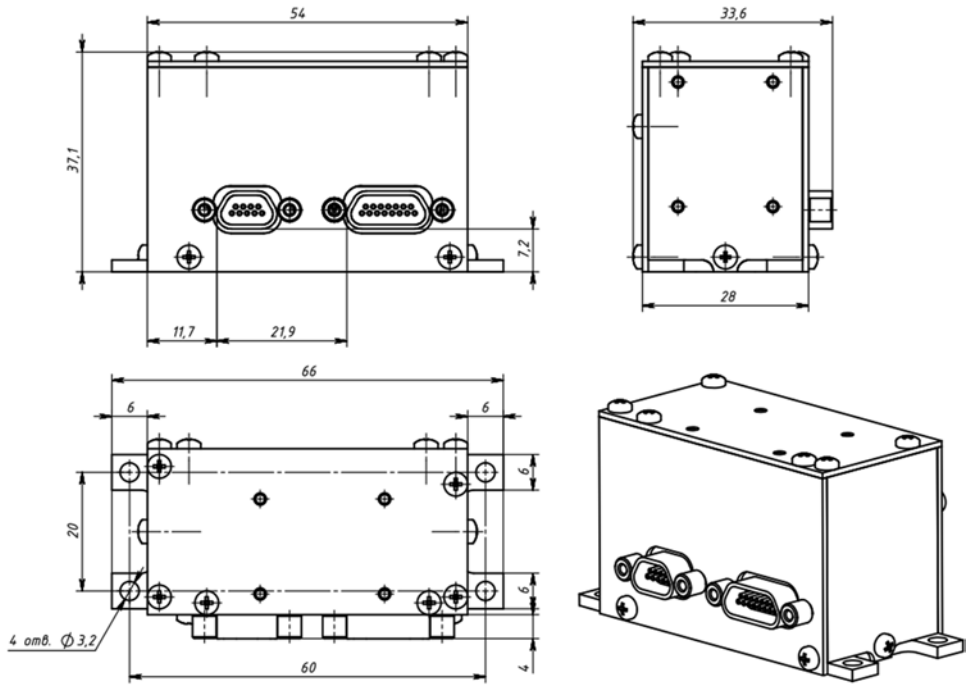


Рис. 3. Габаритный чертёж магнитометра и датчика угловой скорости SX-MAGWR-01 и трёхосевого датчика угловой скорости SX-WR-03

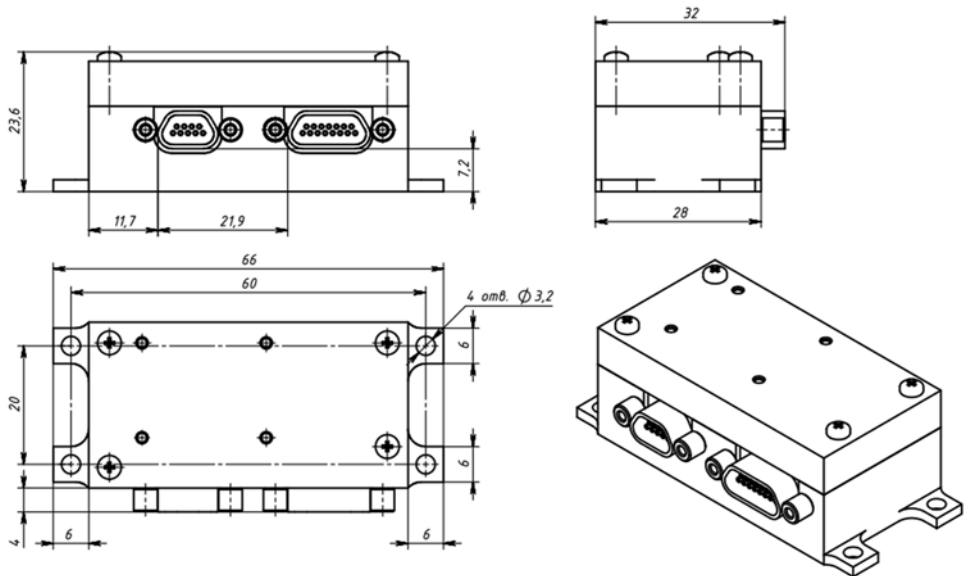


Рис. 4. Габаритный чертёж одноосевого датчика угловой скорости SX-WR-01 и трёхосевого магнитометра SX-MAG-03

Приборы серии SX-MAGWR, серии SX-WR и SX-MAG-03 предназначены для использования в контуре системы определения ориентации. Приборы являются различными комбинациями измерителей магнитного поля с помощью феррозондового магнитометра и угловой скорости с помощью MEMS-технологии. Приборы трансформируемые. Максимальная комплектация SX-MAGWR-01 содержит трёхосевой магнитометр и три одноосевых датчика угловой скорости (ДУС). Комплексируя эти четыре измерителя в двух возможных габаритах, можно получить различные комбинации приборов, основными из которых, помимо SX-MAGWR-01, являются трёхосевой ДУС SX-WR-03 в тех же габаритах, что и прибор в максимальной комплектации, одноосевой ДУС SX-WR-01 в уменьшенных габаритах и трёхосевой магнитометр SX-MAG-03 также в уменьшенных габаритах.

2.4. Звёздный датчик SX-SR-MINI_BOKZ-01

Характеристики звёздного датчика SX-SR-MINI_BOKZ указаны в табл. 5, габаритные чертежи представлены на рис. 5.

Таблица 5. Характеристики звёздного датчика SX-SR-MINI_BOKZ-01

	Параметр	SX-SR-MINI_BOKZ-01
<i>Точностные характеристики (при угловой скорости орбитального полёта)</i>	СКО ошибка определения направления оптической оси	Менее 1 угл. с
	СКО определения угла разворота вокруг оптической оси	Менее 6 угл. с
<i>Вероятность решения задачи определения ориентации</i>	в режиме начального распознавания (без априорной ориентации)	99,95 %
	в режиме начального слежения	99,999 %
<i>Время решения задачи ориентации</i>	в режиме начального распознавания, помехозащищённый вход (фильтрация протонных событий на фоточувствительной матрице)	От 8 до 30 с (уточняется в ходе проектирования)
	в режиме начального распознавания, не помехозащищённый вход	От 3 до 25 с (уточняется в ходе проектирования)
	в режиме слежения	С частотой от 1 до 10 Гц (уточняется в ходе проектирования)
Выходная информация		Кватернион ориентации и угловая скорость
Время включения		Менее 10 с
<i>Допустимая угловая скорость</i>	в режиме определения начальной ориентации	0,5...3 град/с (уточняется в ходе проектирования)
	в режиме слежения	1...6 град/с (уточняется в ходе проектирования)
Напряжение питания		5±0,3 В
Номинальная потребляемая мощность		1 Вт

Параметр	SX-SR-MINI_BOKZ-01
Максимальная потребляемая мощность	2 Вт
Габариты	120×112×148 мм*
Масса	500 г
Диапазон рабочих температур	−40...+80 °С
Цифровой интерфейс	RS422, CAN2B, SpaceWire Дополнительно возможно формирование видеопотока по интерфейсу Camera-Link или другому протоколу на основе LVDS
Допускается попадание Луны в поле зрения прибора	
Допустимый угол от края Земли до оптической оси прибора 20°	

* Высота бленды определяется углом засветки Солнца. Возможны варианты исполнения бленды с углом засветки Солнца от 60 до 30°.

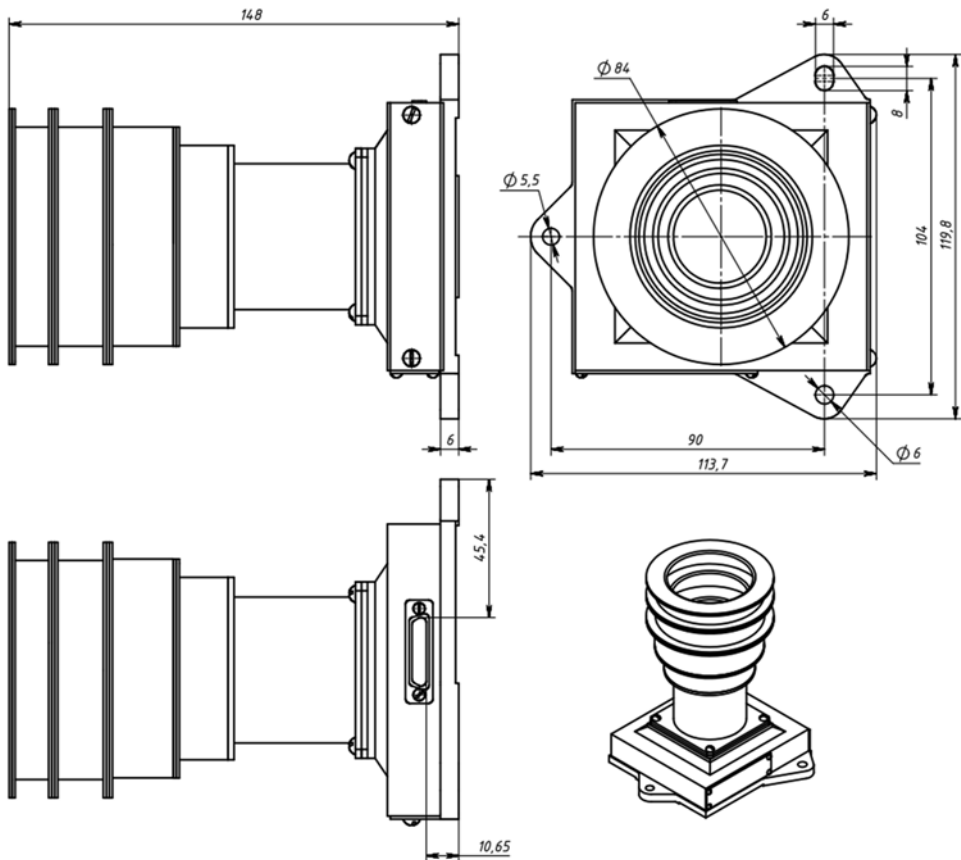


Рис. 5. Габаритный чертёж звёздного датчика SXSRMINI_BOKZ01

Звёздный датчик предназначен для использования в контуре системы с целью точного определения ориентации в инерциальной системе координат при помощи анализа снимка звёздного неба.

2.5. Электромагнитные устройства серии SX-MT

Характеристики электромагнитных устройств (ЭМУ) SX-MT указаны в табл. 6, общий вид электромагнитных устройств представлен на рис. 6, а габаритный чертёж блока управления электромагнитными устройствами SXMTCU01 — на рис. 7.

Таблица 6. Характеристики электромагнитных устройств серии SX-MT

Параметр	ЭМУ SX-MT-20	ЭМУ SX-MT-35	ЭМУ SX-MT-50
Максимальный магнитный момент, А·м ²	2	3,2	5
Максимальная потребляемая мощность, Вт	0,35	0,55	0,85
Масса, г	160	180	200
Длина, диаметр, мм	150, Ø15	232, Ø16	330, Ø10
Диапазон рабочих температур, °С	-40...+80	-40...+80	-40...+80

Электромагнитные устройства серии SX-MT предназначены для использования в контуре электромагнитной системы стабилизации. В качестве блока управления может быть использован SX-MTCU-01 или любой другой блок с аналогичными характеристиками.

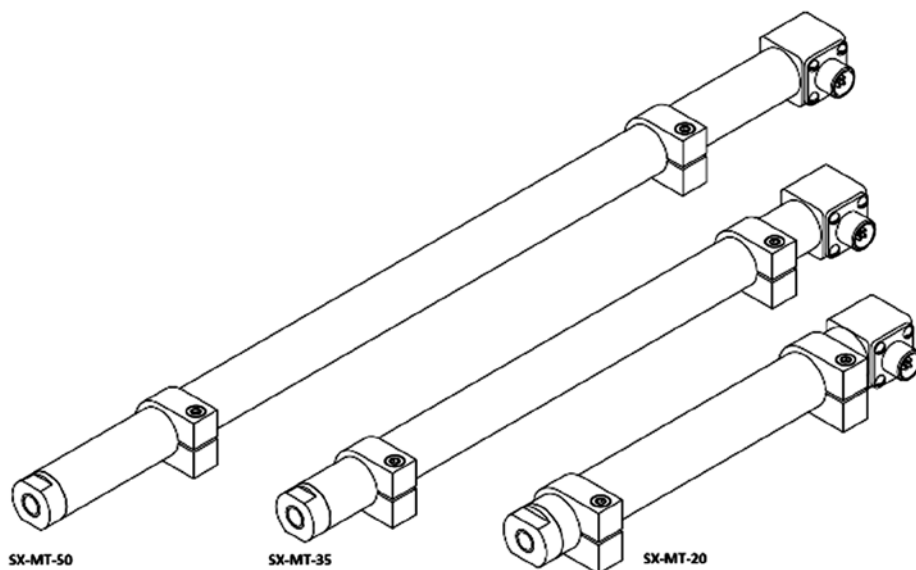


Рис. 6. Общий вид электромагнитных устройств SX-MT-50, SX-MT-35, SX-MT-20

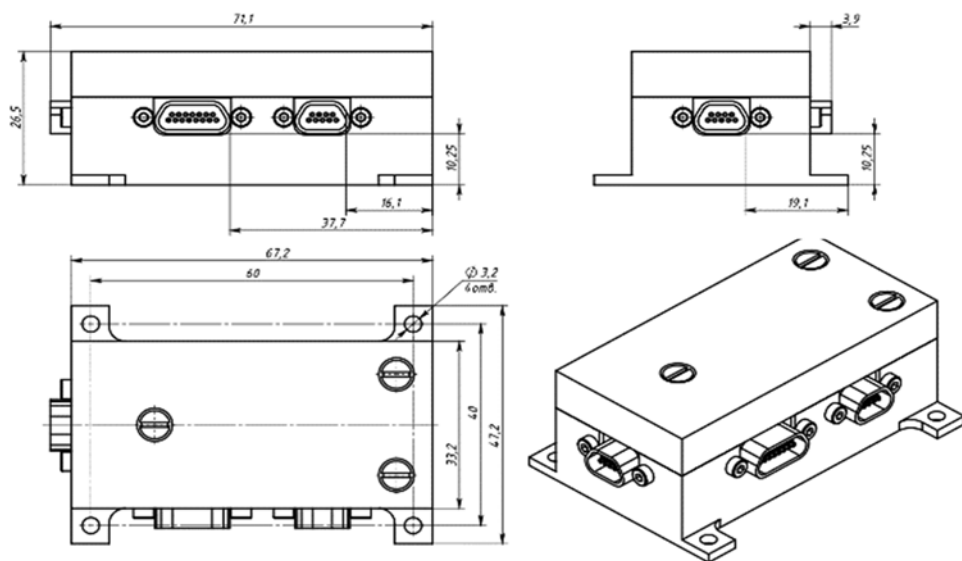


Рис. 7. Габаритный чертёж блока управления электромагнитными устройствами SX-MTCU-01

Электромагнитные устройства представляют собой катушки индуктивности с сердечником, выполненным из магнитомягкого материала, предназначены для создания управляющего момента при взаимодействии собственного магнитного момента с магнитным полем Земли.

2.6. Управляющие двигатели-маховики серии SX-WH

Характеристики управляющих двигателей-маховиков (УДМ) серии SXWH указаны в табл. 7, общий вид представлен на рис. 8.

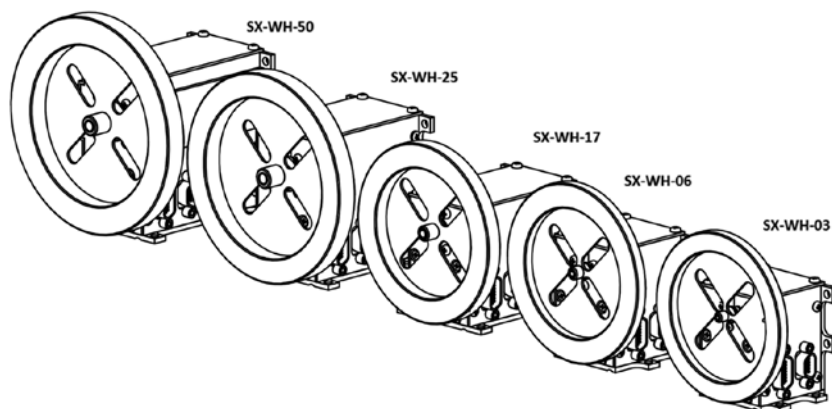


Рис. 8. Общий вид управляющих двигателей-маховиков SX-WH-50, SX-WH-25, SX-WH -17, SX-WH-06, SX-WH-03

Таблица 7. Характеристики управляющих двигателей-маховиков серии SX-WH

Параметр	SX-WH-03	SX-WH-06	SX-WH-17	SX-WH-25	SX-WH-50
Максимальный управляющий момент, Н·м	0,0026	0,0052	0,0165	0,0215	0,0471
Максимальный кинетический момент, Н·м·с	0,03	0,06	0,17	0,25	0,50
Номинальная потребляемая мощность, Вт	1,5	1,5	2,8	2,3	2,8
Максимальная потребляемая мощность, Вт	9,7	12,3	41,4	23,8	44,7
Масса, г	150	180	220	300	450
Габариты, мм	68×70×43	72×74×46	72×74×68	84×86×71	88×90×79
Напряжение питания, В	5±0,3 и 12±2,5	5±0,3 и 12±2,5	5±0,3 и 12±2,5	5±0,3 и 12±2,5	5±0,3 и 12±2,5
Информационный интерфейс	CAN2B или SpaceWire				
Диапазон рабочих температур, °С	-40...+80	-40...+80	-40...+80	-40...+80	-40...+80
Команды управления	Требуемая угловая скорость, требуемый управляющий момент				
Передаваемая телеметрия	Угловая скорость вращения, реализованный управляющий момент, температура				

Управляющие двигатели-маховики используются в контуре системы стабилизации для обеспечения основных режимов управления микроспутников. УДМ предназначены для создания управляющего момента за счёт ускорения и замедления скорости вращения ротора.

2.7. Гиродин SX-CMG-01

Характеристики гиродина SX-CMG-01 указаны в табл. 8, габаритный чертёж представлен на рис. 9.

Таблица 8. Характеристики гиродина SX-CMG-01

Параметр	SX-CMG-01
Максимальный управляющий момент	0,10 Н·м
Максимальный кинетический момент	0,008 Н·м·с
Напряжение питания	5±0,3 и 12±2,5 В
Номинальная потребляемая мощность	4 Вт
Максимальная потребляемая мощность	14,4 Вт
Масса	400 г
Габариты	146×46×42 мм
Цифровой интерфейс	CAN2B или SpaceWire

Параметр	SX-CMG-01
Диапазон рабочих температур	-40...+80 °С
Команды управления	<ul style="list-style-type: none"> • требуемая угловая скорость двух двигателей; • требуемое угловое положение одного двигателя; • требуемый управляющий момент и его разбиение по двигателям
Передаваемая телеметрия	<ul style="list-style-type: none"> • угловая скорость вращения двух двигателей; • угловое положение одного двигателя; • реализованный управляющий момент каждого двигателя, температура

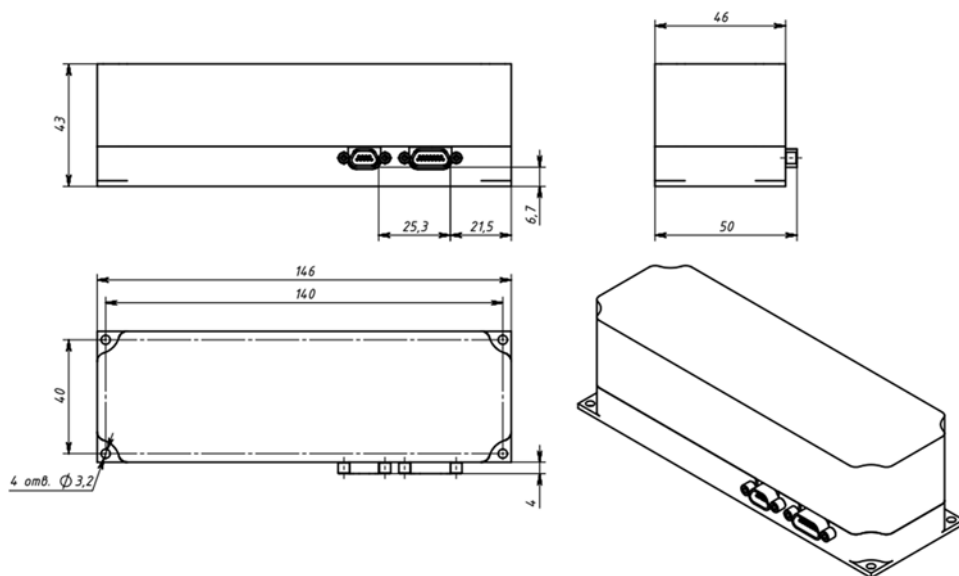


Рис. 9. Габаритный чертёж гироина SX-CMG-01

Гироины используются в контуре системы стабилизации для обеспечения основных режимов управления микроспутников и предназначены для создания управляющего момента за счёт изменения углового положения оси вращения ротора.

2.8. Программное обеспечение, алгоритмы

Немаловажной частью является программное обеспечение. С помощью него достигается максимальная гибкость. Различные сочетания датчиков, управляющих элементов и алгоритмов способны обеспечить широкий круг возможных вариантов требований к ориентации. Например, можно оставить спутник неуправляемым и грубо определять ориентацию, можно стабилизировать спут-

ник вращением, можно обеспечить спутник трёхосной ориентацией с точностью от 1° до 10 угл. с. Самые жёсткие требования выставляются полезной нагрузкой, предназначенной для целей дистанционного зондирования Земли. В табл. 9 представлены возможные режимы работы системы ориентации и стабилизации с учётом различных комбинаций датчиков, исполнительных устройств и алгоритмов.

Таблица 9. Режимы работы системы ориентации и стабилизации

Режим	Цель	Максимальная точность стабилизации	Используемые элементы	Примеры использования
Режим демпфирования угловой скорости	Демпфирование угловой скорости вращения спутника	Не более 0,5 град/с	<ul style="list-style-type: none"> • магнитометр • электромагнитные катушки 	После отделения от носителя
Безопасный режим	Грубое поддержание направления на Солнце панелей солнечных батарей	$\pm 20^\circ$; 1 град/с	<ul style="list-style-type: none"> • магнитометр • солнечные датчики • электромагнитные катушки 	Для спутника без требований к ориентации, для поддержания энергобаланса
Режим грубой одноосной ориентации	Грубое поддержание направления оси целевой нагрузки в надир	$\pm 20^\circ$; 0,5 град/с	<ul style="list-style-type: none"> • магнитометр • солнечные датчики • электромагнитные катушки 	Для спутника без жёстких требований к ориентации
Режим закрутки относительно произвольной оси	Закрутка спутника относительно произвольной оси	$\pm 20^\circ$; не менее 3 град/с по оси закрутки	<ul style="list-style-type: none"> • магнитометр • солнечные датчики • электромагнитные катушки • Маховики 	Некоторые целевые задачи
Режим ориентации на Солнце	Одноосная ориентация заданной осью на Солнце	$\pm 1^\circ$; 0,05 град/с	<ul style="list-style-type: none"> • солнечные датчики • маховики 	Заряд солнечных батарей, наблюдение за Солнцем.
Режим грубой трёхосной ориентации	Трёхосная ориентация в надир с невысокой точностью	$\pm 1 \dots \pm 0,1^\circ$; 0,05 град/с	<ul style="list-style-type: none"> • магнитометр • солнечные датчики • датчики угловой скорости • маховики • гироскопы 	Выполнение целевой задачи
Режим точной трёхосной ориентации	Трёхосная ориентация в надир с высокой точностью	$\pm 10,8$ угл. с; $\pm 0,001$ град/с	<ul style="list-style-type: none"> • звёздные датчики • магнитометр • датчики угловой скорости • солнечные датчики • маховики или гироскопы 	Выполнение целевой задачи

Режим	Цель	Максимальная точность стабилизации	Используемые элементы	Примеры использования
Режим пере-нацеливания	Переориентация из одного положения в другое	$\pm 10,8$ угл. с; скорость разворота до 2 град/с	<ul style="list-style-type: none"> • звёздные датчики • магнитометр • датчики угловой скорости • солнечные датчики • маховики или гиродины 	Выполнение целевой задачи, съёмка элементов земной поверхности, расположенных на удалении друг от друга в режиме съёмка – разворот – съёмка, непрерывная съёмка элементов земной поверхности с постоянной скоростью бега изображения, непрерывная съёмка с постоянным нацеливанием на одну точку земной поверхности
Режим разгрузки	Снижение кинетического момента, проходящего на маховики или гиродины, без потери ориентации	$\pm 10,8$ угл. с; $\pm 0,001$ град/с	<ul style="list-style-type: none"> • звёздные датчики • магнитометр • датчики угловой скорости • солнечные датчики • электромагнитные катушки • маховики или гиродины 	При увеличении скорости вращения маховиков

3. СТЕНД ПОЛУНАТУРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СИСТЕМ ОРИЕНТАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИИ

Разработка системы ориентации и стабилизации основана на опыте, полученном при проектировании подобной системы для микроспутника «Чибис-М». Поэтому стенд полунатурного моделирования (рис. 10), состоящий из аэродинамического подвеса, неподвижного имитатора Солнца, имитатора магнитного поля и макета микроспутника, на котором проходили испытания системы ориентации «Чибис-М», будет задействован для испытаний новой системы.

Поскольку в состав системы ориентации входит звёздный датчик, то стенд будет дополнен имитатором звёздного неба. Для полной отвязки имитатора звёздного неба от звёздного датчика имитатор выполнен в виде экрана монитора, вращающегося вокруг макета микроспутника.



Рис. 10. Стенд для полунатурных испытаний системы ориентации и стабилизации микроспутника «Чибис-М»

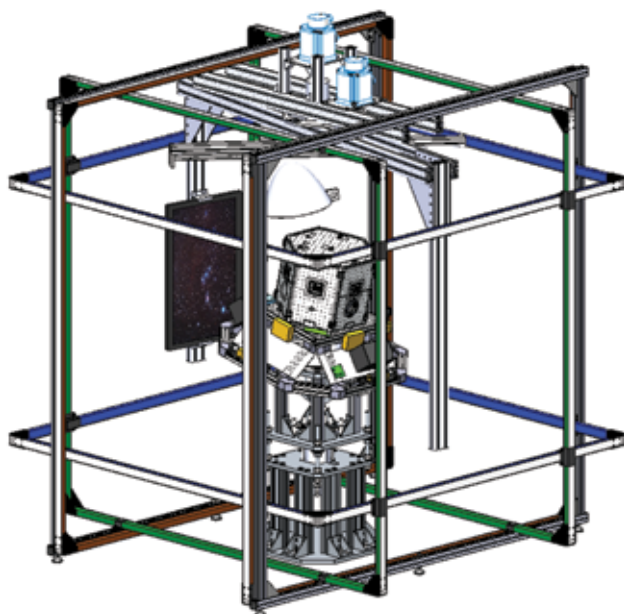


Рис. 11. Трёхмерная модель усовершенствованного стенда для полунатурных испытаний системы ориентации и стабилизации микроспутника

Также разработан аэродинамический подвес увеличенной грузоподъёмности и подвижный имитатор Солнца. Таким образом, с помощью имеющегося набора имитаторов можно проводить полунатурное моделирование различных

участков орбиты с максимально возможной точностью. Функционал стенда расширен программным комплексом для определения моментов инерции и центра масс, а также комплексом методик для вычисления магнитного момента. Общий вид спроектированного стенда представлен на рис. 11. Как показывает опыт, наличие подобного стенда значительно сокращает количество ошибок в алгоритмах и ПО и позволяет в полной готовности подойти к технологическому периоду наладки системы ориентации во время полёта.

ВЫВОДЫ

Таким образом, специалистами ООО «СПУТНИКС» в сотрудничестве с ИКИ РАН и ИПМ им М. В. Келдыша РАН создаётся система ориентации и стабилизации микроспутника стандарта TabletSat. Система ориентации и стабилизации способна вследствие своей гибкости решать широкий круг задач. При этом возможна установка системы на аппараты не из серии TabletSat. Также создаётся стенд полунатурного моделирования для отработки алгоритмов системы, способный из-за своей гибкости и модульности решать также более широкий круг задач, например определение магнитных моментов, моментов инерции и положения центра масс объектов. В данный период времени заканчивается производство всех компонент как самой системы ориентации и стабилизации, так и испытательных и калибровочных средств. После прохождения всех испытаний и внесения необходимых доработок и изменений об этой системе ориентации и стабилизации можно будет говорить как о готовой к полёту. При этом стенд полунатурного моделирования помимо возможности повторного использования может нести также образовательную функцию как отличное наглядное пособие для будущих конструкторов космических аппаратов.

ЛИТЕРАТУРА

- [Афанасьев, 2011] *Афанасьев И. Б.* Тенденции и проблемы малоразмерных спутников дистанционного зондирования // Земля из космоса. 2011. Вып. 11.
- [Иванов и др., 2011] *Иванов Д. С., Карпенко С. О., Овчинников М. Ю., Ролдугин Д. С., Ткачёв С. С.* Испытания алгоритмов управления ориентацией микроспутника «Чибис-М» на лабораторном стенде // Известия РАН. Теория и системы управления. 2011. № 6. С. 179–198.

DEVELOPMENT OF MICROSATELLITE ATTITUDE DETERMINATION AND CONTROL SYSTEM

N. Ivlev^{1,2}, S. Karpinko¹, A. Sivkov^{1,4}, D. Ivanov³, S. Tkachev³, D. Roldugin³

¹ SPUTNIX Ltd

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

³ Keldysh Institute of Applied Mathematics Russian Academy of Sciences (KIAM)

⁴ Moscow State Institute of Electronics and Mathematics National Research University Higher School of Economics (MIEM HSE)

Since the beginning of the 21st century the vector of spacecraft development began turning toward the class of microsatellites. These spacecrafts have a mass up to 100 kg. This direction

of evolution is due to the development of electronics and miniaturization of satellite devices. A prime example is the microsatellite «Chibis-M», production of IKI RAN, having a mass of 36 kg. It has a huge functionality. «Chibis-M» is equipped with a three-axis attitude determination and control system that provides precision of 0.1°

Further development and increasing range of objectives which can be solved by microsatellites require higher precision of orientation, as well as expanding of functionality. For this purpose, SPUTNIX Ltd in cooperation with IKI RAN and KIAM are developing attitude determination and control system for satellites with a mass from 10 to 100 kg. Initially the system is designed for satellite platform TabletSat, developed by SPUTNIX Ltd, but can be adapted to other microsatellites. The system consists of a controlling unit, a set of sensors: a magnetometer, sun sensor, angular velocity sensor, star tracker, a set of control elements: a series of electromagnetic torquers, several flywheels, control moment gyroscope. An important part is the software. As a basis for constructing of the platform architecture TabletSat the principle of unification of mechanical, electrical and information standards is taken, thereby providing flexibility when designing microsatellite. Different combinations of sensors, control elements and algorithms able to satisfy a wide range of possible requirements for orientation. For example, the satellite may be left uncontrolled and roughly determine the orientation, the satellite may be stabilized by the rotation, or the satellite can provide three-axis stabilization with an accuracy of 1° down to $10''$.

Development of attitude determination and control system is based on the experience gained in the design of such a system for microsatellite Chibis-M. So the facility for semi-natural modeling of attitude determination and control system which consists of air bearing, magnetic field simulator, sunlight simulator and which was used for Chibis-M attitude determination and control system tests will be used for testing of the new system. Due to the issue that new attitude determination and control system includes star sensor, the stand will be supplemented with the starry sky simulator. Also air bearing with increased capacity and movable sunlight simulator are developed. Stand functional will be extended with software system of moments of inertia and center of masses determination.

Thus, the general principles of attitude determination and stabilization design are presented, their basic characteristics are given. Capable modes provided by attitude determination and stabilization system are presented, as well as their accuracy. Also the structural elements of the facility for semi-natural tests, expanding its functionality and allowing to test of developed system orientation are described.

Keywords: attitude determination and control system, flywheel, control moment gyroscope, electromagnetic torquer, sun sensor, star tracker, angular velocity sensor, magnetometer, semi-natural modeling, TabletSat.

Ivlev Nikita — principal engineer at SPUTNIX Ltd, PhD student at IKI RAN, e-mail: ivlev@sputnix.ru.

Karpinko Stanislav — technical director at SPUTNIX Ltd.

Sivkov Anton — principal specialist at SPUTNIX Ltd, PhD student at MIEM HSE.

Ivanov Danil — junior researcher at KIAM, PhD.

Tkachev Stepan — researcher at KIAM, PhD.

Roldugin Dmitry — junior researcher at KIAM, PhD.

ГЕНЕРАЦИЯ ДРЕЙФОВО-КОМПРЕССИОННЫХ ВОЛН ИНВЕРСНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЧАСТИЦ ПО ЭНЕРГИИ В МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Д. В. Костарев, Д. Ю. Климушкин, П. Н. Магер

Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения
Российской академии наук (ИСЗФ СО РАН)

В работе представлена продольная структура дрейфово-компрессионных мод и соответствующая неустойчивость плазмы в рамках гирокинетики в аксиально-симметричной модели магнитосферы с изотропной плазмой. Предполагалось, что плазма состоит в основном из холодных частиц с примесью горячих протонов, которые описываются инверсным распределением. Компрессионный резонанс в такой плазме возникает, когда частота волны равна собственной частоте дрейфово-компрессионной моды. При таком резонансе волна узко локализована вдоль магнитного поля в окрестности экватора. Неустойчивость возникает, когда скорость диамагнитного дрейфа, обусловленная радиальным градиентом температуры, меньше, чем скорость магнитного дрейфа или противоположна по направлению. Кроме того, чем уже инверсное распределение, тем больше инкремент неустойчивости, и для возникновения неустойчивости необходима меньшая величина β (отношение плазменного давления к магнитному).

Ключевые слова: плазма, магнитогидродинамика, кинетическая теория, МГД-волны, дрейфово-компрессионные моды, инверсная функция распределения плазмы, магнитосфера.

ВВЕДЕНИЕ

Компрессионные колебания $Pc5$ в магнитосфере могут быть отождествлены с наиболее общими компрессионными модами в кинетике — дрейфово-компрессионными. Для существования этих мод достаточно неоднородности плазмы поперек магнитных оболочек и конечного давления плазмы. Довольно хорошо изучены эти волны в плазме с распределением Максвелла. В этом случае частота волн совпадает по порядку величины с частотой диамагнитного дрейфа, которая пропорциональна радиальным градиентам плотности и температуры плазмы. Неустойчивость при этом возможна только в радиально неоднородной плазме и в случае роста температуры с удалением от Земли [Crabtree et al., 2003; Crabtree, Chen, 2004; Костарев и др., 2011].

Важное ограничение предыдущих исследований дрейфово-компрессионных волн заключалось в предположении, что частицы горячей плазмы расположены согласно распределению Максвелла, в то время как эти волны наблюдаются одновременно с инверсным распределением частиц по энергии (в зарубежной литературе bump-on-tail). Хорошо изучена генерация таким распределением альфвеновских волн [Chen, Hasegawa, 1991].

Настоящая статья связана с изучением условий неустойчивости и структуры дрейфово-компрессионных мод в плазме с инверсным распределением частиц в гирокинетическом приближении, разработанном [Chen, Hasegawa, 1991]. Так же учитываются неоднородность плазмы как вдоль магнитного поля, так и поперёк магнитных оболочек и конечная кривизна линий поля.

Костарев Данила Владимирович — заведующий лабораторией, кандидат физико-математических наук, e-mail: kostarev@iszf.irk.ru.

Климушкин Дмитрий Юрьевич — кандидат физико-математических наук.

Магер Павел Николаевич — старший научный сотрудник.

МОДЕЛЬ СРЕДЫ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В данной работе в рамках кинетики в линейном приближении рассмотрена продольная структура дрейфовых компрессионных ультранизкочастотных (УНЧ) волн в изотропной (тепловые скорости частиц вдоль и поперек магнитного поля равны) бесстолкновительной модели плазмы с немаксвелловским распределением частиц по энергиям.

Мы будем пользоваться аксиально-симметричной моделью магнитосферы. Будем считать, что плазма состоит в основном из холодных частиц с небольшой примесью горячих протонов, причем распределение горячих протонов — инверсное и моделируется следующей функцией:

$$F = \frac{n_h}{4\sqrt{2} \cdot \pi \Gamma(S + 3/2) (\epsilon_0)^{S+3/2}} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^S e^{-\epsilon/\epsilon_0}.$$

Здесь n_h — концентрация горячих частиц; $\epsilon = v^2/2$ — энергия частиц, нормированная на массу; v — скорость частиц; S — положительное целое число; ϵ_0 — параметр (некоторая характеристика энергии). Заметим, что при $S = 0$ функция распределения F становится распределением Максвелла. Для $S > 0$ это распределение имеет среднюю энергию частиц, представляемую выражением $\epsilon = (S + 3/2)\epsilon_0$, а максимальная энергия $\epsilon_{\max} = S\epsilon_0$. В некоторых энергетических диапазонах эта функция распределения имеет положительный наклон и, следовательно, называется инверсной или bump-on-tail функцией распределения. Например, инверсное распределение, приведённое в статье [Hughes et al., 1978], может быть описано суперпозицией двух распределений Максвелла ($S = 0$), одно из которых имеет параметры $\epsilon_0 = 10$ эВ, $\beta = 10^{-4}$, второе — $\epsilon_0 = 100$ эВ, $\beta = 10^{-4}$, и одного инверсного распределения ($S = 1$) с параметрами $\epsilon_0 = 10$ кэВ, $\beta = 0,1$ (рис. 1).

Исходя из закона Ампера в пренебрежении током смещения и считая возмущённое магнитное поле много меньше невозмущенного, приходим к следующему выражению для продольной составляющей магнитного поля (поперечную составляющую не рассматриваем, а её влияние на продольную считаем не существенным) [Chen, Hasegawa, 1991]:

$$B_{\parallel} = 16\pi^2 m B \int_0^{\infty} d\epsilon \int_0^{\epsilon/B} d\mu \left(\frac{\mu^2}{|v_{\parallel}|} \frac{\omega \frac{\partial F}{\partial \epsilon} + \left(\frac{mc}{qB} \vec{k} \times \vec{e}_{\parallel} \right) \bar{\nabla} F}{(\omega - \bar{\omega}_d)} \frac{\omega_b}{\pi} \int_{-l_0}^{l_0} \frac{1}{v_{\parallel}} B_{\parallel}(l') dl' \right), \quad (1)$$

где $\epsilon = v^2/2$; v — тепловая скорость частиц; μ — магнитный момент; F — функция распределения по скоростям; q и m — заряд и масса частицы; B — геомагнитное поле; \vec{k} — волновой вектор; l — длина вдоль силовой линии; c — скорость света; ω — собственная частота волны; $\bar{\omega}_d$ — средняя по баунс-периоду дрейфовая частота; ω_b — баунс-частота.

Как видно из уравнения (1), резонанс возможен, если $\omega - \omega_d = 0$ или $\omega/k_y = v_d$, где v_d — скорость дрейфа; ω/k_y — азимутальная фазовая скорость волны. Таким образом, неустойчивость возможна только при условии, что азимутальная фазовая скорость совпадает по направлению со скоростью дрейфа.

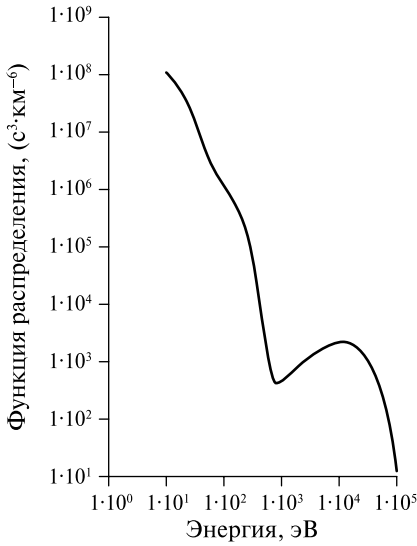


Рис. 1. Смоделированное распределение частиц по энергии

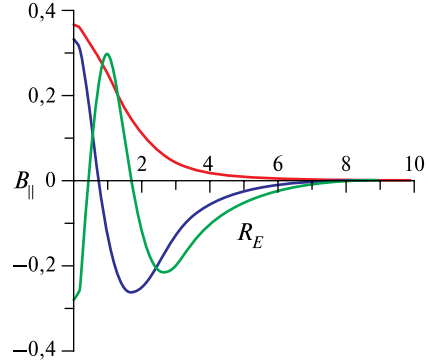


Рис. 2. Продольная структура магнитного поля волны

Решение е. После интегрирования по пространству скоростей выражения (1) получим однородное интегральное уравнение Фредгольма 2-го рода для продольного магнитного поля волны:

$$B_{||}(l) = \Lambda(\omega) \int_0^{\infty} K(l, l') B_{||}(l') dl',$$

ядро которого

$$K(l, l') = -\frac{3}{4} \left(B^{-3/2} B'^{-1/2} + B^{-1/2} B'^{-3/2} \right) + \left(\frac{3}{8B^2} + \frac{3}{8B'^2} + \frac{1}{4BB'} \right) \ln \left| \frac{1 + \sqrt{B'/B}}{1 - \sqrt{B'/B}} \right|,$$

$$\Delta(\omega) = m \frac{1}{\Gamma\left(S + \frac{5}{2}\right)} \frac{\beta \Omega_b}{2\pi} \varepsilon_0^{-1/2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \times$$

$$\times \left[\left[a^2 - S - \frac{\omega_n^*}{\Omega_d} - \frac{\omega_\varepsilon^*}{\Omega_d} \left(a^2 - S - \frac{3}{2} \right) \right] \left[a^2 \sigma_{S+1} + a^{2S+5} Z(a) \right] + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \Gamma\left(S + \frac{5}{2}\right) \left[a^2 - \frac{\omega_n^*}{\Omega_d} - \frac{\omega_\varepsilon^*}{\Omega_d} (1 + a^2) \right] \right],$$

где $\omega_n^* = \frac{k_2 \varepsilon_0}{\Omega \sqrt{g_\perp}} \frac{n'}{n}$; $\omega_\varepsilon^* = \frac{k_2 \varepsilon_0}{\Omega \sqrt{g_\perp}} \frac{\varepsilon'_0}{\varepsilon_0}$; $\sigma_{S+1} = \sum_{m=0}^{S+1} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \Gamma\left(m + \frac{1}{2}\right) a^{2(S+1-m)}$; $a^2 = \omega/\Omega_d$;

$Z(a)$ — плазменно-дисперсионная функция; n' и ε'_0 — производная по радиальной координате от n и ε_0 соответственно; Ω_d , Ω_b — функции частот дрейфа и баунс-частоты соответственно.

Таким образом, мы получили однородное интегральное уравнение Фредгольма 2-го рода. Решив уравнение численно, мы нашли собственные функции $B_{||i}(l)$ и собственные значения $\Lambda_i(\omega)$, где i — номер гармоники. Собственные значения, соответствующие собственным функциям: $\Lambda_1 = 0,662$; $\Lambda_2 = 2,15$; $\Lambda_3 = 3,87$. На рис. 2 показаны первые три гармоники, первая обозначена красным цветом, вторая — синим, третья — зелёным.

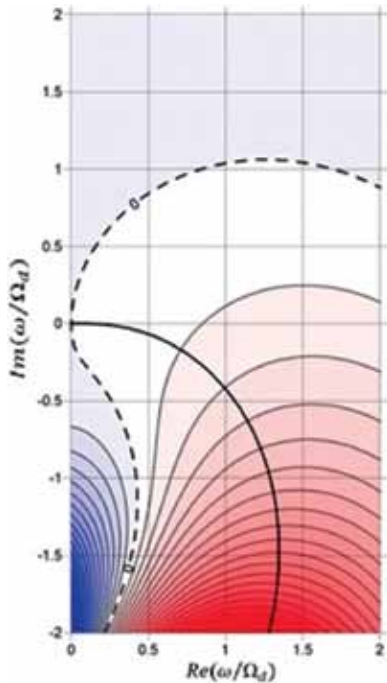
Таким образом, у нас получилось выражение $C\Lambda_i = f(a)$, где

$$C^{-1} = \frac{3}{4} \frac{1}{\sqrt{2\pi\epsilon_0}} \beta \frac{\Omega_b}{\Gamma\left(S + \frac{5}{2}\right)}$$

и дисперсионная функция

$$f(a) = \left[a^2 - S - \frac{\omega_n^*}{\dot{U}_d} - \frac{\omega_\epsilon^*}{\dot{U}_d} \left(a^2 - S - \frac{3}{2} \right) \right] \left[a^2 \sigma_{S+1} + a^{2S+5} Z(a) \right] + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \Gamma\left(S + \frac{5}{2}\right) \left[a^2 - \frac{\omega_n^*}{\Omega_d} - \frac{\omega_\epsilon^*}{\Omega_d} (1 + a^2) \right]. \quad (2)$$

Далее получаем зависимости от $\omega_0 = \text{Re } \omega$ и $\gamma = \text{Im } \omega$ дисперсионной функции $f(a)$ при различных значениях параметров S , $\omega_\epsilon^*/\Omega_d$ и ω_n^*/Ω_d . Вычисляя функцию в диапазоне $0...2$ для реальной части и $-2...2$ для мнимой, получаем графики изолиний функции (2). Так как собственные частоты ω , являются решениями уравнения $f(\omega) = C\Lambda_i$, а C и Λ_i — величины действительные и положительные, то на графиках (рис. 3–10) собственным частотам будет соответствовать изолиния $\text{Im}f(\omega) = 0$ в области положительных значений $\text{Re}f(\omega)$, показано градиентом красного цвета. Чем более насыщенным красным — тем больше действительная часть функции, синий относится к отрицательным значениям $\text{Re}f(\omega)$. Изолинии идут с изменением $C\Lambda_i$ на 1.



Как видно на рис. 4, 5, неустойчивость возможна даже при отсутствии радиальных градиентов температуры и концентрации ($\omega_\epsilon^*/\Omega_d$ и $\omega_n^*/\Omega_d = 0$) и растет вместе с параметром S . В случае $S = 0$ (см. рис. 3), т. е. когда имеем дело с распределением Максвелла, неустойчивости не возникает. Таким образом, для инверсного распределения чем уже диапазон по энергии и чем больше в нем частиц, тем сильнее раскачивается волна.

Как видно на рис. 4, 5, неустойчивость возможна даже при отсутствии радиальных градиентов температуры и концентрации ($\omega_\epsilon^*/\Omega_d$ и $\omega_n^*/\Omega_d = 0$) и растет вместе с параметром S . В случае $S = 0$ (см. рис. 3), т. е. когда имеем дело с распределением Максвелла, неустойчивости не возникает. Таким образом, для инверсного распределения чем уже диапазон по энергии и чем больше в нем частиц, тем сильнее раскачивается волна.

Рис. 3. Распределение Максвелла без градиентов температуры и концентрации ($S = 0 \cdot \omega_\epsilon^*/\Omega_d = 0 \cdot \omega_n^*/\Omega_d = 0$)

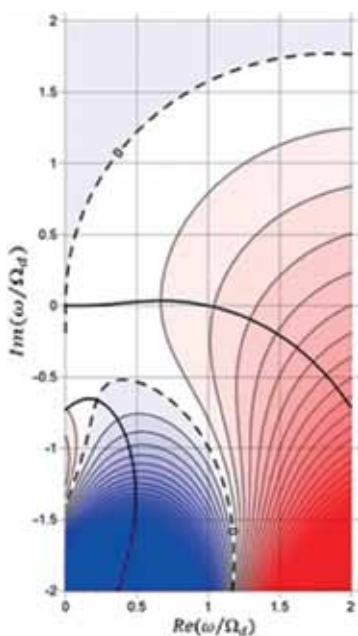


Рис. 4. Инверсное распределение без градиентов температуры и концентрации, $S = 1 \cdot \omega_\epsilon^* / \Omega_d = 0 \cdot \omega_n^* / \Omega_d = 0$

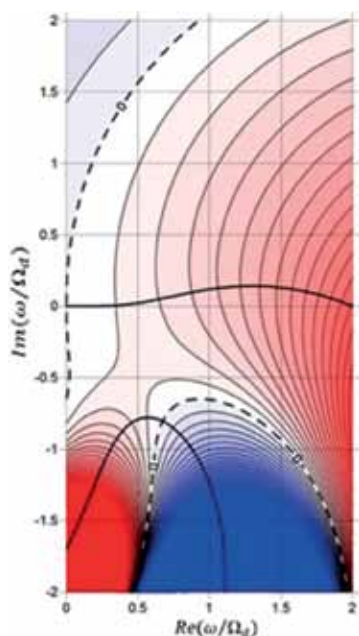


Рис. 5. Инверсное распределение без градиентов температуры и концентрации, $S = 2 \cdot \omega_\epsilon^* / \Omega_d = 0 \cdot \omega_n^* / \Omega_d = 0$

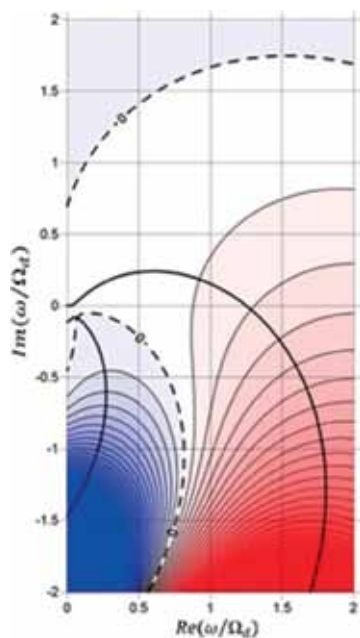


Рис. 6. Распределение Максвелла с отрицательным градиентом температуры и положительным градиентом концентрации, т.е. температура плазмы увеличивается с удалением от Земли, а концентрация падает ($S = 0 \cdot \omega_\epsilon^* / \Omega_d = -1 \cdot \omega_n^* / \Omega_d = 1$)

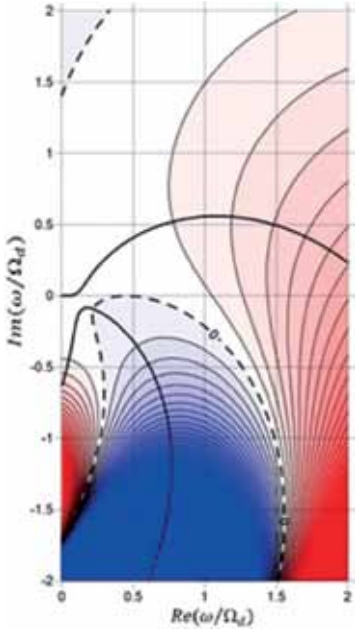


Рис. 7. Инверсное распределение
 $S = 1 \cdot \omega_\varepsilon^* / \Omega_d = -1 \cdot \omega_n^* / \Omega_d = 1$

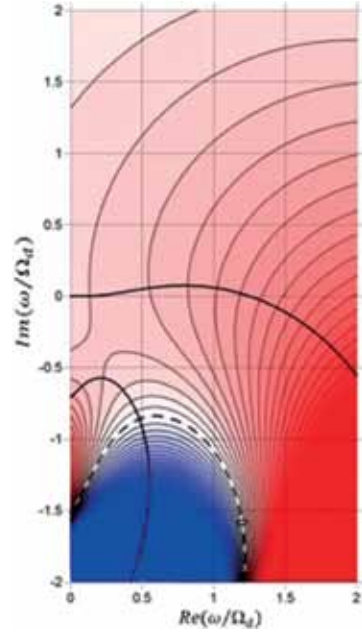


Рис. 8. Инверсное распределение с отрицательными градиентами температуры и концентрации
 $(S = 1 \cdot \omega_\varepsilon^* / \Omega_d = -1 \cdot \omega_n^* / \Omega_d = -1)$

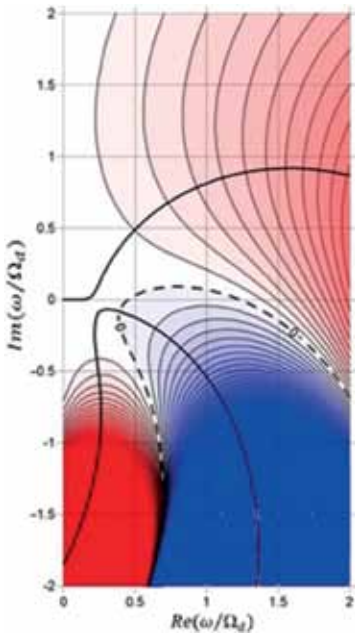


Рис. 9. Инверсное распределение
 $S = 2 \cdot \omega_\varepsilon^* / \Omega_d = -1 \cdot \omega_n^* / \Omega_d = 1$

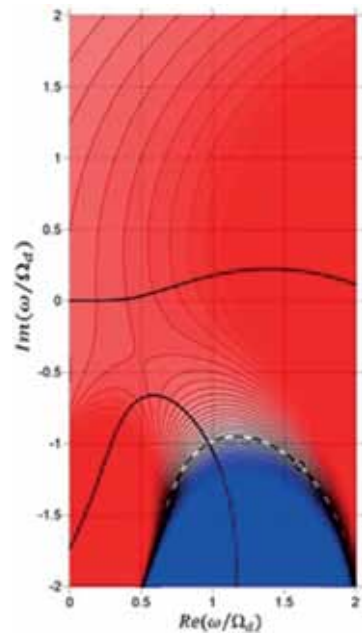


Рис. 10. Инверсное распределение
 $S = 2 \cdot \omega_\varepsilon^* / \Omega_d = -1 \cdot \omega_n^* / \Omega_d = -1$

Если в выражение $\omega_0 < \Omega_d$ подставить $S\Omega_d(\varepsilon_0) = k_2 v_d(\varepsilon_{\max})$, где $v_d(\varepsilon_{\max})$ — дрейфовая скорость частиц с энергией ε_{\max} , соответствующей максимуму функции распределения, то получим условие $\omega_0/k_2 < v_d(\varepsilon_{\max})$, т. е. неустойчивость возникает только в случае, когда фазовая скорость волны меньше скорости частиц с энергией ε_{\max} .

Для распределения Максвелла (см. рис. 3) неустойчивость возникает при росте температуры с удалением от Земли ($\omega_\varepsilon^*/\Omega_d < 0$) и только для волн, азимутальная фазовая скорость которых совпадает с направлением дрейфа протонов.

Для инверсного распределения (см. рис. 7–10) неустойчивость усиливается положительным градиентом температуры ($\omega_\varepsilon^*/\Omega_d < 0$) и отрицательным градиентом концентрации ($\omega_\varepsilon^*/\Omega_d > 0$). Таким образом, волна раскачивается больше всего в случае, когда температура растет с удалением от Земли, а концентрация падает.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы показали, что дрейфовые компрессионные УНЧ-волны локализованы вблизи геомагнитного экватора с характерным масштабом локализации, равным радиусу Земли. Неустойчивость на дрейфово-компрессионных волнах может возникать только из-за инверсности распределения частиц плазмы, т. е. в отсутствие градиентов концентрации и температуры. При этом фазовая скорость волны должна совпадать с направлением дрейфа частиц в неоднородном магнитном поле и быть меньше скорости дрейфа частиц с энергией, соответствующей максимуму функции распределения. Положительный градиент температуры (температура плазмы увеличивается с удалением от Земли) способствует усилению неустойчивости. При этом наибольшие значения инкремента возникают, когда градиенты температуры и концентрации противоположны.

Результаты работы в целом согласуются с данными наблюдений компрессионных волн Pc5. Так, в работе [Меликян и др., 2013] было показано по данным спутников THEMIS, что наблюдаемые волны этого типа как раз распространяются в плазме с инверсным распределением.

ЛИТЕРАТУРА

- [Костарев и др., 2011] *Костарев Д. В., Климушкин Д. Ю., Магер П. Н.* Продольная структура и собственные частоты дрейфово-компрессионных волн в магнитосфере // Международная байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике «Физические процессы в космосе и околоземной среде». 12-я Конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом». Иркутск, 19–24 сентября 2011 (БШФФ-2011): Сб. тр. Иркутск: ИСЗФ СО РАН, 2011. С. 196–198.
- [Меликян и др., 2013] *Меликян К. А., Пилипенко В. А., Козырева О. В.* Пространственная структура Pc5-волн во внешней магнитосфере по наблюдениям на спутниках Themis // Космич. исслед. 2013. Т. 51. № 3. С. 179–190.

- [Chen, Hasegawa, 1991] *Chen L., Hasegawa A.* Kinetic theory of geomagnetic pulsations. 1. Internal excitations by energetic particles // *J. Geophysical Research*. 1991. V. 96. P. 1503–1512.
- [Crabtree et al., 2003] *Crabtree C., Horton W., Wong H. V., van Dam J. W.* Bounce-averaged stability of compressional modes in geotail flux tubes // *J. Geophysical Research*. 2003. V. 108. N. A2. P. 1084. doi: 10.1029/2002JA009555.
- [Crabtree, Chen, 2004] *Crabtree C., Chen L.* Finite gyroradius theory of drift compressional modes // *Geophysical Research Letters*. 2004. V. 31. P. L17804. doi: 10.1029/2004GL020660.
- [Hughes et al., 1978] *Hughes W. J., Southwood D. J., Mauk B., McPherron R. L., Barfield J. N.* Alfvén waves generated by an inverted plasma energy distribution // *Nature*. 1978. V. 275. P. 43–45. doi: 10.1038/275043a0.

DRIFT-COMPRESSIONAL MODES GENERATED BY INVERTED PLASMA DISTRIBUTIONS IN THE MAGNETOSPHERE

D. V. Kostarev, D. Y. Klimushkin, P. N. Mager

Institute of Solar-Terrestrial Physics of Russian Academy of Sciences,
Siberian Branch (ISTP SB RAS)

In this work we have studied field-aligned structure of the drift-compressional modes and the corresponding plasma instability in a gyrokinetic framework in the axisymmetric model of the magnetosphere with isotropic plasma. The plasma is assumed to be composition of core cold particles and an admixture of hot protons, with the distribution of hot protons is inverted. In such plasma there is a compressional resonance when the wave frequency is equal to an eigenfrequency of the drift-compressional mode. In this resonance the wave is narrowly localized along the field line at the equator. The plasma instability occurs when the temperature diamagnetic drift velocity is less than the magnetic drift velocity or opposite in direction. Moreover, the narrower the inverted distribution, the higher the instability growth rate and the smaller the value of β (the plasma to magnetic pressure ratio) required for the instability to occur.

Keywords: plasma, magnetohydrodynamics, kinetic theory, MHD-waves, drift-compressional modes, inverted plasma distributions, magnetosphere.

Kostarev Danila Vladimirovich — head of laboratory, PhD, e-mail: kostarev@mail.iszf.irk.ru.

Klimushkin Dmitry Yurievich — PhD.

Mager Pavel Nikolaevich — senior researcher.

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ СО СВИСТОВЫМИ ВОЛНАМИ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

И. В. Кузичев¹, Д. Р. Шкляр^{1,2}

¹ Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

² Московский физико-технический институт (государственный университет) (МФТИ)

Рассматривается проблема взаимодействия релятивистских частиц с монохроматическими свистовыми волнами в магнитосфере Земли. Волновое поле излучения источника, в качестве которого можно рассматривать, например, наземные передатчики в диапазоне очень низких частот (ОНЧ), моделируется в рамках геометрикооптического подхода. Полученные распределения параметров волны позволяют рассчитать эффективную амплитуду взаимодействия и параметр неоднородности. Основное внимание уделено анализу поведения резонансных импульсов для случая релятивистских частиц, когда возникает ряд особенностей, в частности, известный эффект релятивистского ускорения с отражением.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-02-92614-КО_а), Программы РАН П-22 и НШ-3200.2010.2.

Ключевые слова: резонансное взаимодействие, динамика радиационных поясов, релятивистские электроны, ускорение частиц, свистовые волны.

ВВЕДЕНИЕ

С открытия Д. Ван Алленом [van Allen, Frank, 1959] и, независимо, С.Н. Верновым [Вернов и др., 1958] радиационных поясов Земли одним из наиболее важных вопросов физики магнитосферы является описание динамики частиц, составляющих радиационные пояса, в частности, ускорения частиц. Радиационные пояса представляют собой две тороидальные области в магнитосфере Земли, в которых магнитным полем Земли удерживаются высокоэнергичные частицы. Первый, внутренний, радиационный пояс расположен достаточно близко к Земле ($0,2...2$ радиуса Земли, R_E , в экваториальной области) и является относительно устойчивым. Этот пояс состоит, в основном, из электронов с энергиями порядка $200...300$ кэВ и протонов с энергиями до 100 МэВ. Одним из возможных механизмов формирования внутреннего радиационного пояса являются столкновения частиц космических лучей с атомами в верхней атмосфере [Schulz, Lanzerotti, 1974]. Внешний радиационный пояс, расположенный на высотах $3...10R_E$, состоит из высокоэнергичных электронов с энергиями в несколько мегаэлектрон-вольт. Внешний пояс является очень динамичной структурой, его характеристики существенным образом определяются взаимодействием магнитосферы с солнечным ветром и значительно изменяются во время геомагнитных бурь [Тверской, 1968; Baker et al., 2013]. В качестве основных механизмов ускорения частиц во внешнем радиационном поясе

Кузичев Илья Валерьевич — младший научный сотрудник, e-mail: Mar-cuss@yandex.ru.

Шкляр Давид Рувимович — заведующий лабораторией ИКИ РАН, доктор физико-математических наук, e-mail: david@iki.rssi.ru.

рассматриваются радиальная диффузия [Chu et al., 2010; Elkington et al., 1999; Schulz, Lanzerotti, 1974] и резонансное взаимодействие волн и частиц [Horne et al., 2005a; Shklyar, Kliem, 2006; Solov'ev, Shklyar, 1986].

Механизмы высыпания и ускорения частиц связаны с нарушением сохранения так называемых адиабатических инвариантов движения [Ландау, Лифшиц, 2012; Лихтенберг, Либерман, 1985; Schulz, Lanzerotti, 1974]. У частицы в радиационном поясе, при её движении в магнитном поле Земли, которое на таких высотах можно с хорошей точностью считать дипольным, а плазму — бесстолкновительной, есть три адиабатических инварианта. Один из них — магнитный момент $\mu = p_{\perp}^2 / 2m\omega_c$, где ω_c — циклотронная частота частицы; p_{\perp} — абсолютная величина перпендикулярной, по отношению к геомагнитному полю, составляющей импульса частицы; m — масса. Этот адиабатический инвариант связан с ларморовским вращением частицы в слабо неоднородном магнитном поле. Второй инвариант, J_{\parallel} , связан с пробочной конфигурацией магнитного поля Земли, которая при определённых условиях приводит к наличию точек поворота частицы. В соответствии с определением адиабатического инварианта [Ландау, Лифшиц, 2012], $J_{\parallel} = \frac{1}{2\pi} \int p_{\parallel} ds$, где p_{\parallel} — компонента импульса вдоль магнитного поля; ds — элемент длины силовой линии. Интеграл берётся по траектории между точками поворота. Третий адиабатический инвариант связан с дрейфовым движением частиц и представляет собой закон сохранения магнитного потока через область, охватываемую траекторией частицы [Галеев, Судан, 1983]. Взаимодействие частиц с волнами в плазме, имеющими различные характерные частоты, приводит к разрушению этих трёх инвариантов, что в свою очередь ведёт как к высыпанию частиц в конус потерь (т. е. к выходу частиц из магнитной пробки), так и к ускорению. Разрушение третьего инварианта приводит к так называемой радиальной диффузии частиц. Причём, в случае сохранения первых двух инвариантов, частица увеличивает свою энергию, если диффундирует по направлению к Земле [Schulz, Lanzerotti, 1974; Tao Xin, 2009].

Радиальная диффузия считается одним из основных механизмов ускорения частиц в радиационных поясах. Однако экспериментальные данные показывают [Horne et al., 2005a], что одна только радиальная диффузия не в состоянии объяснить все особенности динамики внешнего радиационного пояса, а, следовательно, другие механизмы ускорения должны играть существенную роль. Одним из таких механизмов является резонансное взаимодействие частиц с волнами ОНЧ-диапазона, 3...30 кГц, которые распространяются в магнитосфере Земли в свистовой моде [Гинзбург, Рухадзе, 2012]. Существует два способа описания такого взаимодействия. Первый способ основывается на квазилинейной теории [Лифшиц, Питаевский, 2007] и применяется, когда рассматривается взаимодействие с волнами с широким спектром. Такое взаимодействие приводит к диффузии частиц в фазовом пространстве, т. е., в итоге, к высыпанию в конус потерь и изменению энергии частиц. Особое внимание уделяется взаимодействию с так называемыми хорами — дискретными волновыми пакетами свистовых волн с быстропеременной частотой [Tsurutani, Smith, 1974; Santolík et al., 2004]. Эти волны представляют собой распространённое волновое явление в ОНЧ-диапазоне в магнитосфере Земли, и исследованию их взаимодействия с энергичными частицами посвящено большое

количество работ [Трахтенгерц, Райкрофт, 2012; Artemyev et al., 2012; Glauert, Horne, 2005; Horne et al., 2005b; Thorne, 2010].

Квазилинейная теория не учитывает нелинейных эффектов, таких как захват частиц в резонанс. Нелинейные эффекты становятся особенно существенными, когда амплитуда волны велика. Экспериментальные данные [Cattell et al., 2008] показывают, что в магнитосфере есть волны с большими амплитудами (>200 мВ/м), для описания которых линейная теория не применима [Thorne, 2010]. Основы теории нелинейного взаимодействия частиц с волной были разработаны Томасом О'Нилом [O'Neil, 1965] применительно к нелинейной стадии затухания Ландау ленгмюровских колебаний. Существенным в теории О'Нила и её обобщений на случай других волновых мод, в том числе в магнитоактивной плазме, становится предположение, что частицы можно разделить на две группы: «холодные» частицы, дающие вклад в эрмитовскую диэлектрическую проницаемость и, следовательно, определяющие дисперсионное соотношение для собственных мод плазмы, и «горячие» частицы, участвующие в резонансном взаимодействии с волной. Точный резонанс определяется следующим соотношением между продольной скоростью нерелятивистской частицы и параметрами волны и плазмы (Алехин Ю. К., Карпман В. И., Лундин Б. В., Шкляр Д. Р. Эффекты взаимодействия электромагнитных волн, распространяющихся под углом к геомагнитному полю, с резонансными частицами в магнитосфере: Отчёт ИЗМИРАН, 1979. № 78004389) [Bell, 1984]:

$$v_{\parallel}^{(n)} = \frac{\omega - n\omega_c}{k_{\parallel}}. \quad (1)$$

Здесь ω — частота волны; n — целое число, определяющее номер резонанса; k_{\parallel} — компонента волнового вектора вдоль магнитного поля. Для частот свистового диапазона $\omega < \omega_c$, т. е. для положительных номеров n , резонансные частицы движутся навстречу волне. Частицы с продольной скоростью, близкой к резонансной, могут обмениваться энергией с волной, что приводит к раскачке или затуханию волны. При этом уравнения движения частиц, являющиеся характеристиками кинетического уравнения, решаются для заданного поля волны. Обратное влияние частиц на волну учитывается с помощью закона сохранения энергии. Условием применимости такого подхода является слабое затухание волны на характерном нелинейном времени. В неоднородной плазме картина усложняется. Резонансная скорость $v_{\parallel}^{(n)}$ и эффективная амплитуда взаимодействия становятся функциями координат. Возникают два режима взаимодействия: случай сильной неоднородности, когда захваченных частиц нет, и случай слабой неоднородности, когда эффективный потенциал (см. ниже) имеет потенциальные ямы, в которых колеблются захваченные по фазе частицы. При этом область резонансных частиц постоянно обновляется за счёт неоднородности. Кроме того, вследствие изменения во времени эффективного потенциала, захваченные частицы могут «вываливаться» из потенциальных ям, становясь пролётными, либо пролётные частицы могут захватываться в потенциальные ямы. Подробный анализ взаимодействия свистовых волн с нерелятивистскими частицами проведён в работе [Shklyar, Matsumoto, 2009].

В радиационных поясах имеются частицы релятивистских энергий, в частности, электроны с энергиями в несколько мегаэлектрон-вольт. Подход к описанию резонансного взаимодействия таких частиц с волной принципиально

не отличается от нерелятивистского случая [Albert, 1993]. В работе [Albert, 2002] было проведено численное моделирование резонансного взаимодействия электронов внешнего радиационного пояса с ОНЧ-волнами для модельных параметров плазмы и волн и показано, что нелинейное взаимодействие действительно может приводить к увеличению энергии частиц до мегаэлектрон-вольт, хотя временные масштабы ускорения оказались не очень реалистичными. Однако анализ, проведённый в работах [Albert, 1993; Albert, 2002], не содержит важную особенность релятивистского взаимодействия, обнаруженную Йошихару Омурой [Omura et al., 2007], — возможность так называемого релятивистского ускорения с поворотом (RTA — Relativistic Turning Acceleration).

Эту особенность релятивистского случая можно увидеть непосредственно из анализа выражения для резонансного импульса (в релятивистском случае удобнее пользоваться импульсами, а не скоростями):

$$p_{\parallel}^{(n)} = \frac{m\omega}{k_{\parallel}} \left\{ \gamma - \frac{n\omega_c}{\omega} \right\}, \quad (2)$$

где γ — релятивистский фактор, $\gamma = \sqrt{1 + p_{\parallel}^2/(mc)^2 + p_{\perp}^2/(mc)^2}$. Соотношение (2) не просто определяет резонансный импульс как функцию координаты подобно условию (1): резонансное условие содержит как продольный, так и поперечный импульс частицы. В нерелятивистском случае в свистовом диапазоне частот $v_{\parallel}^{(n)} k_{\parallel} < 0$, при $n > 0$, в релятивистском же, как видно из формулы (2), при достаточно больших γ разность в скобках может оказаться равной нулю. В работах [Omura et al., 2007; Fujiya et al., 2008] проведён детальный теоретический и численный анализ RTA для случая взаимодействия с волнами, распространяющимися вдоль геомагнитного поля, когда есть только первый циклотронный резонанс, $n = 1$. Показано, что такой процесс может быть весьма эффективным механизмом ускорения частиц в радиационных поясах.

Целью настоящей работы является исследование релятивистских эффектов взаимодействия частиц со свистовыми волнами, распространяющимися под произвольным углом к магнитному полю Земли. Следует отметить, что особый интерес к волнам, распространяющимся вдоль геомагнитного поля, связан не только с тем, что это упрощает вычисления, но и с реальной физической картиной распространения ОНЧ-волн в магнитосфере. Свистовые волны в магнитосфере могут захватываться в так называемые магнитосферные дакты: области повышенной или пониженной плотности, вытянутые вдоль силовых линий магнитного поля [Helliwell, 1965; Storey, 1953]. В этом случае волновой вектор остаётся направленным практически вдоль магнитного поля. Тем не менее, захват волн в магнитосферный дакт происходит далеко не всегда, что подтверждается наблюдениями так называемых магнитосферно отражённых свистов [Smith, Angerami, 1968; Shklyar et al., 2004], чьё происхождение связано с неактивированным распространением. Таким образом, исследование взаимодействия частиц с волнами, распространяющимися под углом к геомагнитному полю, представляет несомненный интерес. В данной работе мы рассматриваем взаимодействие с монохроматической волной от постоянно действующего источника, которым может быть наземный ОНЧ-передатчик или высокочастотный передатчик, разогревающий ионосферу [Kuo et al., 2013; Lehtinen, Inan, 2008].

Статья имеет следующую структуру: в параграфе 1 обсуждаются вопросы восстановления распределения поля с помощью геометрической оптики. В параграфе 2 приводятся основные уравнения, описывающие взаимодействие частиц с волной. В параграфе 3 представлены численные результаты: для полученного распределения поля рассчитываются резонансные импульсы и эффективные амплитуды взаимодействия для различных резонансов.

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СВИСТОВЫХ ВОЛН ОТ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА

Рассмотрим распространение в магнитосфере волн от монохроматического ОНЧ-передатчика, расположенного, для определённости, в южном полушарии. Распространение свистовых волн в нижней ионосфере, где существенны процессы отражения и поглощения, требует отдельного описания [Lehtinen, Inan, 2008; Kuzichev, Shklyar, 2010], что выходит за рамки данной работы. Воспользуемся упрощённым описанием: будем считать, что в некоторой области широт на высоте 600 км имеются свистовые волны с частотой ω . Если такие волны распространяются из нижней ионосферы, можно считать, что их волновые векторы направлены почти вертикально [Lehtinen, Inan, 2008] по отношению к поверхности Земли. Дальнейшее распространение волн в магнитосфере можно рассматривать в рамках геометрической оптики [Shklyar et al., 2004]. Основные уравнения геометрической оптики, описывающие лучевую траекторию $\mathbf{r}(t)$ и изменение волнового вектора $\mathbf{k}(t)$, имеют вид

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{\partial\omega(\mathbf{k}, \mathbf{r})}{\partial\mathbf{k}} \equiv \mathbf{v}_g, \quad \frac{d\mathbf{k}}{dt} = -\frac{\partial\omega(\mathbf{k}, \mathbf{r})}{\partial\mathbf{r}}, \quad (3)$$

где $\omega(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ — частота волны, определяемая локальным дисперсионным соотношением [Гинзбург, Рухадзе, 2012]; \mathbf{v}_g — групповая скорость. К этим уравнениям необходимо добавить уравнение для амплитуды поля, выражающее собой закон сохранения энергии:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{v}_g U) = 0. \quad (4)$$

Здесь U — плотность энергии электромагнитного поля [Shklyar, Matsumoto, 2009]

$$U = \frac{1}{16\pi\omega} \frac{\partial}{\partial\omega} \left(\omega^2 \varepsilon_{ij} \right) E_{0i}^* E_{0j}, \quad (5)$$

где ε_{ij} — тензор диэлектрической проницаемости плазмы; $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{a}$; E_0 — комплексная амплитуда поля; \mathbf{a} — поляризационный вектор. Уравнение (4) не учитывает затухания волн, как связанного со столкновениями, так и за счёт резонансного взаимодействия с частицами плазмы. На рассматриваемых высотах (>400 км) плазму можно с хорошей точностью считать бесстолкновительной, а обмен энергией с резонансными частицами учитывается добавлением в правую часть соотношения (4) выражения $2\Gamma U$, где Γ — декремент затухания волны (или инкремент нарастания в случае неустойчивости). В подходе О'Нила декремент вычисляется с помощью решения уравнений движения частиц в поле волны заданной амплитуды, т. е. в нулевом приближении для восстановления

амплитуды поля вдоль лучевых траекторий нужно пользоваться формулой (4), которая в стационарном случае монохроматической волны переходит в $\text{div}(\mathbf{v}_g U) = 0$.

Мы ограничимся высотами до $5...6R_E$, на которых магнитное поле Земли адекватно описывается дипольной моделью. Тогда удобно использовать дипольную систему координат $\{L, \Phi, M\}$, ось M которой направлена вдоль внешнего геомагнитного поля \mathbf{B}_0 (см. рис. 1, где изображены изолинии $L = \text{const}$). При условии, что центр диполя расположен в начале декартовой системы координат $\{x, y, z\}$, а ось z направлена вдоль оси диполя, дипольные координаты L, Φ и M выражаются через декартовы координаты следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} L(x, y, z) &= \frac{1}{R_E} \frac{r^3}{x^2 + y^2}, \\ \Phi(x, y, z) &= \arctan\left(\frac{y}{x}\right), \\ M(x, y, z) &= R_E^2 \frac{z}{r^3}, \\ r &\equiv (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

При этом соответствующие коэффициенты Ламэ имеют вид

$$\left. \begin{aligned} h_L &= \frac{R_E}{(1 + \Lambda)(1 + 4\Lambda)^{1/2}}, \\ h_\Phi &= \frac{R_E L}{(1 + \Lambda)^{3/2}}, \\ h_M &= \frac{R_E L^3}{(1 + \Lambda)^{5/2}(1 + 4\Lambda)^{1/2}}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Здесь $\Lambda = z^2/(x^2 + y^2)$ представляет собой квадрат тангенса геомагнитной широты λ . Геомагнитная широта λ — это угол между радиус-вектором и геомагнитной экваториальной плоскостью (x, y) . Координата L называется L -оболочкой или параметром Мак-Илвайна. В дипольной системе координат циклотронная частота (как электронов, так и ионов) выражается через соответствующую циклотронную частоту на экваторе на поверхности Земли $\omega_{c,ci}^{eq}$ следующим образом:

$$\omega_{c,ci} = \omega_{c,ci}^{eq} \frac{(1 + 3\sin^2 \lambda)^{1/2}}{L^3 \cos^6 \lambda}.$$

При расчётах использовалось следующее значение электронной циклотронной частоты на экваторе: $\omega_c^{eq} = 5,45 \cdot 10^6$ рад/с.

Использовалась гиротропная модель для плотности плазмы, т. е. плазменная частота задавалась соотношением

$$\omega_p^2 = \omega_0^2 \left(\frac{\omega_c}{\omega_c^{eq}} \right)^d.$$

В расчётах $d = 1$, нормировочный фактор $\omega_0 = 6,3 \cdot 10^6$ рад/с.

Дисперсионное соотношение для свистовых волн в плотной плазме ($\omega_c^2 < \omega_p^2$) имеет вид [Shklyar et al., 2004]

$$\omega^2 = \frac{\omega_{LH}^2}{1 + q^2/k^2} + \frac{\omega_c^2 \cos^2 \theta}{(1 + q^2/k^2)^2}. \quad (8)$$

Здесь $q = \omega_p/c$, c — скорость света; θ — угол волновой нормали, т.е. угол между волновым вектором и магнитным полем Земли. Уточним, что здесь и далее мы рассматриваем двумерную задачу, т.е. считаем, что волновой вектор лежит в плоскости (x, z) . Поскольку параметры среды не зависят от азимутальной координаты, такое предположение не противоречит уравнениям (3). Квадрат нижнегибридной частоты:

$$\omega_{LH}^2 = \frac{1}{M_{eff}} \frac{\omega_p^2 \omega_c^2}{\omega_p^2 + \omega_c^2}, \quad \frac{1}{M_{eff}} = \frac{m_e}{n_e} \sum_{ions} \frac{n_i}{m_i},$$

где $n_{e,i}$ — плотности электронов и ионов. Нами использовалась феноменологическая модель нижнегибридной частоты:

$$\omega_{LH}^2 = \frac{\omega_c^2}{1840} \left(1 - \frac{L}{L+1} \sin \left[\pi \frac{L+2/3}{L-2/3} \left(M^2 - \frac{0,03(L-4/3)}{(L-1)^2 + 0,03} \right) \right] \right)^2.$$

Как было указано выше, мы будем рассматривать упрощённую картину генерации волн, считая, что источник «засвечивает» некую область широт на высоте 600 км. Частота волн $f \equiv \omega / 2\pi = 5$ кГц, волновой вектор направлен по нормали к поверхности Земли. Также будем полагать, что все они имели одинаковую амплитуду в точке старта. Безусловно, это весьма сильные допущения, тем не менее, такая картина позволяет рассмотреть особенности распределения параметров монохроматической свистовой волны в магнитосфере и, соответственно, параметров резонансного взаимодействия частиц с этой волной. В данной работе мы не будем учитывать нижнегибридное отражение волн [Kituga, 1985], поскольку ограничимся рассмотрением нелинейного взаимодействия на одной L -оболочке и вблизи экватора, а магнитосферно отражённые волны обычно уходят на более низкие L -оболочки.

Траектории волн, чьи точки старта расположены в широтах $\lambda = [-50^\circ, -43^\circ]$ (южное полушарие), изображены на рис. 1. Мы рассматриваем стационарную картину, т.е. считаем, что источник поддерживает монохроматическое поле постоянно. Для частицы, чьё движение происходит, например, вдоль магнитной силовой линии $L = 3,5$ из северного полушария, это означает, что она входит в область со свистовой волной там, где крайняя лучевая траектория пересекает данную L -оболочку, и выходит там, где нет пересечений с лучевыми траекториями. Поэтому, найдя пересечения всех траекторий с заданной L -оболочкой, мы можем восстановить распределения параметров волны, таких как угол волновой нормали θ , показатель преломления N и амплитуда волны E_0 , вдоль траектории ведущего центра частицы. Напомним, что в отсутствие поля волны траектория частицы представляет собой винтовую линию, намотанную на силовую линию магнитного поля Земли. На рис. 2 представлены различные параметры волны вдоль фиксированной L -оболочки, $L = 3,5$.

Приведён график отношения электронной циклотронной частоты к частоте волны, поскольку именно это отношение определяет резонансную энергию частицы в точке, где резонансный импульс обращается в нуль (2). Отметим важное свойство неактивированных свистовых волн [Kimura, 1985; Shklyar et al., 2004]: при распространении вдоль магнитосферной траектории показатель преломления и угол волновой нормали увеличиваются, волна переходит в так называемый квазиэлектростатический режим распространения. Кроме того, траектории волн с близкими начальными условиями расходятся в области магнитного экватора, а затем снова сходятся в северном полушарии, как можно видеть на рис. 1. Это означает, что сечение лучевой трубки, увеличивающееся к экватору, за ним начинает уменьшаться, что, с учётом уменьшения групповой скорости, приводит к нарастанию амплитуды волны после пересечения магнитного экватора в соответствии с законом сохранения энергии.

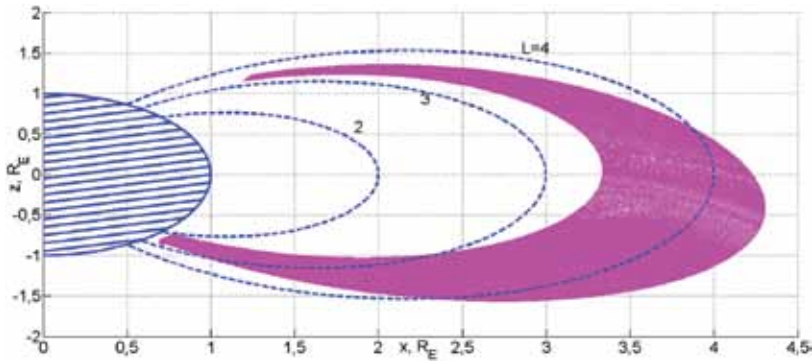


Рис. 1. Магнитосферные траектории свистовых волн с частотой $f = 5$ кГц от источника в южном полушарии

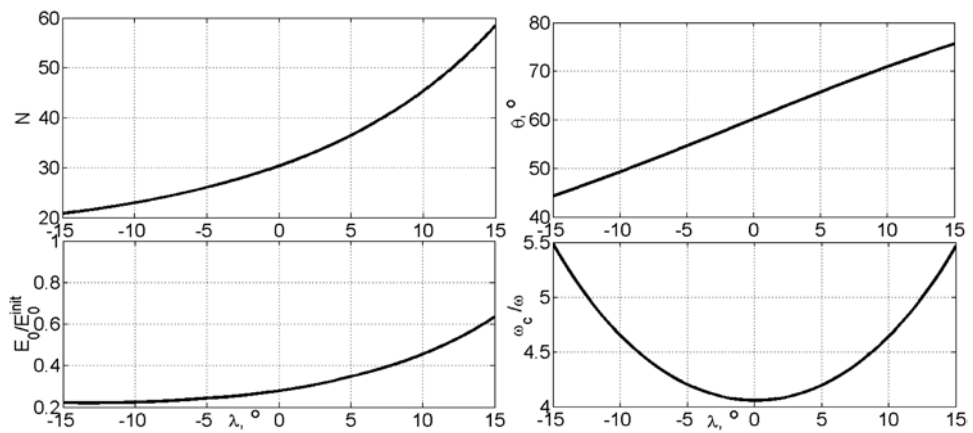


Рис. 2. Распределение параметров волн вблизи геомагнитного экватора. Частота волн $f = 5$ кГц. Верхние графики — показатель преломления $N = kc/\omega$ (слева), угол волновой нормали θ (справа). Нижние: нормированная на начальную амплитуда поля (слева), отношение циклотронной частоты к частоте волны (справа)

2. РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ СО СВИСТОВОЙ ВОЛНОЙ

При выводе уравнений, описывающих резонансное взаимодействие частиц с волной, будем пользоваться гамильтоновым формализмом. Для нерелятивистского гамильтониана строгий вывод уравнений и обсуждение границ применимости содержится в работе [Shklyar, Matsumoto, 2009]. Основная идея заключается в использовании канонических преобразований для выделения отдельных резонансов. В итоге, если можно воспользоваться приближением изолированных резонансов, и есть интеграл движения, гамильтониан приводится к виду гамильтониана нелинейного маятника с медленно изменяющейся частотой в линейном потенциальном поле, описывающем влияние неоднородности. Уравнения, справедливые для релятивистского случая, выводятся в работе [Albert, 1993]. Тем не менее, чтобы лучше увидеть особенности релятивистского случая, приведём основные этапы перехода от точного гамильтониана релятивистской частицы к резонансному. Гамильтониан релятивистского электрона в поле волны и внешнем магнитном поле имеет вид

$$H = mc^2 \sqrt{1 + \frac{1}{m^2 c^2} \left(\mathbf{P} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2}. \quad (9)$$

Здесь канонически сопряжёнными переменными служат декартова координата \mathbf{r} и канонический импульс \mathbf{P} : $\mathbf{P} = \mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A}$, где \mathbf{p} — обычный импульс частицы. Каноническими импульсами, сопряжёнными дипольным координатам (6), являются величины $\bar{p}_i = h_i P_i$, $i = \{L, \Phi, M\}$, где P_i — проекции канонического импульса, сопряжённого декартовым координатам, на соответствующие оси дипольной системы координат; h_i — коэффициенты Ламе (7). Здесь и далее мы используем калибровку потенциалов поля, в которой скалярный потенциал $\phi = 0$, а полный векторный потенциал, через который выражается электромагнитное поле волны и магнитное поле Земли, имеет вид

$$\mathbf{A} = \frac{a_E(L)}{h_\Phi} \mathbf{e}_\Phi + \text{Re} \left\{ A_0 \mathbf{a}(\mathbf{r}, t) \exp(i\Psi(\mathbf{r}, t)) \right\}, \quad a_E(L) = -\frac{B_E R_E^2}{L}, \quad (10)$$

где \mathbf{e}_Φ — орт дипольной системы координат в азимутальном направлении; B_E — модуль напряжённости магнитного поля на поверхности Земли на геомагнитном экваторе; A_0 — комплексная амплитуда волны; Ψ — фаза волны; \mathbf{r} предполагается выраженным через дипольные координаты согласно (6).

Поскольку гамильтониан не зависит от координаты Φ , соответствующий канонический импульс сохраняется. Определим величину L_0 как решение следующего уравнения:

$$L_0 : \bar{p}_\Phi + \frac{e}{c} a_E(L_0) = 0. \quad (11)$$

Отметим, что выбор L_0 , т.е. силовой линии, на которую намотана траектория частицы, фиксирует интеграл движения \bar{p}_Φ , и наоборот. Удобно перейти от координаты L к координате $l = L - L_0$. Будем считать, что ларморовский радиус частицы много меньше характерного масштаба неоднородности, тогда все

функции от L можно разложить по степеням l , поскольку l — порядка ларморовского радиуса частицы. В частности, фазу волны представим в виде

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \int k_{\parallel} h_M dM + k_{\perp} h_L l - \omega t + \frac{\pi}{2}. \quad (12)$$

С учётом того, что в поляризационных коэффициентах свистовых волн можно выбрать a_L - и a_M -компоненты действительными, а a_{Φ} -компоненту чисто мнимой [Shklyar, Matsumoto, 2009], для векторного потенциала волны

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}[A_0 \mathbf{a}(\mathbf{r}, t) \exp(i\Psi(\mathbf{r}, t))] &= \{-a_L |A_0| \sin \xi; i a_{\Phi} |A_0| \cos \xi; -a_M |A_0| \sin \xi\}, \\ \xi &= \Psi(\mathbf{r}, t) + \alpha_0, \quad A_0 = |A_0| \exp(i\alpha_0). \end{aligned}$$

Перейдём от канонических переменных (\bar{p}_L, l) , (\bar{p}_M, M) к каноническим переменным (μ, φ) , (p_{\parallel}, s) с помощью производящей функции

$$\begin{aligned} F(p_{\parallel}, M, l, \varphi) &= p_{\parallel} \int h_M dM + \frac{ml^2 \operatorname{ctg} \varphi}{2} h_L^2 \omega_c; \\ \omega_c &= \frac{e}{mc} \frac{1}{h_L h_{\Phi}} \left. \frac{\partial a_E}{\partial L} \right|_{L=L_0}. \end{aligned}$$

Соотношения между старыми и новыми переменными имеют вид

$$\begin{aligned} s &= \int h_M dM, \quad \bar{p}_M = p_{\parallel} h_M + \frac{ml^2 \operatorname{ctg} \varphi}{2} \frac{\partial}{\partial M} (h_L^2 \omega_c), \\ h_L l &= \left(\frac{2\mu}{m\omega_c} \right)^{1/2} \sin \varphi, \quad \frac{\bar{p}_L}{h_L} = (2\mu m \omega_c)^{1/2} \cos \varphi. \end{aligned}$$

Раскладывая гамильтониан в ряд по малым параметрам, т. е. по амплитуде поля волны и отношению ларморовского радиуса к масштабу неоднородности, получим, в первом порядке, гамильтониан

$$H = mc^2 \gamma_0(p_{\parallel}, s, \mu) - \frac{e |A_0|}{\gamma_0} \sum_n V_n \sin \xi_n. \quad (13)$$

В этом гамильтониане мы пренебрегли малыми слагаемыми, связанными с неоднородностью, оставив только резонансные члены. Величины, входящие в гамильтониан (13):

$$\left. \begin{aligned} \gamma_0 &= \sqrt{1 + \frac{2\mu\omega_c}{mc^2} + \frac{p_{\parallel}^2}{(mc)^2}}, \\ \xi_n &= \int k_{\parallel} ds + n\varphi - \omega t + \alpha_0; \\ V_n &= \left[\frac{n\omega_c}{k_{\perp} c} a_L + \frac{p_{\parallel}}{mc} a_M \right] J_n(\rho) - \frac{i\rho\omega_c}{k_{\perp} c} a_{\Phi} J'_n(\rho); \\ \rho &= k_{\perp} \left(\frac{2\mu}{m\omega_c} \right)^{1/2}, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где J_n — функция Бесселя порядка n , а штрихом обозначена её производная по аргументу ρ . Отметим, что канонический импульс μ является первым ади-

адиабатическим инвариантом при движении в слабо неоднородном магнитном поле Земли (см. введение). Координата s представляет собой длину вдоль данной магнитной линии, φ — гирофаза частицы. Чтобы увидеть, в чём суть резонансного взаимодействия, выпишем уравнения движения, соответствующие гамильтониану (13):

$$\left. \begin{aligned} \frac{ds}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial p_{\parallel}} = \frac{p_{\parallel}}{m\gamma_0} - \frac{e|A_0|}{\gamma_0} \sum \frac{\partial V_n}{\partial p_{\parallel}} \sin \xi_n + \frac{e|A_0|}{\gamma_0^3} \frac{p_{\parallel}}{m^2 c^2} \sum V_n \sin \xi_n, \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial \mu} = \frac{\omega_c}{\gamma_0} - \frac{e|A_0|}{\gamma_0} \sum \frac{\partial V_n}{\partial \mu} \sin \xi_n + \frac{e|A_0|}{\gamma_0^3} \frac{\omega_c}{m c^2} \sum V_n \sin \xi_n, \\ \frac{dp_{\parallel}}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial s} = -\frac{\mu}{\gamma_0} \frac{\partial \omega_c}{\partial s} + \frac{e|A_0|}{\gamma_0} k_{\parallel} \sum V_n \cos \xi_n, \\ \frac{d\mu}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial \varphi} = \frac{e|A_0|}{\gamma_0} \sum n V_n \cos \xi_n, \\ \frac{dH}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{e|A_0|}{\gamma_0} \omega \sum V_n \cos \xi_n. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Изменение адиабатического инварианта μ и кинетической энергии частицы $W = H$ определяется, как видно из (15), только взаимодействием с волной. Фаза ξ_n является, в общем случае, быстропеременной величиной, поэтому соответствующие синусы и косинусы в правых частях (15) усредняются и дают нуль. Однако при некоторых условиях фаза может изменяться медленно, в этом случае частица находится в резонансе с волной. Эти резонансные условия имеют вид

$$\frac{d\xi_n}{dt} \approx k_{\parallel} \frac{p_{\parallel}}{m\gamma_0} + n \frac{\omega_c}{\gamma_0} - \omega = 0 \rightarrow p_{\parallel}^{(n)} = m \frac{\omega\gamma_0 - n\omega_c}{k_{\parallel}}. \quad (16)$$

Резонансы, отвечающие разным n , отстоят друг от друга как минимум на $m\omega_c/k_{\parallel}$, и если ширина резонанса [Shklyar, Matsumoto, 2009] не превышает этой величины, то можно воспользоваться приближением изолированных резонансов. В этом случае в гамильтониане (13), а, следовательно, и в уравнениях движения (15), можно оставить одно слагаемое в сумме по n . В рамках приближения изолированных резонансов из последних двух уравнений системы (15) следует, что величина

$$h_n = nH - \omega\mu \quad (17)$$

является интегралом движения.

Важное отличие соотношения (16) от нерелятивистского резонансного условия (1) заключается в том, что (16) определяет резонансный импульс как функцию не только координаты s , но и μ . Воспользовавшись интегралом движения (17), можно выразить резонансный импульс как функцию h_n и s с той же точностью, что и (16):

$$p_{\parallel}^{(n)} = \pm \frac{m\omega}{k_{\parallel}} \sqrt{\left(\frac{n\omega_c}{\omega}\right)^2 - \left[\frac{2\omega_c}{\omega} \frac{h_n}{m c^2} - 1 - \frac{n^2 \omega_c^2}{k_{\parallel}^2 c^2}\right] \frac{1}{1 - \omega^2/k_{\parallel}^2 c^2}}. \quad (18)$$

Из соотношения (18) следует, что для каждого фиксированного значения параметров n , h_n и каждой точки s может существовать два резонансных импульса, отличающихся знаком. В действительности, не обязательно два, поскольку соответствующие резонансные γ_0

$$\gamma_0^{(n)} = \frac{n\omega_c}{\omega} \pm \sqrt{\left(\frac{n\omega_c}{\omega}\right)^2 - \left[\frac{2\omega_c}{\omega} \frac{h_n}{mc^2} - 1 - \frac{n^2\omega_c^2}{k_{\parallel}^2 c^2}\right] \frac{1}{1 - \omega^2/k_{\parallel}^2 c^2}} \quad (19)$$

должны быть больше 1. Соответственно, один из корней (или даже оба) может не удовлетворять этому условию. В частности, для резонанса Ландау $n = 0$ смысл имеет только положительный корень. Оба решения (19) сливаются, когда $p_{\parallel}^{(n)} = 0$, т.е. равно нулю подкоренное выражение. Это соответствует РГА (см. введение), исследованному Омурой [Omura et al., 2007] для случая продольного распространения, когда есть только первый циклотронный резонанс $n = 1$.

В приближении изолированных резонансов, используя интеграл (17), можно понизить порядок системы уравнений (15). Несмотря на то, что в этом случае мы имеем дело с двумерной гамильтоновой системой, которую с помощью одного интеграла движения можно свести к одномерной, удобнее перейти к системе трёх дифференциальных уравнений. Таким образом, мы избежим сложностей, связанных с наличием нулевых решений для резонансного импульса. Упрощённая система уравнений имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \xi_n}{dt^2} &= \beta^{(n)}(s, h_n) \cos \xi_n - \alpha^{(n)}(s, h_n); \\ \frac{ds}{dt} &= \frac{p_{\parallel}^{(n)}}{m \gamma_0^{(n)}}; \\ \beta^{(n)}(s, h_n) &= \frac{k_{\parallel}^2}{m \left(\gamma_0^{(n)}\right)^2} e |A_0| V_n \left[1 - \frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2 c^2} \right]; \\ \alpha^{(n)}(s, h_n) &= \frac{k_{\parallel}}{m \left(\gamma_0^{(n)}\right)^2} \left[\left(\frac{n \gamma_0^{(n)} mc^2 - h_n}{\omega} - \frac{np_{\parallel}^{(n)}}{k_{\parallel}} \right) \frac{\partial \omega_c}{\partial s} - \frac{\left(p_{\parallel}^{(n)}\right)^2}{k_{\parallel} m} \frac{\partial k_{\parallel}}{\partial s} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

При расчётах вместе с системой (20) удобно интегрировать также закон сохранения энергии

$$\frac{dH}{dt} = \frac{e |A_0|}{\gamma_0^{(n)}} \omega V_n \cos \xi_n.$$

Функции $\beta^{(n)}$ и $\alpha^{(n)}$ являются медленными функциями координаты, поэтому в уравнении для s можно пренебречь слагаемыми, пропорциональными полю. Функция $\beta^{(n)}$ представляет собой эффективную амплитуду взаимодействия, а $\alpha^{(n)}$ связана с неоднородностью. Если рассматривать эти функции как постоянные, то уравнение для фазы представляет собой уравнение нелинейного маятника с постоянной вынуждающей силой. Возможны две ситуации: случай сильной неоднородности, когда $\alpha^{(n)} > \beta^{(n)}$, и случай слабой неоднород-

ности, когда имеет место обратное соотношение. В случае сильной неоднородности эффективный потенциал $U = -\beta^{(n)}\sin\xi_n + \alpha^{(n)}\xi_n$ не имеет минимумов. Следовательно, резонансное взаимодействие сводится к отражению (по фазе) частицы в точке точного резонанса. Такие частицы называют пролётными. В случае слабой неоднородности возникает ещё одна группа частиц, которые находятся в потенциальных ямах U . Это захваченные частицы, они взаимодействуют с волной наиболее сильно. Если учесть медленную зависимость $\beta^{(n)}$ и $\alpha^{(n)}$ от координаты, сепаратриса, отделяющая в фазовом пространстве область захваченных частиц от области пролётных, начнёт изменяться, и через неё захваченные частицы смогут проникать в область пролётных, т. е. выходить из захвата, и наоборот [Albert, 1993].

Отметим, что среднее изменение энергии захваченной частицы нетрудно получить из следующих соображений: ξ_n для такой частицы изменяется со временем периодически, поэтому среднее от её второй производной равно нулю. Тогда, используя выражение (20), можно выразить $\cos\xi_n$ через $\beta^{(n)}$ и $\alpha^{(n)}$. Подставив соответствующее выражение в закон сохранения энергии (последняя формула в соотношениях (15)), получим

$$\frac{d\overline{H_T}}{dt} = \frac{\alpha^{(n)}(s, h_n)}{k_{\parallel}^2} \frac{m\omega\gamma_0^{(n)}}{\left[1 - \omega^2/k_{\parallel}^2 c^2\right]}. \quad (21)$$

Из этого соотношения видно, что изменение энергии определяется знаком $\alpha^{(n)}$ (а также знаком выражения в знаменателе, но вблизи экватора для волн вдали от резонансного конуса это положительная величина).

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Имея распределения параметров поля вдоль заданной L -оболочки L_0 , мы можем построить зависимости резонансных импульсов для различных резонансов, эффективных амплитуд взаимодействия и неоднородности вдоль траектории частицы с соответствующей L_0 (11). На рис. 3–5 представлены $p_{\parallel}^{(n)}$, $\gamma_0^{(n)}$, ρ (14), $\beta^{(n)}$ и $\alpha^{(n)}$ как функции геомагнитной широты для нескольких значений интеграла движения h_n (17) (на графиках приведены нормированные на mc^2 значения h_n) и для различных резонансов. Для функций $\beta^{(n)}$ и $\alpha^{(n)}$ приведены графики только для некоторых значений h_n , чтобы не перегружать рисунок. Все расчёты выполнены для $L_0 = 3,5$, а область рассматриваемых широт — интервал $[-15^\circ, 15^\circ]$. Выбор такого интервала связан с тем, что в этой области нелинейное взаимодействие наиболее эффективно, поскольку эта область отвечает наименьшим по абсолютной величине значениям резонансного импульса, а следовательно, максимальному числу резонансных частиц, и именно здесь существуют захваченные частицы, изменение энергии которых наиболее существенно. Амплитуда волн в точке старта была выбрана равной 300 мВ/м. При этом в районе экватора амплитуда составляла порядка 100 мВ/м согласно расчётам (см. рис. 2). Как видно из графиков для резонансного импульса для первого и второго циклотронного резонанса (правые верхние панели рис. 4, 5), при фиксированном значении h_n имеется либо два корня, либо вообще ни одного. Случай, когда есть только один корень, также возможен, если выбрать,

например, $h_n < 0$. Отметим, что знак импульса согласован с направлением распространения волны, а именно: отрицательный импульс означает, что частица движется навстречу волне (в рассматриваемой задаче это означает, что частица движется с севера на юг).

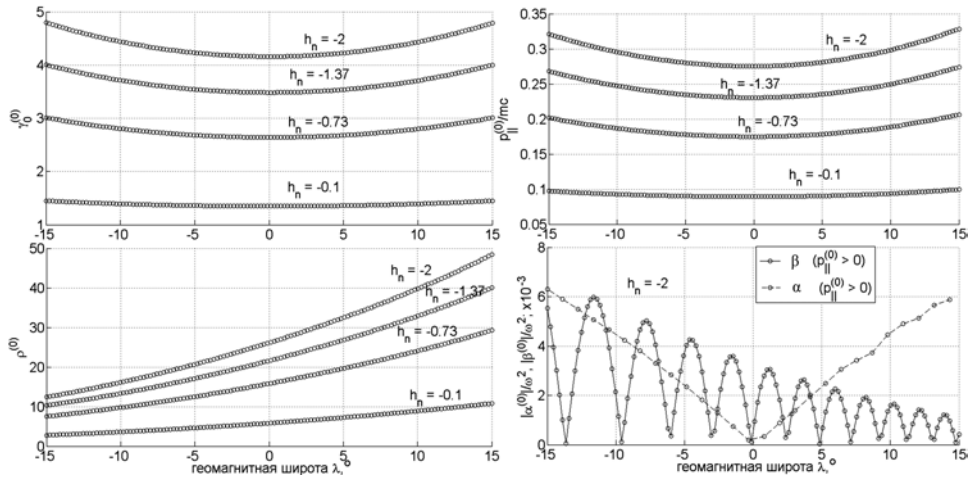


Рис. 3. Параметры резонансного взаимодействия электронов с волной вблизи экватора для резонанса Ландау $n = 0$. Верхние графики: резонансные энергия (слева) и импульс (справа). Нижние графики: ρ (14) (слева) и абсолютные значения эффективной амплитуды $\beta^{(0)}$ (сплошная линия) и параметра неоднородности $\alpha^{(0)}$ (пунктирная линия). Кружочки соответствуют положительному корню для резонансного импульса (18). Для данного резонанса существует только положительный корень

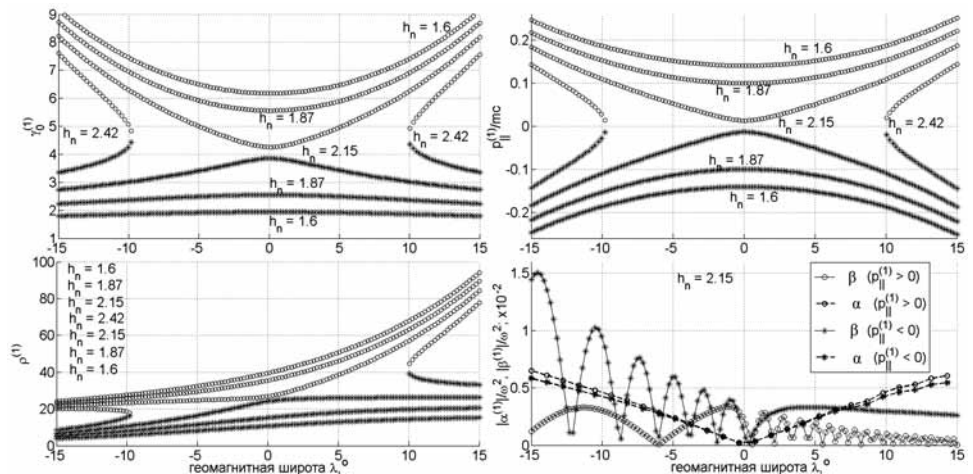


Рис. 4. Параметры резонансного взаимодействия электронов с волной вблизи экватора для первого циклотронного резонанса $n = 1$. Верхние графики: резонансные энергия (слева) и импульс (справа). Нижние графики: ρ (14) (слева) и абсолютные значения эффективной амплитуды $\beta^{(1)}$ (сплошная линия) и параметра неоднородности $\alpha^{(1)}$ (пунктирная линия). Кружочки соответствуют положительному корню для резонансного импульса (18), звёздочки — отрицательному. Частицы с отрицательным импульсом движутся навстречу волне

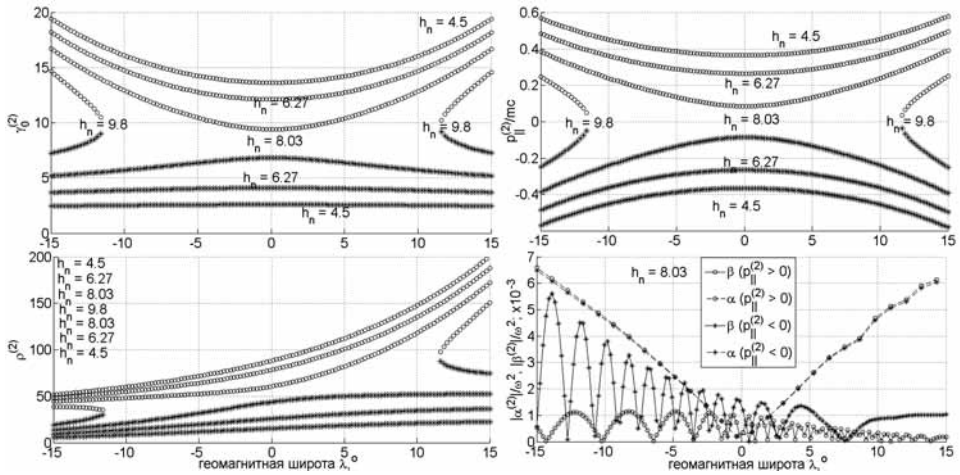


Рис. 5. Параметры резонансного взаимодействия электронов с волной вблизи экватора для первого циклотронного резонанса $n = 2$. Верхние графики: резонансные энергии (слева) и импульс (справа). Нижние графики: ρ (14) (слева) и абсолютные значения эффективной амплитуды $\beta^{(2)}$ (сплошная линия) и параметра неоднородности $\alpha^{(2)}$ (пунктирная линия). Кружочки соответствуют положительному корню для резонансного импульса (18), звёздочки — отрицательному. Частицы с отрицательным импульсом движутся навстречу волне

Из представленных графиков и анализа выражений для $\gamma_0^{(n)}$ (19) можно сделать следующие выводы о топологии корней для резонансного импульса. При отрицательных h_n имеется один положительный корень. По мере увеличения h_n подкоренное выражение в соотношении (19) уменьшается и, при некотором положительном h_n , появляется второй, отрицательный, корень для резонансного импульса. Дальнейшее увеличение h_n приводит к тому, что оба корня (18) подходят всё ближе к нулю в области геомагнитного экватора. При некотором значении h_n^* корни обращаются в нуль на экваторе. При $h_n > h_n^*$ положительный и отрицательный резонансный импульсы обращаются в нуль в точках до и после экватора, а в области вблизи экватора решения при данном h_n отсутствуют. Нетрудно найти область значений h_n , при которых резонансный импульс обращается в нуль на данных широтах, и, следовательно, может иметь место РТА. Условие обращения в нуль выражения (18)

$$h_n^* = mc^2 \frac{\omega}{2\omega_c} \left(1 + n^2 \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right) \approx mc^2 n^2 \frac{\omega_c}{2\omega}. \quad (22)$$

Последняя оценка следует из соотношения между циклотронной частотой и частотой волны $\omega^2 \ll n^2 \omega_c^2$, $|n| \geq 1$ (см. правую нижнюю панель рис. 2). Это соотношение не выполняется для резонанса $n = 1$ в случае волн с частотой, близкой к ω_c . Циклотронная частота изменяется от минимального значения на экваторе до максимального, которого она достигает на наиболее удалённой от экватора границе рассматриваемой области широт. Для используемых численных значений параметров искомые значения h_n лежат в интервале от $h_n^* = 2,16mc^2$ до $2,84mc^2$ для первого циклотронного резонанса. При больших

значениях h_n корней в рассматриваемой области широт нет. Из соотношения (22) следует, что для более высоких резонансов нижняя граница области значений h_n , при которых может существовать РТА, h_n^* , увеличивается как n^2 . Из выражения (19) тогда следует $\gamma_0^{(n)}(h_n^*)/n \approx \text{const}$. Возможность захвата частицы зависит от соотношения между $\beta^{(n)}$ и $\alpha^{(n)}$. Как можно видеть из определения этих функций в соотношениях (20), $\beta^{(n)}$ обратно пропорциональна квадрату $\gamma_0^{(n)}$, в то время как для $\alpha^{(n)}$ это не так. В частности, на рис. 4 (правая нижняя панель, где приведены модули соответствующих величин) видно, что $\alpha^{(n)}$ даже увеличивается при увеличении $\gamma_0^{(n)}$. И, хотя вблизи экватора, где $\alpha^{(n)}$ обращается в нуль и меняет знак, всегда есть область слабой неоднородности, приведённые соображения и численные результаты демонстрируют, что РТА если и возможно, то эффективность его в рассматриваемой модели распределения параметров поля весьма невелика.

Важным с точки зрения эффективности нелинейного взаимодействия является также тот факт, что эффективная амплитуда поля быстро осциллирует в рассматриваемой области широт. Это связано с поведением функций Бесселя, аргумент которых, ρ , существенно изменяется в этой области широт (см. также [Solov'ev, Shklyar, 1986]). Как известно, при больших значениях параметра поведение функции Бесселя — квазипериодическое. Именно с этим связаны осцилляции эффективной амплитуды. Эти осцилляции приводят к тому, что все частицы периодически выходят из захвата, а затем, когда $|\beta^{(n)}|$ снова становится больше $|\alpha^{(n)}|$, область захваченных частиц пополняется новыми частицами. Быстрое изменение ρ связано, в первую очередь, с увеличением показателя преломления и угла волновой нормали, которое приводит к увеличению поперечной компоненты волнового вектора. Так, даже в случае резонанса Ландау, когда μ сохраняется (см. соотношение (17)), ρ существенно возрастает в направлении распространения волны (см. рис. 3). Для ненулевых резонансов изменение μ в соответствии с соотношением (17) приводит к интересному эффекту (см. рис. 4, 5): ρ быстрее изменяется для тех частиц, которые удаляются от экватора. В то же время $\alpha^{(n)}$ положительна в северном полушарии и отрицательна в южном. Благодаря этой асимметрии, захваченная частица, движущаяся с севера к экватору и увеличивающая свою энергию, при переходе через экватор не отдаст всю приобретённую энергию обратно волне, а выйдет из захвата из-за осцилляций эффективной амплитуды. На рис. 6 приведены зависимости от широты параметров частицы, захваченной в первый циклотронный резонанс в северном полушарии и движущейся к экватору, с $h_1 = 2,15$. Изначально частица увеличивает свою энергию, в соответствии с выражением (21). Непосредственно за экватором эффективная амплитуда проходит через нуль, и частица выходит из резонанса и может изменять свою энергию как пролётная частица, при этом знак этого изменения может быть любым, либо снова может захватиться, в этом случае энергия будет уменьшаться. Однако благодаря осцилляциям эффективной амплитуды изменение энергии в захвате уже не будет столь существенным, как до экватора. Следует отметить, что выбранное значение $h_1 = 2,15$ соответствует довольно высокой начальной энергии частицы: $\gamma = 3,26$.

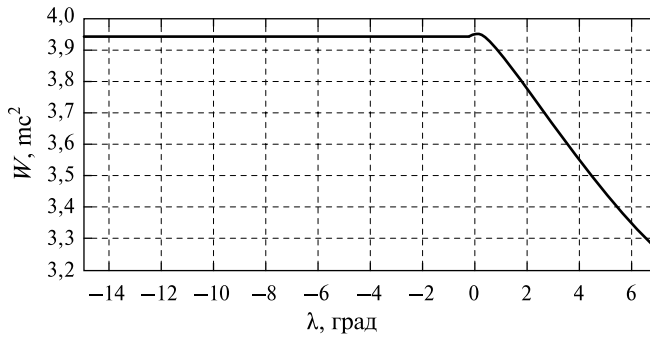


Рис. 6. Пример расчёта уравнений движения (20) для захваченной частицы для первого циклотронного резонанса и $h_1 = 2,15$. Частица, движущаяся навстречу волне из северного полушария, захватывается в резонанс до экватора и значительно увеличивает свою энергию (W). За экватором энергия частицы, пока та остаётся захваченной, несколько уменьшается. Однако из-за осцилляций эффективной амплитуды частица выходит из захвата, и энергия перестаёт существенно изменяться

Это связано с тем, что в используемой модели распределения параметров волн для меньших γ изменение энергии захваченных частиц намного меньше, как видно из (21), с учётом того, что $\alpha^{(n)}$ мало зависит от γ (см. также левые верхние панели рис. 3–5: кривые для малых γ существенно более пологие, чем при больших γ).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследованы особенности резонансного взаимодействия релятивистских электронов с монохроматической свистовой волной. В рамках геометрической оптики получено распределение параметров волны вдоль невозмущённой траектории частицы (модель магнитного поля описана в разд. 1).

Полученное распределение параметров использовалось для расчёта резонансных импульсов $p_{\parallel}^{(n)}$ (18), для резонансов $n = 0, 1, 2$, определения эффективной амплитуды $\beta^{(n)}$ и параметра неоднородности $\alpha^{(n)}$ (20). Полученные численные результаты позволяют сделать вывод, что резонансное взаимодействие с монохроматическими волнами, распространяющимися под углом к геомагнитному полю, может быть весьма эффективно для релятивистских электронов с энергиями 1...2 МэВ (см. рис. 3–6). Эффективность обеспечивается асимметрией север–юг, возникающей в результате асимметрии распределения параметров поля, а именно, возрастания угла волновой нормали и показателя преломления при распространении неаддитивных волн. Также важную роль играют особенности поведения аргумента ρ функций Бесселя в эффективной амплитуде, которые приводят к тому, что эффективная амплитуда начинает быстро осциллировать в области, где резонансная энергия для отрицательного решения (19) уменьшается. Поэтому захваченная в северном полушарии частица, увеличив свою энергию, выходит из резонанса за экватором, где эффективная амплитуда осциллирует, и не успевает отдать энергию обратно волне.

Однако тот же самый эффект препятствует куда более эффективно-му механизму ускорения — RTA [Omura et al., 2007; Furuya et al., 2008]. Действительно, если частица захватилась в резонанс в северном полушарии и дошла до точки, где резонансный импульс обращается в нуль (см. рис. 4, 5), она переходит на положительную ветвь (18) и движется от экватора, но в том же полушарии. При этом частица продолжала бы увеличивать энергию, если бы оставалась в захвате. Однако, как видно на рис. 4, 5, эффективная амплитуда начинает осциллировать, и частица выходит из захвата.

Для более энергичных электронов резонансное взаимодействие становится менее эффективным за счёт обратной квадратичной зависимости эффективной амплитуды от энергии. Область, где есть захваченные частицы, сужается, как видно на правых нижних панелях рис. 4, 5, до небольшой области вблизи экватора, где параметр неоднородности $\alpha^{(n)}$ проходит через нуль.

Таким образом, резонансное взаимодействие релятивистских электронов с монохроматическими свистовыми волнами, распространяющимися под углом к магнитному полю, может приводить к существенному увеличению энергии частицы (см. рис. 6), однако механизм RTA в данном случае непродольного распространения оказывается неэффективным, как и ускорение (за счёт захвата в резонанс) релятивистских частиц с энергиями до 1 МэВ.

ЛИТЕРАТУРА

- [Вернов и др., 1958] *Вернов С. Н., Григоров Н. Л., Логачев Ю. И., Чудаков А. Е.* Измерение интенсивности проникающего излучения на поверхности Луны // Докл. АН СССР. 1958. Т. 120. № 6. С. 1231.
- [Галеев, Судан, 1983] *Галеев А. А., Судан Р.* Основы физики плазмы. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1983.
- [Гинзбург, Рухадзе, 2012] *Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А.* Волны в магнитоактивной плазме. М.: Либроком, 2012.
- [Ландау, Лифшиц, 2012] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Курс теоретической физики. Т. 1. Механика. 5-е изд., стереотип. М.: Физматлит, 2012.
- [Лифшиц, Питаевский, 2007] *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Курс теоретической физики. Т. 10. Физическая кинетика. 2-е изд. М.: Физматлит, 2007.
- [Лихтенберг, Либерман, 1985] *Лихтенберг А., Либерман М.* Регулярная и стохастическая динамика. М.: Мир, 1985.
- [Тверской, 1968] *Тверской Б. А.* Динамика радиационных поясов Земли. М.: Наука, 1968.
- [Трахтенгерц, Райкрофт, 2012] *Трахтенгерц В. Ю., Райкрофт М. Дж.* Свистовые и альфвеновские циклотронные мазеры в космосе. М.: Физматлит, 2012.
- [Albert, 1993] *Albert J. M.* Cyclotron resonance in an inhomogeneous magnetic field // *Physics of Fluids B*. 1993. V. 5. Iss. 8. P. 2744. doi: 10.1063/1.860715.
- [Albert, 2002] *Albert J. M.* Nonlinear interaction of outer zone electrons with VLF waves // *Geophysical Research Letters*. 2002. V. 29. Iss. 8. P. 1275. doi: 10.1029/2001GL013941.
- [Artemyev et al., 2012] *Artemyev A., Agapitov O., Krasnoselskikh V., Breuillard H., Rolland G.* Statistical model of electron pitch angle diffusion in the outer radiation belt // *J. Geophysical Research*. 2012. V. 117. P. A08219. doi: 10.1029/2012JA017826.
- [Baker et al., 2013] *Baker D. N. et al.* A Long-Lived Relativistic Electron Storage Ring Embedded in Earth's Outer Van Allen Belt // *Science*. 2013. V. 340. N. 6129. P. 186–190. doi: 10.1126/science.1233518.
- [Bell, 1984] *Bell T. F.* The nonlinear gyroresonance interaction between energetic electrons and coherent VLF waves propagating at an arbitrary angle with respect to the Earth's mag-

- netic field // *J. Geophysical Research*. 1984. V. 89. Iss. A2. P. 905–918. doi: 10.1029/JA089iA02p00905.
- [Cattell et al., 2008] *Cattell C., Wygant J. R., Goetz K.* et al. Discovery of very large amplitude whistler-mode waves in Earth's radiation belts // *Geophysical Research Letters*. 2008. V. 35. Iss. 1. P. L01105. doi: 10.1029/2007GL032009.
- [Chu et al., 2010] *Chu F., Hudson M. K., Haines P., Shprits Y.* Dynamic modeling of radiation belt electrons by radial diffusion simulation for a 2 month interval following the 24 March 1991 storm injection // *J. Geophysical Research*. 2010. V. 115. P. A03210. doi: 10.1029/2009JA014409.
- [Elkington et al., 1999] *Elkington S. R., Hudson M. K., Chan A. A.* Acceleration of relativistic electrons via drift-resonant interaction with toroidal-mode Pc5 ULF oscillations // *Geophysical Research Letters*. 1999. V. 26(21). P. 3273.
- [Furuya et al., 2008] *Furuya N., Omura Y., Summers D.* Relativistic turning acceleration of radiation belt electrons by whistler mode chorus // *J. Geophysical Research*. 2008. V. 113. P. A04224. doi: 10.1029/2007JA012478.
- [Glauert, Horne, 2005] *Glauert S. A., Horne R. B.* Calculation of pitch angle and energy diffusion coefficients with the PADIE code // *J. Geophysical Research*. 2005. V. 110(A4). P. A042046. doi: 10.1029/2004JA010851.
- [Helliwell, 1965] *Helliwell R. A.* Whistlers and Related Ionospheric Phenomena. Stanford, California: Stanford University Press, 1965.
- [Horne et al., 2005a] *Horne R. B., Thorne R. M., Shprits Y. Y., Meredith N. P., Glauert S. A., Smith A. J., Kanekal S. G., Baker D. N., Engebretson M. J., Posch J. L., Spasojevic M., Inan U. S., Pickett J. S., Decreau P. M. E.* Wave acceleration of electrons in the Van Allen radiation belts // *Nature*. V. 437. P. 227–230. doi: 10.1038/nature03939.
- [Horne et al., 2005b] *Horne R. B., Thorne R. M., Glauert S. A., Albert J. M., Meredith N. P., Anderson R. R.* Timescale for radiation belt electron acceleration by whistler mode chorus waves // *J. Geophysical Research*. 2005. V. 110. Iss. A3. P. 3225. doi: 10.1029/2004JA010811.
- [Kimura, 1985] *Kimura I.* Whistler mode propagation in the earth and planetary magnetospheres and ray tracing techniques // *Space Science Reviews*. 1985. V. 42. P. 449–466.
- [Kuo et al., 2013] *Kuo S., Cheng W.-T., Pradipta R., Lee M. C., Snyder A.* Observation and theory of whistler wave generation by high-power HF waves // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2013. V. 118. Iss. 3. P. 1331–1338. doi: 10.1002/jgra.50193.
- [Kuzichev, Shklyar, 2010] *Kuzichev I. V., Shklyar D. R.* On full-wave solution for VLF waves in the near-Earth space // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2010. V. 72. Iss. 13. P. 1044–1056. doi:10.1016/j.jastp.2010.06.008.
- [Lehtinen, Inan, 2008] *Lehtinen N. G., Inan U. S.* Radiation of ELF/VLF waves by harmonically varying currents into a stratified ionosphere with application to radiation by a modulated electrojet // *J. Geophysical Research*. 2008. V. 113. Iss. A6. P. A06301. doi: 10.1029/2007JA012911.
- [O'Neil, 1965] *O'Neil T.* Collisionless Damping of Nonlinear Plasma Oscillations // *Physics of Fluids*. 1965. V. 8. Iss. 12. P. 2255. URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1761193>.
- [Omura et al., 2007] *Omura Y., Furuya N., Summers D.* Relativistic turning acceleration of resonant electrons by coherent whistler mode waves in a dipole magnetic field // *J. Geophysical Research*. 2007. V. 112. Iss. A6. P. A06236. doi: 10.1029/2006JA012243.
- [Santolík et al., 2004] *Santolík O.* et al. Systematic analysis of equatorial noise below the lower hybrid frequency // *Annales Geophysicae*. 2004. V. 22. P. 2587. doi: 10.5194/angeo-22-2587-2004.
- [Schulz, Lanzerotti, 1974] *Schulz M., Lanzerotti L. J.* Particle Diffusion in the Radiation Belts // *Physics and Chemistry in Space*. 1974. V. 7. Springer-Verlag, 1974.
- [Shklyar et al., 2004] *Shklyar D. R., Chum J., Jiříček F.* Characteristic properties of Nu whistlers as inferred from observations and numerical modeling // *Annales Geophysicae*. 2004. V. 22. P. 3589–3606.

- [Shklyar, Kliem, 2006] *Shklyar D. R., Kliem B.* Relativistic electron scattering by electrostatic upper hybrid waves in the radiation belt // *J. Geophysical Research*. 2006. V. 111. P. A06204. doi: 10.1029/2005JA011345.
- [Shklyar, Matsumoto, 2009] *Shklyar D. R., Matsumoto H.* Oblique Whistler-Mode Waves in the Inhomogeneous Magnetospheric Plasma: Resonant Interactions with Energetic Charged Particles. *Surveys in Geophysics* // *Surveys in Geophysics*. 2009. V. 30, Iss. 2. P. 55–104. doi: 10.1007/s10712-009-9061-7.
- [Smith, Angerami, 1968] *Smith R. L., Angerami J. J.* Magnetospheric properties deduced from OGO 1 observations of ducted and non-ducted whistlers // *J. Geophysical Research*. 1968. V. 73. P. 1–20.
- [Solov'ev, Shklyar, 1986] *Solov'ev V. V., Shklyar D. R.* Particle heating by a low-amplitude wave in an inhomogeneous magnetoactive plasma // *J. Experimental and Theoretical Physics*. 1986. V. 90. P. 471.
- [Storey, 1953] *Storey L. R. O.* An Investigation of Whistling Atmospherics // *Philosophical Transactions of the Royal Society. London A*. 1953. V. A246. P. 113–141.
- [Tao Xin, 2009] *Tao Xin.* Hamiltonian theory and stochastic simulation methods for radiation belt dynamics: Doctoral Thesis. Rice University. ETD <http://hdl.handle.net/1911/61896>. 2009.
- [Thorne, 2010] *Thorne R. M.* Radiation belt dynamics: The importance of wave-particle interactions// *Geophysical Research Letters*. 2010. V. 37. Iss. 22. P. L22107. doi: 10.1029/2010GL044990.
- [Tsurutani, Smith, 1974] *Tsurutani B. T., Smith E. J.* Postmidnight chorus: A substorm phenomenon // *J. Geophysical Research*. 1974. V. 79. P. 118–127. doi: 10.1029/JA079i001p00118.
- [van Allen, Frank, 1959] *van Allen J. A., Frank L. A.* Radiation Around the Earth to a Radial Distance of 107,400 km // *Nature*. 1959. V. 183, P. 430–434. doi: 10.1038/183430a0.

ON THE RESONANT INTERACTION OF RELATIVISTIC ELECTRONS WITH WHISTLER-MODE WAVES IN THE EARTH'S MAGNETOSPHERE

*I. V. Kuzichev*¹, *D. R. Shklyar*^{1,2}

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

² Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT)

In the present study, we consider the problem of resonant interaction of the relativistic electrons with monochromatic whistler-mode waves in the Earth's magnetosphere. Using the approach of geometric optics we found the field distribution of whistler-mode waves generated by VLF transmitter. Corresponding distributions of wave parameters along particle unperturbed trajectories in the magnetosphere allow us to calculate the effective amplitude of interaction and the inhomogeneity parameter. We investigate behaviour of resonant momenta in the relativistic case when some peculiarities, for example, the well-known relativistic turning acceleration, arise.

Keywords: resonant interaction, radiation belts, relativistic electrons, particle acceleration, whistler-mode waves.

Kuzichev Ilya Valerivich — junior scientist, e-mail: Mar-cuss@yandex.ru.

Shklyar David Ruvimovich — head of laboratory IKI RAN, Dr., e-mail: david@iki.rssi.ru.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПРОТОПЛАНЕТНОМ ДИСКЕ

М. М. Кукса¹, М. Я. Маров²

¹ Институт глобальной ядерной безопасности — филиал Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» (ИГЯБ НИЯУ МИФИ)

² Институт геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского Российской академии наук (ГЕОХИ РАН)

Построена математическая модель динамики вязкой несжимаемой плазмы в гравитационном и магнитном поле и разработан численный код для моделирования эволюции осесимметричного протопланетного диска конечной толщины. В результате всестороннего исследования различных типов граничных условий были определены наиболее «свободные» граничные условия, позволяющие реализовать характерную эволюцию протопланетного диска в магнитном поле. Впервые выполнено численное моделирование с коэффициентом турбулентной вязкости, учитывающим влияние магнитного поля и обратного эффекта переноса тепла на развитие турбулентности в протопланетном диске. Это позволило проследить эволюцию вертикальной структуры диска, согласованную с конфигурацией внешнего и собственного магнитного поля в диске.

Ключевые слова: протопланетный диск, турбулентная магнитная гидродинамика, численное моделирование.

Реконструирование аккреционного протопланетного диска является одной из фундаментальных проблем космогонии Солнечной системы. До сих пор открытым остаётся вопрос о механизме переноса углового момента в аккреционных дисках, поскольку молекулярная вязкость не может обеспечить темп аккреции, наблюдаемый в дисках вокруг молодых звёзд солнечного типа. Н. И. Шакура и Р. А. Сюняев [Shakura, Sunyaev, 1973], Д. Линден-Белл и Дж. Прингл [Lynden-Bell, Pringle, 1974] предложили, что повышенная вязкость может быть вызвана турбулентностью. В качестве источников турбулентности предлагались конвекция [Lin, Papaloizou, 1980], нелинейная гидродинамическая неустойчивость [Shakura et al., 1978], гравитационная неустойчивость [Lin, Pringle, 1987] и возмущения, вызванные внешними воздействиями, однако ни один из них не мог обеспечить перенос углового момента за требуемое время. Прогресс был достигнут с привлечением магниторотационной неустойчивости, открытой Е. П. Велиховым [Velikhov, 1959] и развитой Ст. Бальбусом и Дж. Хоули [Balbus, Hawley, 1991]. Численные расчёты [Brandenburg et al., 1995] показали, что магниторотационная неустойчивость порождает турбулентность, которая генерирует и поддерживает магнитное поле в присутствии диссипации.

Существование даже слабого магнитного поля существенно усложняет гидродинамические течения в протопланетном диске. В работах А. В. Колесниченко и М. Я. Марова [Колесниченко, Маров, 2008, 2009] в приближении одножидкостной магнитной гидродинамики получена замкнутая система магнитогидродинамических уравнений масштаба среднего движения,

Кукса Максим Михайлович — старший преподаватель, e-mail: max@kuksa.ru.

Маров Михаил Яковлевич — заведующий отделом, доктор физико-математических наук, академик РАН

предназначенная для моделирования сдвиговых и конвективных турбулентных течений слабо ионизованной дисковой среды в присутствии магнитного поля. Данная модель послужила отправной точкой для настоящего исследования.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Одним из подходов к моделированию турбулентности является осреднение физических величин по времени (пространству) или по ансамблю возможных реализаций. При построении модели плазмы в состоянии развитой турбулентности используются два оператора осреднения.

Во-первых, теоретико-вероятностное осреднение по Рейнольдсу по соответствующему статистическому ансамблю реализаций:

$$\overline{A(r, t)} = \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_i^M A_i,$$

при котором мгновенное значение величины A представляется в виде суммы осреднённой \bar{A} и пульсационной A' составляющих:

$$A = \bar{A} + A' \quad (\overline{A'} = 0).$$

Во-вторых, средневзвешенное осреднение по Фавру

$$\langle A \rangle = \frac{\overline{\rho A}}{\bar{\rho}} = \frac{\lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \rho_i A_i}{\lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \rho_i},$$

при котором мгновенное значение величины A есть сумма средневзвешенного значения $\langle A \rangle$ и турбулентной флуктуации A'' :

$$A = \langle A \rangle + A'' \quad (\overline{A''} \neq 0).$$

Осреднённая система уравнений сжимаемой магнитной гидродинамики в присутствии гравитационного и магнитного полей имеет вид

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = -\bar{\rho} \nabla \cdot \langle \mathbf{u} \rangle - \langle \mathbf{u} \rangle \nabla \bar{\rho}, \\ \frac{\partial \langle \mathbf{u} \rangle}{\partial t} + \langle \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \rangle \langle \mathbf{u} \rangle = -\bar{c}_{s0}^2 \frac{\nabla \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \left(\frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_0} \right)^{\gamma-1} - \nabla \Phi_{grav} + \frac{(\nabla \times \bar{\mathbf{B}}) \times \bar{\mathbf{B}}}{4\pi \bar{\rho}} + \\ + 2\nu_{turb} \left[\frac{\nabla \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \cdot \bar{\mathbf{D}} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{D}} \right] - \frac{2}{3} \nu_{turb} \left[\frac{\nabla \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \nabla \cdot \langle \mathbf{u} \rangle + \nabla \nabla \cdot \langle \mathbf{u} \rangle \right], \\ \frac{\partial \bar{\mathbf{B}}^{disk}}{\partial t} = \nabla \times \langle \langle \mathbf{u} \rangle \times \bar{\mathbf{B}} \rangle - \eta_{turb} \nabla \times \nabla \times \bar{\mathbf{B}}, \end{array} \right. \quad (1)$$

где t — время, $\bar{\rho}$ и $\bar{\rho}_0$ — осреднённая плотность и её начальное значение соответственно; $\langle \mathbf{u} \rangle$ — средневзвешенная скорость; \bar{c}_{s0} — начальная скорость звука; $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты; Φ_{grav} — гравитационный потенциал, создаваемый протосолнцем (самогравитация диска не учитывается); $\bar{\mathbf{D}}$ — осреднённый

симметричный тензор деформаций; v_{turb} — коэффициент турбулентной кинематической вязкости; η_{turb} — коэффициент турбулентной магнитной диффузии; $\bar{\mathbf{B}}^{disk}$ — осреднённое собственное поле диска; $\bar{\mathbf{B}} = \bar{\mathbf{B}}^{disk} + \mathbf{B}^{ext}$ — результирующее осреднённое магнитное поле; \mathbf{B}^{ext} — внешнее постоянное поле (например, создаваемое протосолнцем или остаточное поле межзвёздной среды).

Применительно к модели протопланетного диска дифференциальные операторы расписываются в цилиндрической системе координат (r, φ, z) с учётом $\partial/\partial\varphi = 0$, поскольку диск считается симметричным относительно оси вращения Oz .

Для моделирования коэффициентов турбулентного переноса используются два подхода. Первый подход основан на (стандартной) α -модели турбулентной вязкости [Shakura, Sunyaev, 1973]:

$$v_{turb} = \alpha \frac{\bar{c}_{s0}^2}{\langle \Omega \rangle} \left(\frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_0} \right)^{\gamma-1}, \quad (2)$$

где $\langle \Omega \rangle$ — средневзвешенная угловая скорость жидкой частицы в дифференциально вращающемся диске.

Второй подход основан на модифицированной модели [Колесниченко, Маров, 2007], учитывающей влияние магнитного поля на турбулентное течение посредством пути смешения:

$$v_{turb}^M = \alpha L^{*2} r \sqrt{\left(\frac{\partial \langle \Omega \rangle}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \langle \Omega \rangle}{\partial z} \right)^2}, \quad (3)$$

здесь путь смешения $L^* = (\bar{c}_s / \langle \Omega \rangle) (1 + \text{Ri}_M)^{1/4}$, где в свою очередь магнитогиродинамическое число Ричардсона

$$\text{Ri}_M = \frac{1}{4\pi \bar{\rho} r^2} \frac{(\partial \bar{B}_\varphi / \partial z)^2}{\left(\partial \langle \Omega \rangle / \partial r \right)^2 + \left(\partial \langle \Omega \rangle / \partial z \right)^2}.$$

Коэффициент турбулентной магнитной диффузии считается постоянным и согласно [Campbell, 1997] определяется по аналогии со стандартной моделью:

$$\eta_{turb} = \alpha \frac{\bar{c}_{s0}^2}{\Omega_{K,1\text{au}}} = \text{const}, \quad (4)$$

где $\Omega_{K,1\text{au}}$ — кеплеровская угловая скорость на расстоянии 1 а. е. от звезды.

Эмпирический параметр α принимается равным 0,01, что является общепринятым значением в моделях газовых протопланетных дисков.

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД, НАЧАЛЬНЫЕ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

М. М. Кукса [Kuksa, 2012] разработаны программные модули для среды MATLAB, в которых реализована апробированная ранее явная численная схема третьего порядка аппроксимации, и средства визуализации результатов моделирования.

Решение системы дифференциальных уравнений (1) ищется в узлах регулярной ортогональной сетки с числом узлов $N = N_r \times N_z$, где N_r — число узлов по оси Or , N_z — число узлов по оси Oz . С каждой стороны сетка дополняется тремя слоями граничных узлов, в которых задаются граничные условия.

Пространственные производные приближаются конечными разностями шестого порядка аппроксимации:

$$\frac{\partial f(r_i, z_j)}{\partial r} = \frac{\left(45[f(r_{i+1}, z_j) - f(r_{i-1}, z_j)] - 9[f(r_{i+2}, z_j) - f(r_{i-2}, z_j)] + f(r_{i+3}, z_j) - f(r_{i-3}, z_j) \right)}{60\Delta r}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 f(r_i, z_j)}{\partial r^2} = \frac{\left(-490f(r_i, z_j) + 270[f(r_{i+1}, z_j) + f(r_{i-1}, z_j)] - 27[f(r_{i+2}, z_j) + f(r_{i-2}, z_j)] + 2[f(r_{i+3}, z_j) + f(r_{i-3}, z_j)] \right)}{180(\Delta r)^2}, \quad (6)$$

где Δr — шаг сетки по радиусу. Производные по z вычисляются аналогичным образом. Вторые производные получаются в результате применения разностной схемы к численному приближению первой производной:

$$\frac{\partial^2 f(r_i, z_j)}{\partial z \partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial f(r_i, z_j)}{\partial r} \right), \quad \frac{\partial^2 f(r_i, z_j)}{\partial r \partial z} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial f(r_i, z_j)}{\partial z} \right). \quad (7)$$

Производная по времени вычисляется с помощью явной трёхэтапной схемы Рунге–Кутты третьего порядка аппроксимации. Шаг по времени Δt на каждом временном слое определяется из условия Куранта–Фридрихса–Леви, что обеспечивает сходимость явной численной схемы.

Граничные условия, позволяющие веществу свободно проникать в область моделирования и покидать её, сведены в таблицу.

Параметр	Граничные условия			
	в радиальном направлении		в вертикальном направлении	
	слева	справа	сверху	снизу
Плотность	Односторонняя производная		Фиксированное значение	
Радиальная скорость	Копирование крайнего значения		Асимметричная экстраполяция	
Азимутальная скорость	Асимметричная экстраполяция			
Вертикальная скорость	Асимметричная экстраполяция		Копирование крайнего значения	
Радиальная индукция	Копирование крайнего значения			
Азимутальная индукция	Копирование крайнего значения			
Вертикальная индукция	Копирование крайнего значения			

В начальный момент времени плазма равномерно распределена в области моделирования с плотностью $\bar{\rho}_0 = 2,6 \cdot 10^{-9}$ г/см³, что при начальной скорости звука $\bar{c}_{s0} = 1,5 \cdot 10^5$ см/с и толщине диска $h = 0,05$ а. е. даёт начальную поверх-

ностную плотность $\bar{\Sigma}_0 = \bar{\rho}_0 h = 2000 \text{ г/см}^2$. Начальная радиальная и вертикальная скорости равны нулю $\langle u_{r0} \rangle = \langle u_{z0} \rangle = 0 \text{ см/с}$. Начальная азимутальная скорость кеплеровская $\langle u_{\phi 0} \rangle = \sqrt{GM_{\odot}/(r^2 + z^2)^{1/2}}$. Собственное магнитное поле диска в начальный момент времени отсутствует $\bar{\mathbf{B}}^{disk} = (0; 0; 0) \text{ Гс}$. Внешнее магнитное поле имеет небольшую вертикальную составляющую $\mathbf{B}^{ext} = (0; 0; -0,001) \text{ Гс}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты численного моделирования с модифицированным коэффициентом турбулентной вязкости (3) представлены на рис. 1, 2.

Темп аккреции газа на внешней границе области моделирования $r^{ext} = 1,1 \text{ а.е.}$ согласуется с наблюдательными данными о классических звёздах типа Т Тельца:

$$\dot{M}_{ext} = 2\pi r_{ext} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \bar{\rho}(r_{ext}, z) \langle u_r(r_{ext}, z) \rangle dz \approx 4,8 \cdot 10^{-7} M_{\odot} / \text{год.}$$

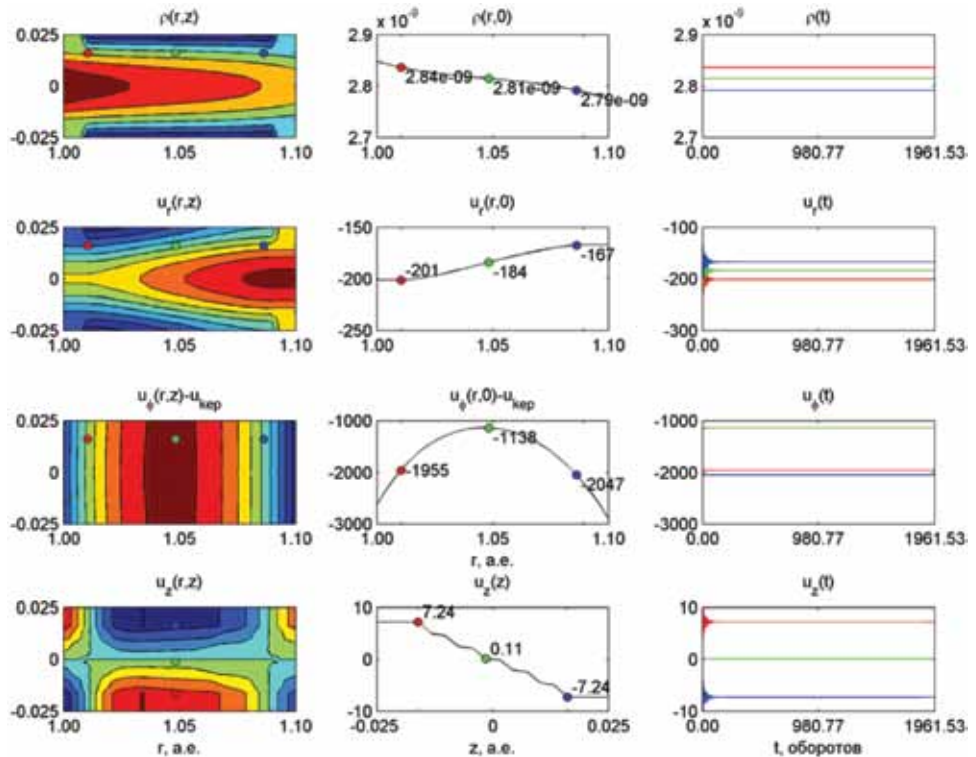


Рис. 1. Осреднённые плотность и гидродинамическая скорость в диске

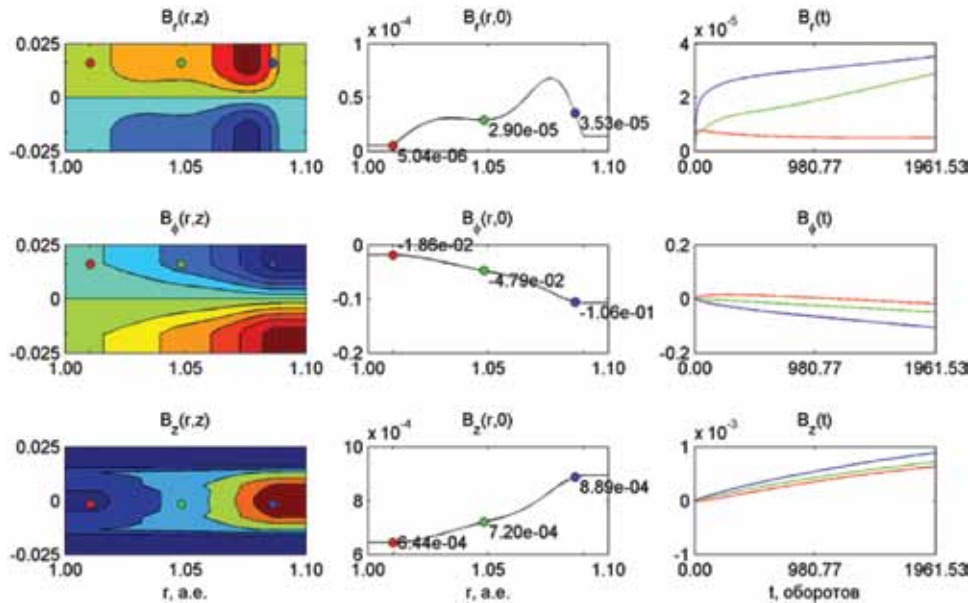


Рис. 2. Осреднённая собственная магнитная индукция в диске

Результаты численного моделирования с коэффициентом (2) и с модифицированным коэффициентом (3) имеют следующие общие черты:

- радиальная и азимутальная компоненты магнитного поля меняют знак при переходе через экваториальную плоскость диска;
- собственное магнитное поле диска развивается (растёт по модулю), однако для выяснения причины этого явления требуются дальнейшие исследования;
- в обоих случаях подтвердилась гипотеза, высказанная в работе [Колесниченко, Маров, 2009] о том, что вертикальная компонента магнитной индукции \bar{B}_z гораздо сильнее меняется по высоте, чем по радиусу, а значит, даёт основание учитывать её градиент в моделях турбулентного переноса.

Результаты, полученные с модифицированным коэффициентом, отличаются тем, что:

- вертикальная компонента \bar{B}_z^{disk} имеет противоположный знак;
- магнитное поле развивается медленнее, чем в первом случае.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе на основе замкнутой системы МГД-уравнений для случая развитой турбулентности разработана математическая модель осесимметричного околосолнечного протопланетного диска конечной толщины. Реализован подход, позволяющий проследить взаимосогласованную эволюцию турбулентных течений и магнитного поля в диске.

Разработаны программные модули для среды MATLAB и выполнено численное моделирование при «свободных» граничных условиях, в результате которого были получены распределения осреднённой плотности и скорости, конфигурация собственного магнитного поля в диске, а также оценка темпа аккреции, согласующаяся с наблюдательными данными о классических звёздах типа Т Тельца.

В ходе исследования подтвердилось предположение о том, что вертикальная компонента магнитной индукции \bar{B}_z гораздо сильнее меняется по высоте, чем по радиусу, а значит, даёт основание учитывать её градиент в моделях турбулентного переноса.

ЛИТЕРАТУРА

- [Колесниченко, Маров, 2007] *Колесниченко А. В., Маров М. Я.* О влиянии спиральности на эволюцию турбулентности в солнечном протопланетном облаке // *Астрономич. вестн.* 2007. Т. 41. № 1. С. 3–23.
- [Колесниченко, Маров, 2008] *Колесниченко А. В., Маров М. Я.* Термодинамическая модель МГД-турбулентности и некоторые её приложения к аккреционным дискам // *Астрономич. вестн.* 2008. Т. 42. № 3. С. 1–50.
- [Колесниченко, Маров, 2009] *Колесниченко А. В., Маров М. Я.* К магнитогиродинамическому моделированию протопланетного диска Солнца // *Астрономич. вестн.* 2009. Т. 43. № 5. С. 424–448.
- [Balbus, Hawley, 1991] *Balbus S. A., Hawley J. F.* A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I. Linear analysis // *Astrophysical J.* 1991. V. 376. P. 214–222.
- [Brandenburg et al., 1995] *Brandenburg A., Nordlund A., Stein R. F., Torkelsson U.* Dynamo-generated turbulence and large-scale magnetic fields in a keplerian shear flow // *Astrophysical J.* 1995. V. 446. P. 741–754.
- [Campbell, 1997] *Campbell C. G.* Magnetohydrodynamics in binary stars. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1997. 306 p.
- [Kuksa, 2012] *Kuksa M. M.* The magnetic field impact in accretion rate in a protoplanetary disk // *Odessa Astronomical Publications.* 2012. V. 25. Iss. 2. P. 104–106.
- [Lin, Papaloizou, 1980] *Lin D. N. C., Papaloizou J.* On the structure and evolution of the primordial solar nebula // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 1980. V. 191. P. 37–48.
- [Lin, Pringle, 1987] *Lin D. N. C., Pringle J. E.* A viscosity prescription for a self-gravitating accretion disc // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 1987. V. 225. P. 607–613.
- [Lynden-Bell, Pringle, 1974] *Lynden-Bell D., Pringle J. E.* The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 1974. V. 168. P. 603–637.
- [Shakura et al., 1978] *Shakura N. I., Sunyaev R. A., Zilinkevich S. S.* On the turbulent energy transport in accretion discs // *Astronomy and Astrophysics.* 1978. V. 62. P. 179–187.
- [Shakura, Sunyaev, 1973] *Shakura N. I., Sunyaev R. A.* Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astronomy and Astrophysics.* 1973. V. 24. P. 337–355.
- [Velikhov, 1959] *Velikhov E. P.* Stability of an ideally conducting liquid flowing between cylinders rotating in a magnetic fluid // *J. Experimental and Theoretical Physics (JETP).* 1959. V. 9. P. 995–998.

NUMERICAL SIMULATION OF MHD-TURBULENCE IN A PROTOPLANETARY DISK

*М. М. Кукса*¹, *М. Я. Маров*²

¹ Global Nuclear Security Safety Institute of the National Research Nuclear University «MEPhI» (GNSSI MEPhI)

² Vernadsky Institute of Geochemistry and Analytical Chemistry of Russian Academy of Sciences (GEOKHI)

Under observation is the closed set of equations of compressible magnetic hydrodynamics (MHD) on a mean motion scale. The set of equations underlies a two-dimensional model of axisymmetric protoplanetary disk in cylindrical coordinates. For the purpose of account the magnetic field impact on turbulent flows the modified coefficient of turbulent kinematic viscosity is applied. In a series of computing experiments “free” boundary conditions have been selected, so matter could inflow and outflow from modeling region. As a result of numerical simulation distributions of mean density, hydrodynamic velocity and magnetic induction in the turbulized protoplanetary disk are obtained for a distance of 1 au from the star.

Keywords: protoplanetary disk, turbulent magnetohydrodynamics, numerical simulation.

Kuksa Maksim Mikhailovich — senior teacher, e-mail: max@kuksa.ru.

Marov Mikhail Yakovlevich — head of department.

РАЗРЫВНЫЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ: НЕПРЕРЫВНЫЕ ПЕРЕХОДЫ И НАГРЕВ ПЛАЗМЫ

Л. С. Леденцов, Б. В. Сомов

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга
Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова

Законы сохранения на поверхности разрыва в идеальной магнитной гидродинамике (МГД) допускают возможность смены типа разрыва при постепенном (непрерывном) изменении условий течения плазмы. При этом должны существовать так называемые переходные решения, удовлетворяющие одновременно двум типам разрывов. В результате анализа полной системы граничных условий для уравнений МГД найден удобный, наглядный параметр классификации разрывных течений — величина потока массы m . На основе этого критерия составлена обобщенная схема непрерывных переходов в МГД, а также изучена зависимость величины нагрева плазмы от типа МГД-течения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 11-02-00843-а).

Ключевые слова: плазма, магнитная гидродинамика, разрывы.

ВВЕДЕНИЕ

Уравнения гидродинамики, как известно, имеют лишь два типа разрывных решений: тангенциальный разрыв и ударная волна (см. [Ландау, Лифшиц, 1986]). В магнитной гидродинамике (МГД) наличие магнитного поля в плазме приводит к существованию быстрых, медленных, альфвеновских ударных волн и других разрывов [Сыроватский, 1957; Anderson, 1963]. Более того, в отличие от гидродинамики, в МГД возможны непрерывные переходы [Сыроватский, 1956] между различными типами разрывных решений при непрерывном изменении условий течения плазмы. Происходит это через так называемые переходные решения, одновременно удовлетворяющие условиям двух типов разрывов.

Первое описание переходных решений [Сыроватский, 1956] содержало только четыре типа разрывных течений: тангенциальный разрыв (T) и альфвеновская (A), наклонная (S) и перпендикулярная (S_{\perp}) ударные волны. Соответствующая схема непрерывных переходов между разрывными решениями уравнений идеальной МГД демонстрировала принципиальную возможность таких переходов, но была заведомо неполной. Во-первых, в ней отсутствовали некоторые разрывные решения, в частности параллельная ударная волна (S_{\parallel}) и контактный разрыв (C). Во-вторых, блок «наклонная ударная волна» (S) молчаливо объединял сразу несколько различных разрывов: быстрые (S_{+}) и медленные (S_{-}) ударные волны, волны включения (S_{on}) и выключения (S_{off}), трансальфвеновские ударные волны (Tr), возможность переходов между которыми требует отдельного рассмотрения. Позже эта картина переходов была дополнена на основе соответствия между ударными волнами и волнами малой амплитуды

Леденцов Леонид Сергеевич — научный сотрудник, e-mail: koob@mail.ru.

Сомов Борис Всеволодович — зав. отделом, доктор физико-математических наук, профессор, e-mail: somov@sai.msu.ru.

(см. [Somov, 2013a, b]). Хотя такой подход позволяет правильно указать возможные переходы и даже их условия, он не дает описания конкретного вида переходных решений между рассматриваемыми разрывами.

На поверхности разрыва происходит резкое изменение, скачок параметров плазмы и магнитного поля. Тип разрывного МГД-решения, т.е. его характер, определяется изменениями плотности плазмы, скорости её течения и замороженного в нее магнитного поля. Кроме того, на поверхности разрыва происходит нагрев плазмы, величина которого, разумеется, тоже зависит от типа разрыва, но не определяет его классификационные признаки.

Настоящая работа посвящена анализу граничных условий на поверхности разрыва, получаемых из уравнений идеальной МГД и представляющих собой систему нелинейных алгебраических уравнений восьмого порядка. В зависимости от выбора параметров решения этой системы описывают разрыв того или иного типа. Сначала на основе граничных условий мы изучаем зависимость конфигурации магнитного поля от параметров течения плазмы, что позволяет определить условия переходов между разрывами различных типов и составить обобщенную схему разрешенных переходов. Это можно сделать, не привлекая в рассмотрение граничное условие, отвечающее закону сохранения потока энергии через поверхность разрыва. Затем, используя последнее условие, изучаем эффективность нагрева плазмы в зависимости от типа разрывного течения.

1. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

На поверхности МГД-разрыва плотность плазмы, её давление, скорость течения, направление и напряженность магнитного поля могут изменяться скачком на расстоянии, сравнимом с длиной свободного пробега частиц. Физические процессы внутри такого скачка определяются кинетическими явлениями в плазме, как ламинарными, так и турбулентными [Лонгмайр, 1966; Tideman, Krall, 1971]. В приближении диссипативной МГД внутренняя структура разрывного течения определяется диссипативными коэффициентами переноса (вязкостью и проводимостью), а также теплопроводностью [Сиротина, Сыроватский, 1960; Зельдович, Райзер, 1966]. Однако в приближении идеальной МГД скачок имеет нулевую толщину, т.е. происходит на некоторой поверхности разрыва.

Будем рассматривать плоскую поверхность разрыва, что является уместным для площадок достаточно малого размера по сравнению с радиусом кривизны поверхности разрыва. Введем декартову систему координат, в которой наблюдатель перемещается вместе с поверхностью разрыва, расположенной в плоскости (y, z) . В приближении идеальной МГД пренебрегаем вязкостью, теплопроводностью и электрическим сопротивлением плазмы. Тогда граничные условия для уравнений МГД на разрыве принимают вид следующих законов сохранения (см. [Сыроватский, 1957]):

$$\{B_x\} = 0, \tag{1}$$

$$\{\rho v_x\} = 0, \tag{2}$$

$$\left\{ v_x B_y - v_y B_x \right\} = 0, \quad (3)$$

$$\left\{ v_x B_z - v_z B_x \right\} = 0, \quad (4)$$

$$\left\{ \rho v_x v_y - \frac{1}{4\pi} B_x B_y \right\} = 0, \quad (5)$$

$$\left\{ \rho v_x v_z - \frac{1}{4\pi} B_x B_z \right\} = 0, \quad (6)$$

$$\left\{ p + \rho v_x^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right\} = 0, \quad (7)$$

$$\left\{ \rho v_x \left(\frac{v^2}{2} + \varepsilon + \frac{p}{\rho} \right) + \frac{1}{4\pi} \left(B^2 v_x - (v \cdot B) B_x \right) \right\} = 0. \quad (8)$$

Здесь фигурными скобками обозначена разность значений заключенной внутри скобок величины с обеих сторон от плоскости разрыва. Например, уравнение (1) означает непрерывность нормальной компоненты магнитного поля: $\{B_x\} = B_{x_2} - B_{x_1} = 0$. Величины, отмеченные индексом 1, относятся к стороне, соответствующей набегающему потоку плазмы, а индексом 2 — убегающему.

Система граничных условий (1)–(8), в отличие от граничных условий в обычной гидродинамике, не распадается на набор взаимоисключающих групп уравнений, а значит, в принципе, она допускает непрерывные переходы между различными типами разрывных решений при непрерывном изменении условий течения плазмы. В силу возможности плавного перехода между разрывами различных типов за основу их классификации принимаются локальные внешние признаки течения вблизи плоскости разрыва: наличие или отсутствие потока массы и потока магнитного поля через разрыв, непрерывность или скачок плотности.

Для течений плазмы в плоскости (x, y) , мы такие течения называем двумерными, из первых семи уравнений системы (1)–(8) нами было установлено соотношение, связывающее углы наклона вектора магнитного поля к нормали поверхности разрыва $x = 0$ с величинами плотности ρ_1 и ρ_2 , компоненты магнитного поля B_x и потоком массы $m = \rho v_x$ [Леденцов, Сомов, 2011]:

$$\operatorname{tg} \theta_2 = 2 \left(\frac{B_x^2}{4\pi} - m^2 \tilde{r} \right) + m^2 \{r\} 2 \left(\frac{B_x^2}{4\pi} - m^2 \tilde{r} \right) - m^2 \{r\} \operatorname{tg} \theta_1.$$

Здесь $\operatorname{tg} \theta = B_y/B_x$, $r = 1/\rho$, тильдой помечены средние значения величин, так, $\tilde{r} = (r_1 + r_2)/2$. Перепишем эту формулу, раскрывая скачки $\{r\}$ и средние значения \tilde{r} . Получим

$$\operatorname{tg} \theta_2 = m^2 \frac{4\pi r_1}{B_x^2} - 1 m^2 \frac{4\pi r_2}{B_x^2} - 1 \operatorname{tg} \theta_1.$$

Обозначим $m_{\text{off}}^2 = B_x^2/4\pi r_1$ и $m_{\text{on}}^2 = B_x^2/4\pi r_2$; как будет показано ниже, величины m_{off} и m_{on} соответствуют потоку массы через волну выключения и волну включения. Отметим, что $m_{\text{off}} \leq m_{\text{on}}$, поскольку в силу теоремы Цемплена

(см. [Зельдович, Райзер, 1966, § 72]) $r_2 \leq r_1$. Формула для углов наклона поля принимает вид

$$\operatorname{tg}\theta_2 = \frac{m^2/m_{off}^2 - 1}{m^2/m_{on}^2 - 1} \operatorname{tg}\theta_1. \quad (9)$$

Из условия существования нетривиальных решений рассматриваемой системы семи уравнений следует ограничение на возможные значения потока массы через разрыв [Леденцов, Сомов, 2011]:

или

$$m^2 < B_x^2 4\pi\tilde{r}, \quad (10)$$

или

$$m^2 > B_x^2 + \tilde{B}_y^2 4\pi\tilde{r}. \quad (11)$$

Введем обозначения $m_A^2 = B_x^2/4\pi\tilde{r}$ и $m_{\perp}^2 = \tilde{B}_y^2/4\pi\tilde{r}$. Величина m_A соответствует альфвеновскому потоку массы. Так как $r_2 \leq \tilde{r} \leq r_1$, то $m_{off} \leq m_A \leq m_{on}$. Условия (10) и (11) запишем в виде

$$m^2 < m_A^2, \quad (12)$$

$$m^2 > m_A^2 + m_{\perp}^2. \quad (13)$$

Отметим, что величины m_{off} , m_A и m_{on} не являются независимыми, а связаны соотношением

$$m_A^2 = \frac{2m_{on}^2 m_{off}^2}{m_{on}^2 + m_{off}^2}. \quad (14)$$

В этом легко убедиться, раскрыв среднее значение \tilde{r} в определении m_A^2 .

2. НЕПРЕРЫВНЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Формула (9) вместе с условиями (12)–(13) описывает зависимость углов наклона магнитного поля от величины потока массы через разрыв. Эту зависимость можно задать либо двумя параметрами m_{off} и m_{on} , либо, например, величинами ρ_1 и $\{\rho\}$. Поскольку нас интересуют классификационные признаки разрывов (т.е. качественные изменения соотношения между углами θ_1 и θ_2 при варьировании m^2), будем рассматривать формулу (9) пока без каких-либо конкретных приложений к определенным физическим условиям в плазме. Значения параметров выберем из соображений наглядности. Пусть m_{off}^2 , m_A^2 и m_{on}^2 соотносятся как 3:4:6. Квадрат потока массы будем измерять в единицах $m_A^2/4$, тогда $m_{off}^2 = 3$ и $m_{on}^2 = 6$. Зависимость $\theta_2(m^2)$ показана на рис. 1 для трёх значений угла θ_1 , а именно 5, 25 и 45°. Соответствующие кривые ведут себя одинаковым образом. Во-первых, они пересекаются в одной точке при $m^2 = m_{off}^2$, здесь $\theta_2 = 0$. Во-вторых, для каждой кривой $\theta_2 \rightarrow -\theta_1$ при $m^2 \rightarrow m_A^2 = 4$. В-третьих, все они имеют область, не удовлетворяющую условиям (12) и (13), которая располагается в окрестности точки $m^2 = m_{on}^2$.

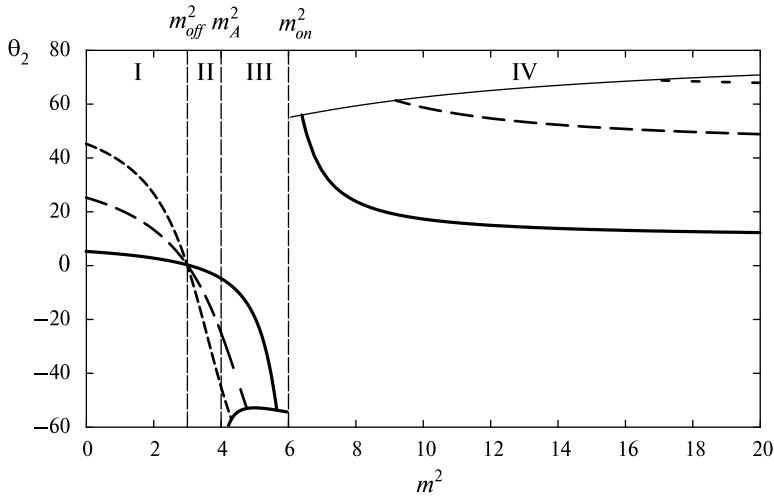


Рис. 1. Зависимость угла θ_2 наклона магнитного поля за плоскостью разрыва от квадрата потока массы вещества m^2 при различных значениях угла θ_1 : 5° — сплошная линия; 25° — штриховая, 45° — пунктирная

Выделим на рис. 1 области, для каждой из которых характерно свое поведение зависимости θ_2 от m^2 . В области I ($0 < m^2 < 3$) с ростом m^2 происходит уменьшение тангенциальной составляющей B_{y_2} вектора B_2 магнитного поля, причем $0 < \theta_2 < \theta_1$, т.е. при переходе через поверхность разрыва тангенциальная составляющая поля ослабевает, но остается положительной. В точке $m^2 = 3$ при пересечении плоскости разрыва компонента B_{y_2} становится равной нулю. В области II ($3 < m^2 < 4$) компонента B_{y_2} отрицательна, увеличивается по модулю, но $-\theta_1 < \theta_2 < 0$. В области III ($4 < m^2 < 6$), как и в области II, при пересечении плоскости разрыва компонента B_y меняет знак. Однако теперь B_y увеличивается по модулю ($\theta_2 < -\theta_1$), оставаясь отрицательной величиной. Наконец, в области IV ($m^2 > 6$) происходит усиление магнитного поля ($\theta_2 > \theta_1$) с сохранением положительного знака тангенциальной компоненты поля.

На границе областей II и III $m^2 = m_A^2$. Область определения функции $\theta_2(m^2, \theta_1)$ слева от величины m_A^2 задается условием (12), а справа — условием (13). Поскольку при $m^2 \rightarrow m_A^2$ величина $\tilde{B}_y^2 \rightarrow 0$, неравенство (13) преобразуется к виду $m^2 > m_A^2$. Поэтому функция $\theta_2(m^2, \theta_1)$ как в области II, так и в области III определена вблизи значения m_A^2 . Однако при увеличении m^2 растёт и правая часть условия (13). При некотором значении m^2 в области III эти величины сравниваются, и имеет место максимально сильная (в наибольшей степени увеличивающая энергию магнитного поля) трансальфвеновская ударная волна. При дальнейшем росте потока массы значение m^2 не может удовлетворить условиям (12) и (13), пока не сравняется с $m_A^2 + m_\perp^2$. Происходит это в области IV, где наблюдается наиболее сильная быстрая ударная волна. При $m^2 \rightarrow \infty$ тангенс угла наклона поля за плоскостью разрыва, уменьшаясь, асимптотически стремится к значению $\text{tg } \theta_2 = (\rho_2/\rho_1) \text{tg } \theta_1$.

Получим уравнение кривой, ограничивающей функцию $\theta_2(m^2, \theta_1)$, а значит и наиболее сильные для данных параметров плазмы быстрые и трансальфвеновские ударные волны. Приравняв m^2 к правой части условия (11), найдем

$$B_{y_1} = \pm 2\sqrt{4\pi\tilde{r}m^2 - B_x^2} - B_{y_2},$$

где знак «+» соответствует области IV, «-» — области III. Разделив полученное уравнение на B_x , имеем

$$\operatorname{tg}\theta_1 = \pm 2\sqrt{\frac{m^2}{m_A^2} - 1} - \operatorname{tg}\theta_2. \quad (15)$$

Подставив выражение (15) в (9), получим уравнение искомой кривой:

$$\operatorname{tg}\theta_2 = \pm \frac{2m^2/m_{off}^2 - 2}{m^2/m_{off}^2 + m^2/m_{on}^2 - 2} \sqrt{\frac{m^2}{m_A^2} - 1}.$$

Упростим его, воспользовавшись соотношением (14):

$$\operatorname{tg}\theta_2 = \pm \frac{m^2/m_{off}^2 - 1}{\sqrt{m^2/m_A^2} - 1}. \quad (16)$$

Кривая (16) представлена на рис. 1 тонкой линией.

Итак, мы показали, как именно при увеличении потока плазмы меняется характер соотношения между углами наклона магнитного поля, а следовательно, и тип МГД-разрыва. В нуле ($m = 0$) расположен контактный разрыв (С). Области I и II отвечают медленным ударным МГД-волнам, соответственно не обращающим $\{S_{\uparrow}^{\uparrow}\}$ и обращающим $\{S_{\downarrow}^{\downarrow}\}$ тангенциальную компоненту поля. Разделяет их при $m = m_{off}$ волна выключения (S_{off}^{\downarrow}). На границе областей II и III (при $m = m_A$) выполняются условия для формирования альфвеновского разрыва (А). Область III соответствует трансальфвеновской волне (Tr), а область IV — быстрой ударной волне (S_{\uparrow}). Волна включения (S_{on}^{\downarrow}) может образоваться на границе областей III и IV. При этом переходные решения для разрывов, соответствующих соседним областям, реализуются при значении потока массы, разграничивающем эти области.

Варьирование величин ρ_1 , $\{\rho\}$ и B_x приводит к сжатию или растяжению кривых, представленных на рис. 1, вдоль координатных осей, без изменения их общей структуры. Для нулевых значений θ_1 , B_x и $\{\rho\}$ характер зависимости $\theta_2(m^2)$ схематически показан на рис. 2. При $\theta_1 = 0$ (см. рис. 2а) все наклонные волны переходят в параллельную ударную волну (S_{\parallel}). Исключением является значение m_{on} , при котором возможен переход к волне включения (S_{on}^{\downarrow}). Если $B_x = 0$ (рис. 2б), то $m_{off} = m_A = m_{on} = 0$, и все наклонные волны, кроме трансальфвеновской и быстрой, переходят к тангенциальному разрыву (Т), а быстрые ударные волны при $m > m_{\perp}$ переходят к перпендикулярным (S_{\perp}). Если имеет место равенство $\{\rho\} = 0$ (рис. 2в), в точке $m_{off, A, on} = m_{off} = m_A = m_{on}$ возможен переход к альфвеновскому разрыву (А), в остальных случаях разрыв просто исчезает.

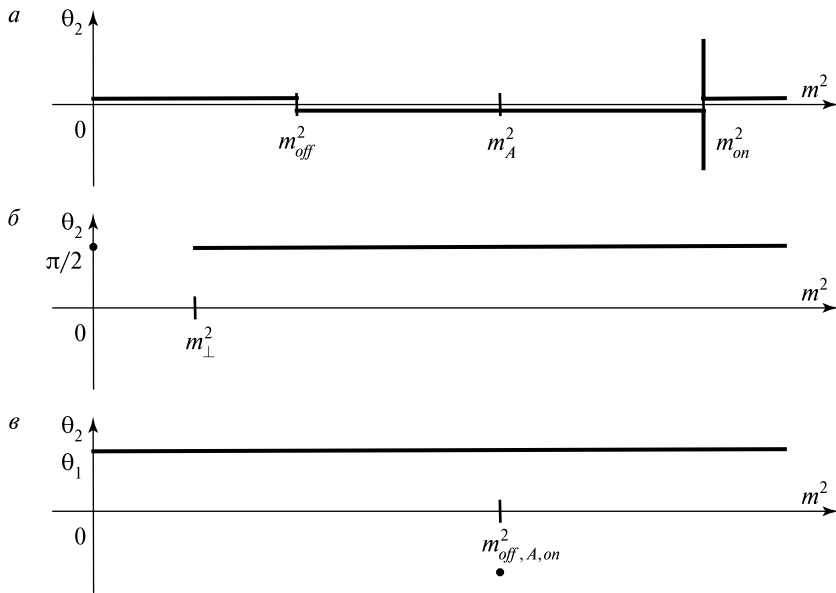


Рис. 2. Схематическое поведение зависимости $\theta_2(m^2)$ при $\theta_2 = 0$ (а); $B_x = 0$ (б); $\{\rho\} = 0$ (в)

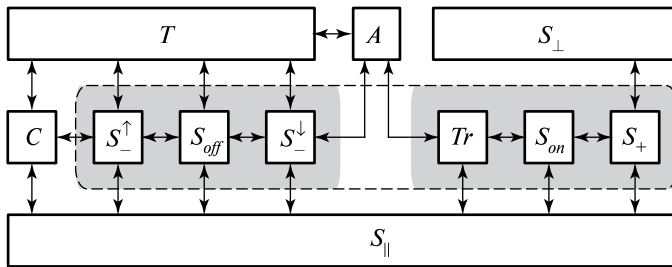


Рис. 3. Схема непрерывных переходов между МГД-разрывами. Пунктирной линией обведен набор разрывов, соответствующий блоку наклонных ударных волн в схеме Сыроватского [Сыроватский, 1956]. Внутри контура заливкой выделены «медленная» (слева) и «быстрая» (справа) составляющие схемы, представленной в работе [Somov, 2013a, b]

Для всех перечисленных выше переходов нами найдены переходные решения [Леденцов, Сомов, 2012], на основе которых построена схема разрешенных переходов между разрывными течениями в МГД. Эта схема показана на рис. 3. Здесь в среднем ряду расположены двумерные разрывы в порядке увеличения потока массы, в верхнем ряду — трёхмерные разрывы. Нижний ряд занимает одномерная параллельная ударная волна (S_{\parallel}). Группировка отдельных элементов произведена для удобства сопоставления обобщенной схемы переходов с предлагавшимися ранее. Схема Сыроватского [Сыроватский, 1956] согласуется с рис. 3, если элементы S_{-}^{\downarrow} , S_{off} , S_{-}^{\uparrow} , Tr , S_{on} и S_{+} объединить в один блок «наклонные ударные волны» (S), опустив при этом вопрос о возможности переходов внутри блока, и не рассматривать контактный разрыв (C) и параллельную ударную волну (S_{\parallel}). Расширение этой схемы (см. [Somov, 2013a, b])

включает параллельную волну ($S_{||}$) и разделение наклонных волн на блоки медленных волн, соответствующих условию (12), и быстрых, соответствующих (13). На рис. 3 они выделены заливкой.

Довольно очевидно, что предлагаемая нами схема переходов является корректным и естественным обобщением двух более ранних схем. Схема содержит в себе не только эволюционные, но и неэволюционные типы разрывов: ударную волну включения, альфвеновскую и трансальфвеновскую ударные волны.

3. НАГРЕВ ПЛАЗМЫ

Чтобы определить эффективность нагрева плазмы, обратимся к граничному условию (8), представляющему собой закон сохранения энергии. Ранее при помощи полной системы граничных условий нам удалось преобразовать его к явному виду относительно скачка внутренней энергии плазмы [Леденцов, Сомов, 2013]:

$$\{\varepsilon\} = -\{r\} \left[\tilde{p} + \frac{\{B_y\}^2 + \{B_z\}^2}{16\pi} \right]. \quad (17)$$

Для двумерных разрывов это выражение принимает совсем простой вид:

$$\{\varepsilon\} = -\{r\} \left[\tilde{p} + \frac{\{B_y\}^2}{16\pi} \right]. \quad (18)$$

Уравнение (17) позволяет сделать определенные выводы относительно изменения внутренней энергии плазмы при пересечении поверхности разрыва. Во-первых, внутренняя энергия растёт, поскольку $-\{r\} > 0$ по теореме Цемплена, а \tilde{p} и $\{B_y\}^2$ — положительные величины. Во-вторых, изменение внутренней энергии складывается из двух частей: термодинамической и магнитной. Последняя зависит от конфигурации магнитного поля, а значит, и от типа разрыва. Выразим в уравнении (18) тангенциальные компоненты магнитного поля через соответствующие углы наклона:

$$\{\varepsilon\} = -\{r\} \tilde{p} - \{r\} \frac{B_x^2}{16\pi} (\operatorname{tg} \theta_2 - \operatorname{tg} \theta_1)^2.$$

Затем термодинамическую часть нагрева, не зависящую от типа разрыва, примем за нулевой отсчет, а сам скачок внутренней энергии будем измерять в единицах $-\{r\} B_x^2 / 16\pi$. Для этого произведём замену

$$\{\varepsilon\}' = -\frac{16\pi}{\{r\} B_x^2} (\{\varepsilon\} + \{r\} \tilde{p}). \quad (19)$$

Получим уравнение

$$\{\varepsilon\}' = (\operatorname{tg} \theta_2 - \operatorname{tg} \theta_1)^2. \quad (20)$$

Для разрывов, представленных на рис. 1, зависимость скачка внутренней энергии от потока массы вычислена с использованием формулы (20) и показана на рис. 4. Найдём уравнение кривой, на которой лежат наиболее сильные трансальфвеновские и быстрые ударные волны. Для этого сначала выразим из соотношения (9) $\operatorname{tg} \theta_1$ и подставим его в уравнение (20):

$$\{\varepsilon\}' = \left(\frac{m^2/m_{off}^2 - m^2/m_{on}^2}{m^2/m_{off}^2 - 1} \operatorname{tg} \theta_2 \right)^2.$$

Затем в полученное выражение подставим величину (16):

$$\{\varepsilon\}' = \frac{\left(m^2/m_{off}^2 - m^2/m_{on}^2 \right)^2}{m^2/m_A^2 - 1}. \quad (21)$$

На рис. 4 кривая (21) нанесена тонкой линией.

Видно, что максимальный скачок внутренней энергии осуществляется наиболее сильной трансальфвеновской ударной волной (Tr), причем его величина быстро растет с увеличением угла θ_1 . Эффективность нагрева плазмы другими типами наклонных разрывов зависит от конкретных условий. Например, нагрев медленными ударными волнами (S_-) может быть как ниже нагрева быстрыми ударными волнами (S_+) при меньших углах θ_1 , так и выше при больших θ_1 . Тангенциальный (T) и контактный (C) разрывы не греют плазму, так как последняя через них не перетекает. На альфвеновском (A) разрыве $\{r\} = 0$, а значит, и $\{\varepsilon\} = 0$, поэтому он также не производит нагрева. Параллельная ударная волна ($S_{||}$), как и обычная гидродинамическая ударная волна, имеет только термодинамическую часть скачка внутренней энергии. Нагрев же на перпендикулярной ударной волне (S_{\perp}), если в качестве B_x в формуле (19) использовать значение нормальной компоненты магнитного поля на наклонных разрывах, будет соответствовать асимптотическим значениям, к которым стремятся графики на рис. 4 при $m \rightarrow \infty$. В любом случае величина нагрева зависит от силы ударной волны. Чем больше изменение плотности магнитной энергии на разрыве, тем до более высоких температур нагреется плазма.

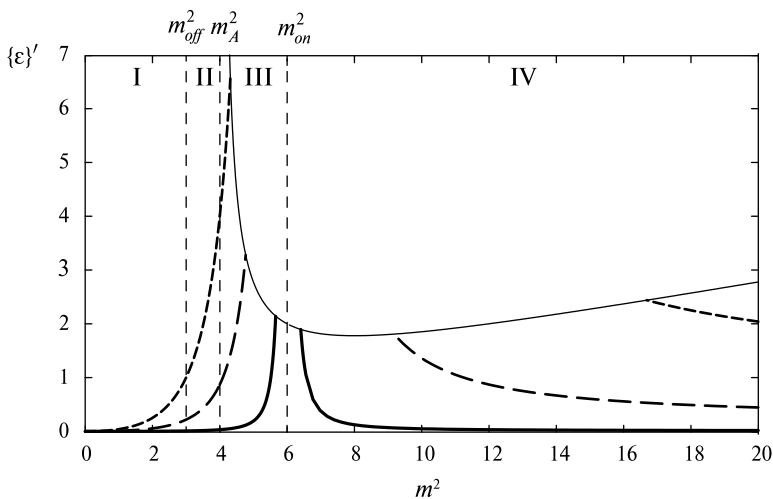


Рис. 4. Зависимости скачка внутренней энергии ε от потока массы при различных значениях угла θ_1 : 5° — сплошная линия; 25° — штриховая; 45° — пунктирная

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены граничные условия для уравнений идеальной МГД на поверхности разрывов различных типов. На их основе построена обобщенная схема разрешенных переходов, которая содержит в себе не только эволюционные, но и неэволюционные типы разрывов: ударную волну включения, альфвеновскую и трансальфвеновскую ударные волны. При интерпретации результатов численного интегрирования уравнений МГД это позволяет видеть области, требующие более аккуратного расчета и дополнительного исследования. В частности, в задаче о магнитном пересоединении в токовых слоях такими областями являются разрывные течения, присоединенные к торцам токового слоя, к обратным токам [Somov, 2013].

Изучено уравнение, описывающее изменение внутренней энергии плазмы при переходе через разрыв. Установлена его зависимость от типа разрыва. Нагрев тем сильнее, чем больше скачки плотности плазмы и плотности магнитной энергии на разрыве. Образование неэволюционных трансальфвеновских ударных волн также способствует нагреву плазмы. В явлениях, обусловленных процессом магнитного пересоединения, например в солнечных вспышках, это, по-видимому, может объяснить наблюдаемое распределение температуры [Sui, Holman, 2003].

ЛИТЕРАТУРА

- [Зельдович, Райзер, 1966] *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- [Ландау, Лифшиц, 1986] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
- [Леденцов, Сомов, 2011] *Леденцов Л. С., Сомов Б. В.* О разрывных течениях плазмы в окрестности пересоединяющихся токовых слоев в солнечных вспышках // Письма в Астрон. журн. 2011. Т. 37. С. 151–160.
- [Леденцов, Сомов, 2012] *Леденцов Л. С., Сомов Б. В.* О непрерывных переходах между разрывными МГД-решениями в задаче о магнитном пересоединении // Письма в Астрон. журн. 2012. Т. 38. С. 831–840.
- [Леденцов, Сомов, 2013] *Леденцов Л. С., Сомов Б. В.* Нагрев плазмы на разрывных МГД-течениях вблизи области магнитного пересоединения // Вестник МГУ. Серия 3: Физика, Астрономия. 2013. Т. 68. № 2. С. 76–81.
- [Лонгмайр, 1966] *Лонгмайр К.* Физика плазмы. М.: Атомиздат, 1966.
- [Сиротина, Сыроватский, 1960] *Сиротина Е. П., Сыроватский С. И.* Структура ударных волн слабой интенсивности в магнитной гидродинамике // Журн. экспериментальной и теоретической физики (ЖЭТФ). 1960 Т. 39. С. 746.
- [Сыроватский, 1956] *Сыроватский С. И.* Некоторые свойства поверхностей разрыва в магнитной гидродинамике // Тр. ФИАН СССР. 1956. Т. 8. С. 15–64.
- [Сыроватский, 1957] *Сыроватский С. И.* Магнитная гидродинамика // Успехи физ. наук. 1957. Т. 62. Вып. 3. С. 247–303.
- [Anderson, 1963] *Anderson J. E.* Magnetohydrodynamic Shock Waves. Massachusetts (Cambridge, US): M. I. T. Press, 1963.
- [Somov, 2013a] *Somov B. V.* Plasma Astrophysics. Part I: Fundamental and Practice. 2nd ed. New York: Springer, 2013.
- [Somov, 2013b] *Somov B. V.* Plasma Astrophysics. Part II: Reconnection and Flares. 2nd ed. New York: Springer, 2013.

[Sui, Holman, 2003] *Sui L., Holman G. D.* Evidence for the formation of a large-scale current sheet in a solar flare // *Astrophys. J.* 2003. V. 596. P. L251–L254.

[Tideman, Krall, 1971] *Tideman D. A., Krall N. A.* *Shock Waves in Collisionless Plasma.* New York, London, Sydney: Wiley-Interscience, 1971.

DISCONTINUOUS MHD FLOWS: CONTINUOUS TRANSITIONS AND PLASMA HEATING IN SOLAR FLARES

L. S. Ledentsov, B. V. Somov

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University (SAI MSU)

The conservation laws on the surface of the discontinuity in the ideal magnetohydrodynamics (MHD) allow the change of the type of discontinuity with a gradual (continuous) change in the conditions of the plasma flow. Then there must exist so-called transitional solutions that satisfy simultaneously the two types of discontinuities. We analyze the complete system of the boundary conditions of MHD equations and found convenient, demonstrative parameter of discontinuous flows classification — the value of the mass flux m . On the basis of this value we construct generalized scheme of continuous transitions in MHD, and investigate the dependence of the plasma heating from the type of MHD flow.

Keywords: plasma, magnetohydrodynamic, discontinuities

Ledentsov Leonid Sergeevich — research fellow, e-mail: koob@mail.ru.

Somov Boris Vsevolodovich — head of department, D.Sc., professor, e-mail: somov@sai.msu.ru.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ НЕОДНОРОДНУЮ МАГНИТОАКТИВНУЮ ПЛАЗМУ С СУБВОЛНОВЫМИ СТРУКТУРАМИ

Е. С. Меркулов¹, Н. С. Ерохин²

¹ Елецкий государственный университет им. И. А. Бунина (ЕГУ им. И. А. Бунина)

² Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Приведён анализ распространения электромагнитных волн через неоднородную магнитоактивную плазму с субволновыми структурами. На основе уравнения Гельмгольца построены точно решаемые одномерные модели. Использование точно решаемой модели продиктовано наличием неоднородностей большой амплитуды, поэтому использование приближенных методов анализа некорректно.

Ключевые слова: электромагнитные волны, градиентные барьеры, субволновые структуры, точное решение, резонансное туннелирование.

Исследование и решение одномерных моделей представляют большой интерес как для практических приложений, так и для теоретических обоснований. Модели могут использоваться для исследований по повышению эффективности поглощающих и просветляющих покрытий в радиодиапазоне и разработки тонких радиопрозрачных обтекателей для антенн [Ерохин и др., 2005]. Точно решаемые модели представляют интерес для исследования особенностей взаимодействия электромагнитных волн с неоднородными средами, в частности, возможностей их безотражательного резонансного туннелирования через волновые барьеры [Меркулов, Ерохин, 2010]. Проведенный ранее анализ (см., например, работы [Ерохин, Захаров, 2007; Ерохин и др., 2005; Лаговский, 2006; Поверенный, Ерохин, 2010а, б; Талипова и др., 2009; Шварцбург, 2000; Шварцбург, Ерохин, 2011; Nazarenko et al., 1994]) показал, что можно обеспечить безотражательное туннелирование электромагнитных волн из вакуума в неоднородный слой, несмотря на скачок диэлектрической проницаемости на границе раздела. Кроме того, безотражательное туннелирование волн через плазму важно для понимания механизмов выхода излучения от источников, которые находятся в плотной плазме в астрофизике, что представляет интерес для повышения эффективности поглощения мощного электромагнитного излучения при нагреве плотной плазмы до высоких температур. Рассмотрение результатов точно решаемых моделей даёт лучшее представление о пространственно-временной динамике электромагнитных полей в диэлектрических структурах с сильной пространственной дисперсией.

В данной работе была рассмотрена следующая модель плазменной неоднородности: $p(\xi) = \alpha/[A + B \sin(2\beta\xi)]$, где $B = (A^2 - 1)^{1/2}$; $A > 1$; α, β — параметры задачи; функция $f(\xi) = A + B \sin(2\beta\xi)$ определяет профиль неоднородной диэлектрической проницаемости $\epsilon_f(\xi) = \beta^2 + (\alpha^2 - \beta^2)/[f(\xi)]^2$, $W(\xi) = 1/[p(\xi)]^{1/2}$, где $W(\xi)$ — нормированная амплитуда волны; $p(\xi) = ck(x)/\omega$ и $\epsilon_f(\xi)$ — волновой вектор и эффективная диэлектрическая проницаемость соответственно, $\xi = \omega x/c$. Рассмотрены варианты выбора параметров в $\epsilon_f(\xi)$, соответствующие туннелированию электромагнитной волны в магнитоактивной плазме с $\max \epsilon_f(\xi) > 1$, что соответствует слоям гибридного резонанса. Были проведены

Меркулов Евгений Сергеевич — аспирант, e-mail: djoirj_dyurua@mail.ru.

Ерохин Николай Сергеевич — заведующий отделом, доктор физико-математических наук, профессор.

численные расчёты профилей волнового числа $p(\xi)$, амплитуды волны, диэлектрической проницаемости плазмы $\epsilon_f(\xi)$.

Исследуемые пространственные профили волнового поля характеризуются набором свободных параметров, определяющих, например, глубину модуляции диэлектрической проницаемости, характерные размеры мелкомасштабных неоднородностей, усиление волновых полей в некоторых субслоях. На рис. 1 представлены пространственные профили нормированной амплитуды поля электромагнитной волны, эффективной диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы и безразмерного волнового числа в слое при значениях параметров $\alpha > \beta$, $\alpha = 1,7$; $\beta = 1,68$; $A = 1,02$.

Как следует из графиков на рис. 1, вариации волнового вектора и амплитуды волны в неоднородном слое значительны, а модуляция эффективной диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы весьма мала вследствие близости величин параметров α и β .

Изменив параметр A на значение 6,0, получим другую ситуацию, показанную на рис. 2. Как можно видеть, на обоих графиках произошли изменения: резко уменьшилась толщина слоя, в котором есть солитоноподобный всплеск поля волны, кроме того, изменилась амплитуда вариаций $W(\xi)$. При значении параметра $A = 1,02$ имеем соотношение $W_{\max}(\xi)/W_{\min}(\xi) = 1,22$, а для $A = 6,0$ вариации амплитуды волны значительно больше $W_{\max}(\xi)/W_{\min}(\xi) = 11,92$, и отметим наличие на профиле $\epsilon_f(\xi)$ довольно широких областей квазиplateau, где $\epsilon_f(\xi)$ почти не меняется.

Наложив в данной точно решаемой модели ограничение $0 < \alpha < \beta$ и приняв $\alpha = 1,7$; $\beta = 1,72$; $A = 1,02$, получим, что пространственные профили схожи с приведёнными на рис. 2. Таким образом, условие $0 < \alpha < \beta$ при малых значениях параметра A , например $A = 1,02$, не привело к каким-либо значительным изменениям в резонансном туннелировании электромагнитной волны через градиентные барьеры в плазме. При увеличении параметра A до значения 6,0 помимо роста амплитуды для $\epsilon_f(\xi)$ появляются области непрозрачности, в которых $\epsilon_f(\xi) < 0$. Так, наименьшее значение $\epsilon_f(\xi)$ равно 6,75. В данном случае показано, что возможны варианты, когда эффективная диэлектрическая проницаемость в своём минимуме имеет отрицательные значения, т.е. в плазме будут области непрозрачности. Следует отметить, что области непрозрачности возникают при значении $A \geq 3,4$, данные области представлены на рис. 3. Для обоих случаев — $\alpha > \beta$ и $0 < \alpha < \beta$ — имеются области с $\epsilon_f(\xi) > 1$, соответствующие случаю магнитоактивной плазмы с наличием области, близкой к условиям верхнего гибридного резонанса.

Таким образом, при увеличении параметра A в обоих случаях происходит рост амплитуды волны и значения волнового вектора. Форма профиля и частота для обоих случаев схожие. В настоящей работе на основе точно решаемой одномерной модели изучено безотражательное взаимодействие электромагнитной волны с неоднородными структурами слоя плазмы. В задаче имеется ряд независимых параметров, меняя которые, можно управлять толщинами неоднородных субслоев, их числом и глубиной модуляции эффективной диэлектрической проницаемости. Необходимо отметить также возможность генерации солитоноподобных всплесков волнового поля при резонансном туннелировании. Неоднородности плазменного слоя могут быть достаточно резкими в масштабе эффективной вакуумной длины волны.

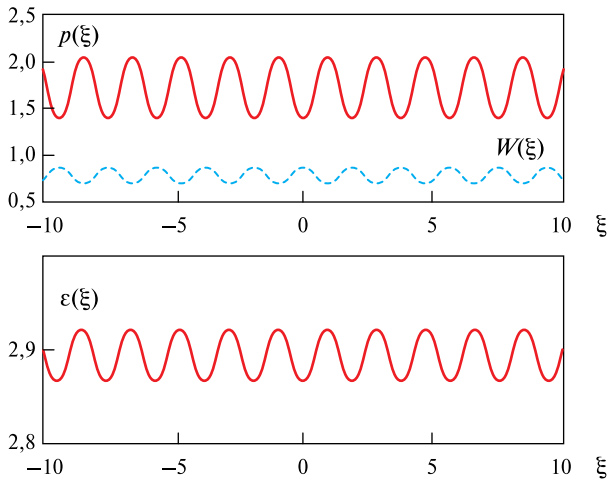


Рис. 1. Пространственные профили при значениях параметров $\alpha > \beta$, $\alpha = 1,7$; $\beta = 1,68$; $A = 1,02$

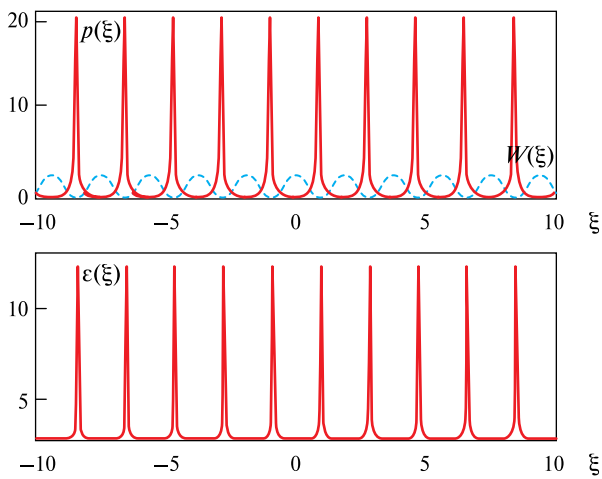


Рис. 2. Пространственные профили при $A = 6,0$

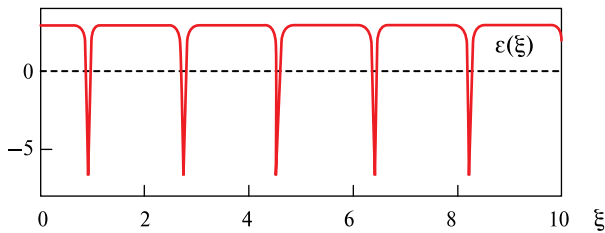


Рис. 3. Эффективная диэлектрическая проницаемость при $A \geq 3,4$

ВЫВОДЫ

Изложенная методика анализа безотражательного распространения волн представляет интерес при исследовании безотражательного распространения акустических, сдвиговых и внутренних гравитационных волн в атмосфере и океане, а также в оптике неоднородных диэлектриков с мелкомасштабными структурами показателя преломления значительной амплитуды, включающими слои непрозрачности. Такие исследования важны также для дистанционного зондирования различных неоднородных сред.

Использованный в данной работе подход представляет также интерес для задач согласования [Поверенный, Ерохин, 2010а, б] параметров плазмы и падающей из вакуума электромагнитной волны в целях повышения эффективности поглощения электромагнитного излучения в слоях плазменных резонансов.

Получены профили пространственного распределения нормированной амплитуды поля электромагнитной волны, эффективной диэлектрической проницаемости плазмы, безразмерного волнового числа в слое. На основе расчётов для точно решаемой модели взаимодействия электромагнитной волны с неоднородной плазмой показано, что набор структур мелкомасштабных неоднородностей может быть весьма разнообразным, и в каждом случае происходит безотражательное прохождение падающей из вакуума электромагнитной волны через неоднородный плазменный слой.

ЛИТЕРАТУРА

- [Ерохин, Захаров, 2007] *Ерохин Н. С., Захаров В. Е.* О нелинейном просветлении волновых барьеров для электромагнитного излучения в неоднородной плазме // Докл. Акад. наук. Сер. Физика. 2007. Т. 416. № 3. С. 1–3.
- [Ерохин и др., 2005] *Ерохин Н. С., Михайловская Л. А., Ерохин Н. Н.* Некоторые примеры точных решений математических моделей, описывающих колебания непрерывных сред: Препринт. М.: ИКИ РАН, 2005. Пр-2109. 14 с.
- [Лаговский, 2006] *Лаговский Б. А.* Поглощающие и просветляющие плавно неоднородные покрытия для электромагнитных волн // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. С. 74–83.
- [Меркулов, Ерохин, 2010] *Меркулов Е. С., Ерохин Н. С.* Резонансное туннелирование электромагнитной волны через слой неоднородной плазмы с генерацией всплесков волнового поля // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Плазменная электроника. 2010. № 4(68). С. 128–130.
- [Поверенный, Ерохин, 2010а] *Поверенный М. В., Ерохин Н. С.* Резонансное туннелирование электромагнитной волны через слой неоднородной киральной плазмы // 46-я Всерос. конф. по проблемам математики, информатики, физики и химии: Тез. докл. Секция физики. М.: РУДН, 2010. С. 27.
- [Поверенный, Ерохин, 2010б] *Поверенный М. В., Ерохин Н. С.* Резонансное туннелирование электромагнитной волны через слой неоднородной киральной плазмы // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Плазменная электроника. 2010. № 4(68). С. 125–127.
- [Талипова и др., 2009] *Талипова Т. Г., Пелиновский Е. Н., Петрухин Н. С.* О проникновении длинной внутренней волны в толщу океана // Океанология. 2009. Т. 49. Вып. 5. С. 673–680.
- [Шварцбург, 2000] *Шварцбург А. Б.* Дисперсия электромагнитных волн в слоистых и нестационарных средах (точно решаемые модели) // Успехи физ. наук (УФН). 2000. Т. 170. С. 1297–1324.

[Шварцбург, Ерохин, 2011] *Шварцбург А. Б., Ерохин Н. С.* Градиентные акустические барьеры (точно решаемые модели) // *Успехи физ. наук (УФН)*. 2011. Т. 181. № 6. 627–646.

[Nazarenko et al., 1994] *Nazarenko S. V., Newell F. C., Zakharov V. E.* Communication through plasma sheaths via Raman (three-wave) scattering process // *Physics of Plasmas*. 1994. V. 1. P. 2827–2834.

ELECTROMAGNETIC WAVES PROPAGATION THROUGH THE INHOMOGENEOUS MAGNETOACTIVE PLASMA WITH SUBWAVE STRUCTURES

*E. S. Merkulov*¹, *N. S. Erokhin*²

¹ I. A. Bunin Elets State University

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

It is performed the analysis of electromagnetic waves propagation through the inhomogeneous magnetoactive plasma containing subwave structures of plasma density. On the basis of 1D-Helmholts equation it has been elaborated the exactly solvable models. The usage of exactly solvable models is motivated by the presence of inhomogeneity large amplitude structures so the approximate methods of solution description can't be applied.

Keywords: electromagnetic waves, gradient barriers, subwave structures, resonance tunneling

Merkulov Evgenii Sergeevich — post-graduate student, e-mail: djorj_dyurua@mail.ru.

Erokhin Nikolay Sergeevich — head of department, professor.

ПОТОКИ СПИРАЛЬНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ГАЛАКТИЧЕСКОЕ ДИНАМО

Е. А. Михайлов

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

Теория динамо довольно давно применяется для описания роста магнитных полей в галактиках и неоднократно была подтверждена наблюдательными данными. Однако для уточнения её предсказаний представляется важным учесть закон сохранения спиральности магнитного поля. Действительно, при условии вмороженности магнитного поля в среду (которое с большой точностью выполняется для межзвёздного газа), скалярное произведение магнитного поля на его вектор-потенциал, проинтегрированное по объёму, сохраняется неизменным. Для расчёта используется по- z -модель, разработанная Д. Моссом с коллегами [Moss, 1995; Phillips, 2001]. Она предполагает, что галактический диск довольно тонкий, и производные вдоль оси, перпендикулярной к его плоскости, могут быть заменены конечными выражениями. Уравнения данной модели дополняются уравнениями, описывающими потоки спиральности в галактике. Проводится сравнение полученных результатов как с «классической» по- z -моделью, так и с оценками, полученными А. Шукуровым с коллегами в модели с учётом спиральности для усреднённого по всей галактике магнитного поля [Shukurov et al., 2006; Sur et al., 2007]. Показано, что если учитывать потоки спиральности, то возможны не только монотонный рост магнитного поля галактики, но и его осцилляции. В ряде ситуаций возможно затухание магнитного поля после достижения им значения, определяемого равномерным распределением энергии. По сравнению с оценками для усреднённого магнитного поля видно, что решения более сглажены, а масштаб осцилляций магнитного поля несколько меньше. Это можно объяснить тем, что данная модель позволяет более точно учесть диссипативные процессы, которые и сглаживают решения.

Ключевые слова: теория динамо, магнитные поля галактик, магнитная спиральность.

Теория динамо достаточно долго используется при изучении магнитных полей галактик [Рузмайкин и др., 1988]. Её результаты неоднократно подтверждались данными наблюдений [Arshakian et al., 2009]. Одним из наиболее полезных приближений, позволяющих рассчитать магнитные поля галактик, является по- z -модель. Она предполагает, что галактический диск достаточно тонкий, и можно заменить производные по одной из координатных осей алгебраическими выражениями [Moss, 1995; Phillips, 2001]. Однако представляется важным внести в данную модель некоторые уточнения. В частности, в последнее время стало понятно, что важно учитывать закон сохранения спиральности магнитного поля [Shukurov et al., 2006].

Уравнение для эволюции крупномасштабного магнитного поля в космических средах обычно записывается следующим образом [Зельдович и др., 2006]:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}[\vec{v}, \vec{B}] + \text{rot}(\alpha \vec{B}) + \eta \Delta \vec{B}, \quad (1)$$

где \vec{v} — скорость движений межзвёздного газа; α — число, характеризующее турбулентность (в галактиках обычно принято считать, что $\alpha \approx \Omega l^2/h$); η — коэффициент турбулентной диффузии.

В наших расчётах используется по- z -модель, разработанная Д. Моссом с коллегами [Moss, 1995; Phillips, 2001]. В рамках данной модели полагается, что галактический диск достаточно тонкий. Это позволяет положить для составляющих магнитного поля в плоскости галактического диска:

$$B_{r,\varphi} = \cos\left(\frac{\pi z}{2h}\right),$$

а для их производных по оси, перпендикулярной к данной плоскости, записать:

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

Составляющая магнитного поля, перпендикулярная плоскости диска, восстанавливается из условия соленоидальности.

Для α и её производных, аналогично, можно положить, что

$$\alpha = \alpha_0 \sin\left(\frac{\pi z}{2h}\right), \quad \frac{\partial}{\partial z}(\alpha B_{r,\varphi}) = \frac{\pi \alpha_0 B_{r,\varphi}}{2h}.$$

С учётом вышеописанных предположений, векторное уравнение (1) может быть сведено к следующей системе:

$$\begin{cases} \frac{\partial B_r}{\partial t} = -R_\alpha B_\varphi - \frac{\pi^2}{4} B_r + \lambda^2 \Delta_r B_r; \\ \frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = R_\omega r \frac{\partial \Omega}{\partial r} B_r - \frac{\pi^2}{4} B_\varphi + \lambda^2 \Delta_r B_\varphi, \end{cases}$$

где R_α , R_ω и λ — безразмерные коэффициенты, характеризующие работу динамо. Обычно по порядку величины $R_\alpha = O(1)$, $R_\omega = O(10)$ и $\lambda = O(0,01)$. При этом время измеряется в единицах h^2/η , а длины — в единицах радиуса галактики. Угловая скорость вращения также отнесена к своему характерному значению.

Механизм галактического динамо обусловлен переходом кинетической энергии межзвёздного газа в энергию магнитного поля, поэтому рост поля ограничивается величиной B_* , определяемой из соотношения [Arshakian et al., 2009]:

$$\frac{B_*^2}{8\pi} = \frac{\rho v^2}{2}.$$

Поэтому в уравнениях можно сделать замену $R_\alpha \rightarrow R_\alpha/(1+B^2)$. Здесь и далее магнитные поля отнесены к равновесному значению B_* . Характерные зависимости величины магнитного поля от времени показаны на рис. 1.

В ряде работ показано, что при расчёте галактических полей важно учитывать так называемый закон сохранения спиральности магнитного поля [Shukurov et al., 2006; Sur et al., 2007]. Действительно, в случае вмороженности магнитного поля в среду (что с большой степенью точности наблюдается в межзвёздном газе) величина

$$\int_V (\vec{A}, \vec{B}) dV$$

является интегралом движения.

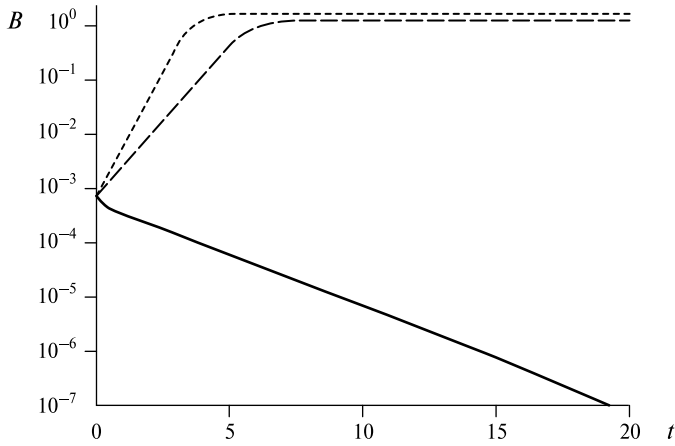


Рис. 1. Зависимость магнитного поля от времени при $R_\alpha = 1$: сплошная линия показывает случай $R_\omega = 5$; штриховая — $R_\omega = 10$; пунктирная — $R_\omega = 15$

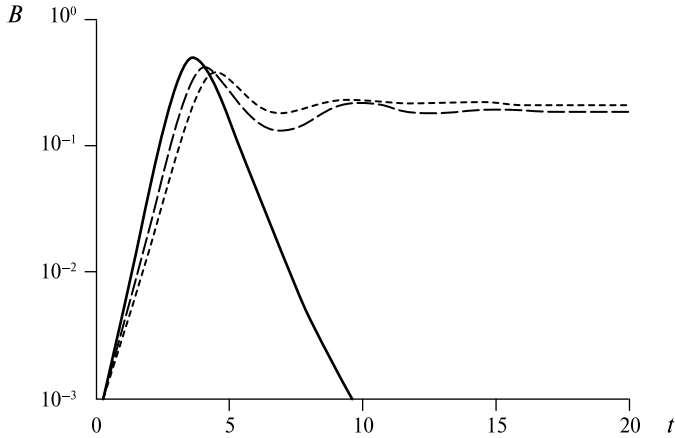


Рис. 2. Зависимость магнитного поля от времени в модели с учётом потоков спиральности: $R_\alpha = 1$, $R_\omega = 15$, $R_m = 10^4$, $C = 50$. Сплошная линия показывает случай $R_U = 0$; штриховая — $R_U = 0,3$; пунктирная — $R_U = 0,5$

В таком случае спиральность α надо разделить на две составляющие — кинематическую α_K (которая уже учтена в уравнениях) и магнитную α_m :

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_m.$$

Полная модель, с учётом всех предположений, запишется так:

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -R_\alpha(1 + \alpha)B_\phi - \left(R_U + \frac{\pi^2}{4}\right)B_r + \lambda^2 \Delta_r B_r;$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = R_\omega r \frac{\partial \Omega}{\partial r} B_r - \left(R_U + \frac{\pi^2}{4}\right)B_\phi + \lambda^2 \Delta_r B_\phi;$$

$$\frac{\partial \alpha_m}{\partial t} = -R_U \alpha_m - C \left\{ (1 + \alpha_m)B^2 + \frac{3B_r B_\phi}{8R_\alpha} \sqrt{-\pi D r \frac{\partial \Omega}{\partial r} (1 + \alpha_m) + \frac{\alpha_m}{R_m}} \right\} + \lambda^2 \Delta_r \alpha_m.$$

Здесь введено несколько новых безразмерных величин: $R_U = O(0,1)$, $C = O(10^2)$, $R_m = O(10^4)$, $D = R_\alpha R_\omega$. Типичные результаты проиллюстрированы на рис. 2.

Можно сделать вывод, что если учитывать потоки спиральности, то возможны не только монотонный рост магнитного поля галактики, но и его осцилляции. В ряде ситуаций возможно затухание магнитного поля после достижения им значения, определяемого равномерным распределением энергии.

В ходе исследования данной модели было также показано, что, по сравнению с оценками для усреднённого магнитного поля, решения более сглажены, а масштаб осцилляций магнитного поля несколько меньше [Михайлов, 2013]. Это можно объяснить тем, что данная модель позволяет более точно учесть диссипативные процессы, которые и сглаживают решения.

ЛИТЕРАТУРА

- [Зельдович и др., 2006] *Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д.* Магнитные поля в астрофизике. Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, Институт компьютерных исследований, 2006. 384 с.
- [Михайлов, 2013] *Михайлов Е. А.* Галактическое динамо с учётом потоков спиральности // Письма в Астрон. журн. 2013. V. 39. № 7. P. 474–480.
- [Рузмайкин и др., 1988] *Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д., Шукуров А. М.* Магнитные поля галактик. М.: Наука, 1988. 278 с.
- [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 // *Astronomy and Astrophysics*. 2009. V. 494. P. 21–32. doi: 10.1051/0004-6361/200810964.
- [Moss, 1995] *Moss D.* On the generation of bisymmetric magnetic field structures by tidal interactions // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 1995. V. 275. P. 191–195.
- [Phillips, 2001] *Phillips A.* A comparison of the asymptotic and no-z approximations for galactic dynamos // *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*. 2001. V. 94. Iss. 1–2. P. 135–150.
- [Shukurov et al., 2006] *Shukurov A., Sokoloff D., Subramanian K., Brandenburg A.* Galactic dynamo and helicity losses through fountain flow // *Astronomy and Astrophysics Letters*. 2006. V. 448. N. 2. P. L33–L36.
- [Sur et al., 2007] *Sur S., Shukurov A., Subramanian K.* Galactic dynamos supported by magnetic helicity fluxes // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS)*. 2007. V. 377. N. 2. P. 874–882.

MAGNETIC FIELD HELICITY FLUXES AND GALACTIC DYNAMO

E. A. Mikhailov

Lomonosov Moscow State University (MSU)

The dynamo theory has been used for galactic magnetic fields for a long time. Its results have been confirmed by observations. However, to make its predictions more precise, it is important to take into account magnetic helicity conservation law. For high conductivity medium (as interstellar gas) scalar product of magnetic field and its vector potential, integrated over some volume, remains constant. For calculations we use no-z model, which was developed by D. Moss and his colleagues [Moss, 1995; Phillips, 2001]. It apologizes, that the galactic disc is very thin.

So, we can replace corresponding partial derivatives by algebraic expressions. Then, we add the equations, which describe helicity fluxes in the galaxy. We compare the results with “classical” α - Ω model, and with estimates, which were obtained by Shukurov et al. for model with helicity fluxes and averaged magnetic fields [Shukurov et al., 2006; Sur et al., 2007]. We have shown, that if we take into account helicity fluxes, it is possible to obtain not only monotonous growth of the field, but oscillating solutions. Sometimes the magnetic field can dissipate after reaching its equipartition value. We can conclude, that the solutions soften, and the oscillations are less than in Shukurov’s works. It can be explained by more careful model for dissipation.

Keywords: dynamo theory, galactic magnetic fields, magnetic helicity.

Mikhailov Evgeny Alexandrovich — postgraduate student, e-mail: ea.mikhajlov@physics.msu.ru.

СТРУКТУРА ФАЗОВОЙ ПЛОСКОСТИ ПРИ СЕРФИНГЕ УМЕРЕННО РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ 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)

Выполнен анализ структуры фазовой плоскости для захватываемых в режим серфинга умеренно релятивистских 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 на траектории заряженной частицы. Согласно численным расчетам в области оптимальных для реализации серфинга начальных фаз и при выполнении условия черенковского резонанса происходит захват заряда в эффективную потенциальную яму с последующим ускорением для амплитуд волны выше некоторого порогового значения. Темп ускорения заряда не зависит от амплитуды волны и определяется величиной безразмерной фазовой скорости волны. Амплитуда волны определяет положение равновесия по фазе, т.е. дно эффективной потенциальной ямы. При достаточно сильном ускорении период этих колебаний возрастает значительно, а амплитуда колебаний уменьшается. Такое поведение соответствует наличию на фазовой плоскости особой точки типа устойчивого фокуса.

Ключевые слова: электромагнитная волна, серфотронное ускорение зарядов, фазовая плоскость, устойчивый фокус, оптимальные условия для ускорения частиц, эффективная потенциальная яма.

Серфинг зарядов на электромагнитных волнах, которые могут иметь черенковский резонанс с частицами, является одним из наиболее вероятных механизмов генерации потоков ультрарелятивистских частиц в космической плазме. Для корректных оценок условий генерации потока быстрых частиц, их параметров необходим детальный анализ механизма захвата заряженных частиц в режим серфотронного ускорения электромагнитной волной, эффективности этого ускорения и оптимальных условий его реализации. Задача имеет набор свободных параметров, следовательно, полный объём вычислений оказывается очень большим. Поэтому нужно поэтапно исследовать задачу.

В данной работе выполнен анализ структуры фазовой плоскости для захватываемых в режим серфинга умеренно релятивистских 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 на траектории заряженной частицы. Согласно расчётам, при достаточно сильном ускорении период этих колебаний возрастает значительно, а амплитуда колебаний уменьшается. Такое поведение соответствует наличию на фазовой плоскости особой точки типа устойчивого фокуса. Ранее ряд вопросов серфотронного ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами рассматривался, например, в работах [Грибов

Мкртчян Гоар Сергеевна — аспирантка, e-mail: hay-13@mail.ru.

Ерохин Николай Сергеевич — заведующий отделом ИКИ РАН, доктор физико-математических наук, профессор.

и др., 1985; Ерохин и др., 1989, 2008; Кичигин, 2001; Chernikov et al., 1992; De-Yu Wang, Quan-Ming Lu, 2007; Dieckmann et al., 2005; Erokhin et al., 2007]; Katsouleas, Dawson, 1983].

Также рассмотрено серфотронное ускорение зарядов при умеренной начальной энергии частиц, когда релятивистский фактор заряда порядка единицы, для лучшего выявления асимптотик в движении ускоряемой частицы. В области оптимальных для реализации серфинга начальных фаз и при выполнении условия черенковского резонанса расчёты показали, что происходит захват заряда в эффективную потенциальную яму с последующим ускорением для амплитуды волны выше некоторого порогового значения и при оптимальном знаке компоненты импульса заряда вдоль волнового фронта. Темп ускорения заряда не зависит от амплитуды волны и определяется величиной безразмерной фазовой скорости волны. Амплитуда волны определяет положение равновесия по фазе, т.е. дно эффективной потенциальной ямы. Если знак компоненты импульса заряда вдоль волнового фронта неблагоприятный, например, для электронов он отрицательный (у протонов соответственно положительный), вначале частица, оставаясь захваченной, тормозится, меняет знак импульса, а потом происходит её ускорение. Сначала движение изображающей точки на фазовой плоскости соответствует траектории около неустойчивого фокуса. Потом, когда имеет место ускорение частицы, траектория изображающей точки отвечает движению около устойчивого фокуса с постепенным уменьшением амплитуды осцилляций по мере роста энергии заряда. Были также рассмотрены временная динамика компонент импульса и релятивистского фактора ускоряемой заряженной частицы, типичные особенности её траектории при серфинге на электромагнитной волне.

Приведём некоторые результаты проведённых расчётов. На рис. 1–4 они представлены для следующих исходных параметров: $u = \omega_{He}/\omega = 0,2$; $\beta = \omega/ck = 0,3$; $h = \gamma v_z/c = 3$; $g = \gamma(0) v_y(0)/c = 9$; $a = 0$; $\psi(0) = 0,75$, где ω_{He} — циклотронная частота электронов плазмы; ω — частота волны; k — волновой вектор; v_z — скорость ускоряемой частицы вдоль внешнего магнитного поля; γ — релятивистский фактор частицы; ψ — фаза волны на траектории частицы; $a = d\psi/dt$ при $\tau = 0$; $\tau = \omega t$ — безразмерное время; h и g — безразмерные компоненты импульса частицы соответственно вдоль внешнего магнитного поля и волнового фронта.

При начальной фазе $\psi(0) = 0,75$ захват частицы волной в режим серфотронного ускорения происходит на временах $\tau = 58\ 950$. Для значений начальной фазы, например, 3; 2,2; 1 и т. п. частица сразу захватывается в режим серфотронного ускорения ($\tau_c = 0$).

На рис. 1. видно, что в начале, когда начальная фаза неблагоприятна для захвата частицы волной, имеет место циклотронное вращение с весьма малыми вариациями $\xi = kx$. Затем, когда наступает благоприятная фаза, происходит черенковское взаимодействие, и частица захватывается волной в режим серфотронного ускорения.

Начальная фаза неблагоприятная. Малые вариации релятивистского фактора имеются до захвата заряда волной в режим серфинга, но на рис. 2 они практически не заметны. Когда наступает благоприятная фаза, происходит захват частицы волной, и после захвата частица ускоряется с постоянным темпом набора энергии.

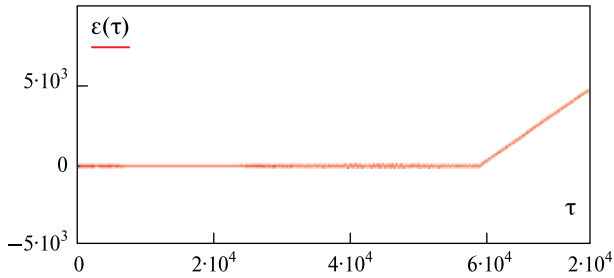


Рис. 1. Зависимость безразмерного смещения частицы $\xi = kx$ вдоль направления распространения волны (ось x) от безразмерного времени τ

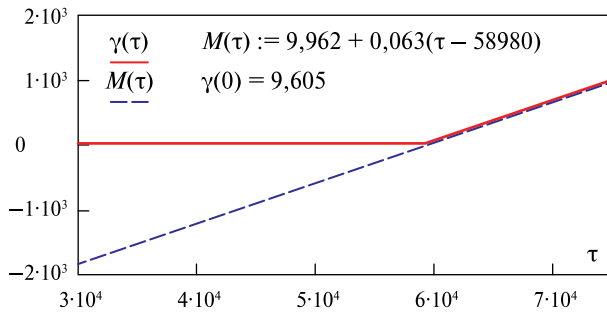


Рис. 2. Релятивистский фактор частицы $\gamma(\tau)$ и его аналитическая аппроксимация $M(\tau)$

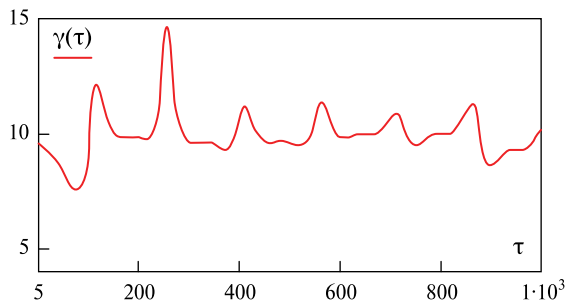


Рис. 3. Зависимость релятивистского фактора от времени

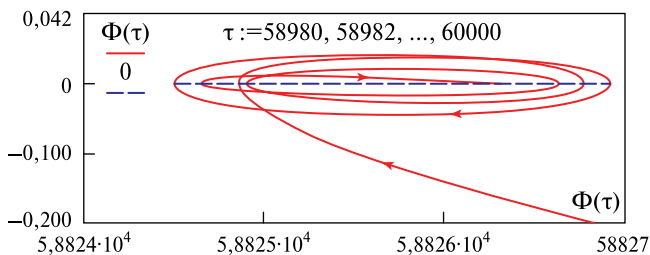


Рис. 4. Траектория изображающей точки на плоскости $(\Phi(\tau), \psi(\tau))$ в окрестности устойчивого фокуса, где $\Phi(\tau) = d\psi(\tau)/dt$

На рис. 3 показана зависимость релятивистского фактора от времени на более узком диапазоне времени, на нём уже видны малые вариации релятивистского фактора до захвата. Из графика $\gamma_{\min} = 7,66$; $\gamma_{\max} = 14,64$, т. е. релятивистский фактор увеличивается приблизительно в два раза.

До захвата частицы волной в режим серфотронного ускорения траектория изображающей точки соответствует циклотронному вращению. Динамика траектории определяется колебаниями частицы с уменьшающейся амплитудой и возрастанием периода колебаний в области дна эффективной потенциальной ямы, которой является фокус (устойчивый). После захвата частицы волной в режим серфинга траектория изображающей точки медленно по спирали, скручиваясь, приближается к особой точке типа устойчивый фокус (рис. 4).

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 журн. эксперим. и теорет. физики. 1985. Т. 42. Вып. 2. С. 54–58.
- [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. № 4. С. 114–118.
- [Кичигин, 2001] *Кичигин Г. Н.* Серфотронный механизм ускорения космических лучей в галактической плазме // Журн. эксперим. и теорет. физики (ЖЭТФ). 2001. Т. 119. С. 1038–1043.
- [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. P. 1507–1510.
- [De-Yu Wang, Quan-Ming Lu, 2007] *De-Yu Wang, Quan-Ming Lu.* Electron surfing acceleration in a current sheet by perpendicular electrostatic waves // Advances in Space Research. 2007. V. 39. Iss. 9. P. 1471–1473.
- [Dieckmann et al., 2005] *Dieckmann M. E., Eliasson B., Parviainen M., Shukla P. K., Ynnerman A.* Electron surfing acceleration in oblique magnetic fields // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS). 2005. V. 367. P. 865–872. doi: 10.1111/j.1365-2966.2005.09991.x.
- [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. Т. 60. № 9. С. 967–972.
- [Katsouleas, Dawson, 1983] *Katsouleas N., Dawson J.* Unlimited Electron Acceleration in Laser-Driven Plasma Waves // Physical Review Letters. 1983. V. 51. N. 5. P. 392.

THE STRUCTURE OF PHASE PLANE FOR SURFATRON ACCELERATION OF WEKLY RELATIVISTIC ELECTRONS BY THE ELECTROMAGNETIC WAVE IN PLASMA

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

¹ Russian University of People Friendship

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

It is performed the analysis of phase plane structure for moderate relativistic charged particles during their surfatron acceleration by the electromagnetic wave. In the most simple model of charges surfatron acceleration this problem reduced to the analysis of solution of second order nonlinear nonstationary equation of dissipative type for the wave phase in the accelerated particle trajectory. According to numerical calculations for the optimal initial wave phases and Cherenkov resonance takes place the charges are captured to the effective potential wall if the wave amplitude is above some threshold value, the surfatron acceleration mechanism is occurred and particles are accelerated. The energy growth rate doesn't depend on the wave amplitude but it is determined by the wave phase velocity. The wave amplitude determines the position of effective potential wall bottom. For the strong enough acceleration the amplitude of particle oscillation in the effective potential wall is decreasing but the oscillations period is increasing. Such temporal dynamics corresponds to the presence of stable focus point on the phase plane.

Keywords: electromagnetic wave, surfatron acceleration of charges, phase plane, stable focus, optimum conditions for particles acceleration, effective potential wall.

Mkrtychyan Goar Sergeevna — post-graduate student.

Erokhin Nikolay Sergeevich — head of department IKI RAN, professor.

ПОЛОЖЕНИЕ И ДИНАМИКА ПЕРЕДНЕГО КРАЯ ТОКОВОГО СЛОЯ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ THEMIS

И. С. Назарков, В. В. Калегаяев

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ)

Миссия THEMIS предоставила уникальную возможность для исследования структуры и динамики токов хвоста магнитосферы Земли. Благодаря пространственному положению спутников, которые каждые четыре дня выстраивались в одну линию, можно было наблюдать изменения магнитного поля вдоль всего профиля хвоста с течением времени. С использованием модели собственного магнитного поля Земли (IGRF-10) и магнитосферного магнитного поля (A2000) из измеренного на бортах спутников магнитного поля выделялось поле токов геомагнитного хвоста. Были построены радиальные профили магнитного поля вдоль хвоста магнитосферы при различных условиях в солнечном ветре. В результате: передний край токового слоя (ТС) при спокойных условиях в солнечном ветре 4 апреля 2009 г. находился на расстоянии около $12R_E$, а магнитное поле в его окрестности составляло $|B| = 20$ нТ, в то время как в удалённом хвосте — около 10 нТ. Во время геомагнитного возмущения 14 февраля 2009 г. (минимум D_{st} — 35 нТ) передний край токов хвоста магнитосферы приблизился к Земле до $8R_E$, и значительно усилилось магнитное поле вблизи него (B_x -компонента поля достигала 70 нТ, B_z -компонента — 50 нТ), что говорит о значительных протекающих токах в области переднего края. Вследствие увеличения характерных размеров магнитосферной токовой системы хвоста в этот период затянувшегося минимума солнечной активности наблюдался слабый эффект от этих токов на поверхности Земли.

Ключевые слова: магнитосфера Земли, передний край токового слоя магнитосферы Земли, низкая солнечная активность в 2009 г., магнитная буря, магнитное поле токовой системы хвоста магнитосферы.

ВВЕДЕНИЕ

Геомагнитный хвост — одна из фундаментальных областей магнитосферы Земли, определяющая её структуру и динамику. Электрические токи поперёк геомагнитного хвоста поддерживают определённую структуру магнитного поля в окрестностях Земли и вызывают геомагнитные возмущения во внутренней магнитосфере. Изучение регулярной структуры и динамики магнитного поля геомагнитного хвоста — актуальная проблема магнитосферной физики.

Структура магнитного поля вблизи геомагнитного хвоста, так же, как и его пространственное положение, точно не известны из-за сложности разделения областей, на которые преимущественное влияние оказывают и токи хвоста, и кольцевой ток. Эта работа направлена на детальное исследование структуры магнитного поля в геомагнитном хвосте на основе измерений спутников THEMIS.

Назарков Илья Сергеевич — аспирант, e-mail: nazarkov@dec1.sinp.msu.ru.

Калегаяев Владимир Владимирович — заведующий лабораторией, доктор физико-математических наук, e-mail: klg@dec1.sinp.msu.ru.

С тех пор как 17 февраля 2007 г. с космодрома имени Джона Кеннеди (мыс Канаверал) были запущены пять идентичных по конструкции и взаимозаменяемости микроспутников космического проекта по изучению магнитосферных суббурь THEMIS (*англ.* Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms — Динамика событий и макроскопических взаимодействий во время суббурь), появилась возможность детального исследования крупномасштабной структуры геомагнитного хвоста магнитосферы. Одинаково оснащённые спутники имели орбиты, апогеи которых выстраивались в одну линию каждые четыре дня. Существование одновременных измерений в различных областях хвоста позволило преодолеть пространственно-временную неопределённость и изучить крупномасштабную структуру магнитного поля в хвосте магнитосферы без использования дополнительных априорных предположений.

В этой работе используются параболаидная модель магнитосферы A2000 и модель собственного магнитного поля Земли IGRF-10 для изучения структуры магнитосферного магнитного поля. Магнитное поле токовых систем, отличных от токов хвоста, было вычтено из измерений после вычислений по моделям A2000 и IGRF-10. Модель A2000 также была использована для моделирования характерной структуры магнитного поля крупномасштабных токов хвоста магнитосферы при различных условиях.

Главная цель данной работы — изучить особенные свойства геомагнитных возмущений, происходящих в чрезвычайно спокойной магнитосфере Земли в течение затянувшегося минимума солнечной активности. Рассматривались некоторые выбранные события, произошедшие при спокойных (4 апреля 2009 г.) и возмущённых (14 февраля 2009 г.) условиях солнечного ветра. В течение этих событий выделялось магнитное поле токов хвоста магнитосферы на основе данных измерений.

СПОКОЙНАЯ МАГНИТОСФЕРА 4 АПРЕЛЯ 2009 г.

Спокойные условия в солнечном ветре были зафиксированы в течение 4 апреля 2009 г. Данные с космического аппарата ACE и геомагнитные индексы представлены на рис. 1: B_z -компонента межпланетного магнитного поля (ММП), плотность протонов солнечного ветра (СВ), скорость плазмы СВ, D_{st} - и A_E -индексы. В течение 00–07 ч UT плотность протонов составляла $5...8$ частиц/см³, скорость плазмы была около 280 км/с, т.е. наблюдались незначительные изменения динамического давления солнечного ветра. Межпланетное магнитное поле изменялось от 1 до 0 нТ. D_{st} - и A_E -индексы также соответствовали спокойным условиям. Такие параметры СВ и значения геомагнитных индексов характеризуют магнитосферное состояние в течение 00–07 ч UT 4 апреля 2009 г. как спокойное.

Такие магнитосферные условия без существенного внешнего влияния дают возможность использовать измерения в различных точках пространства для каждого из спутников THEMIS в течение 00–07 ч UT, чтобы получить структуру магнитного поля токов хвоста. Из измеренных на спутниках значений параметров магнитного поля вычитались значения параметров магнитного поля токовых систем, отличных от токов хвоста, с помощью моделей A2000 и IGRF-10.

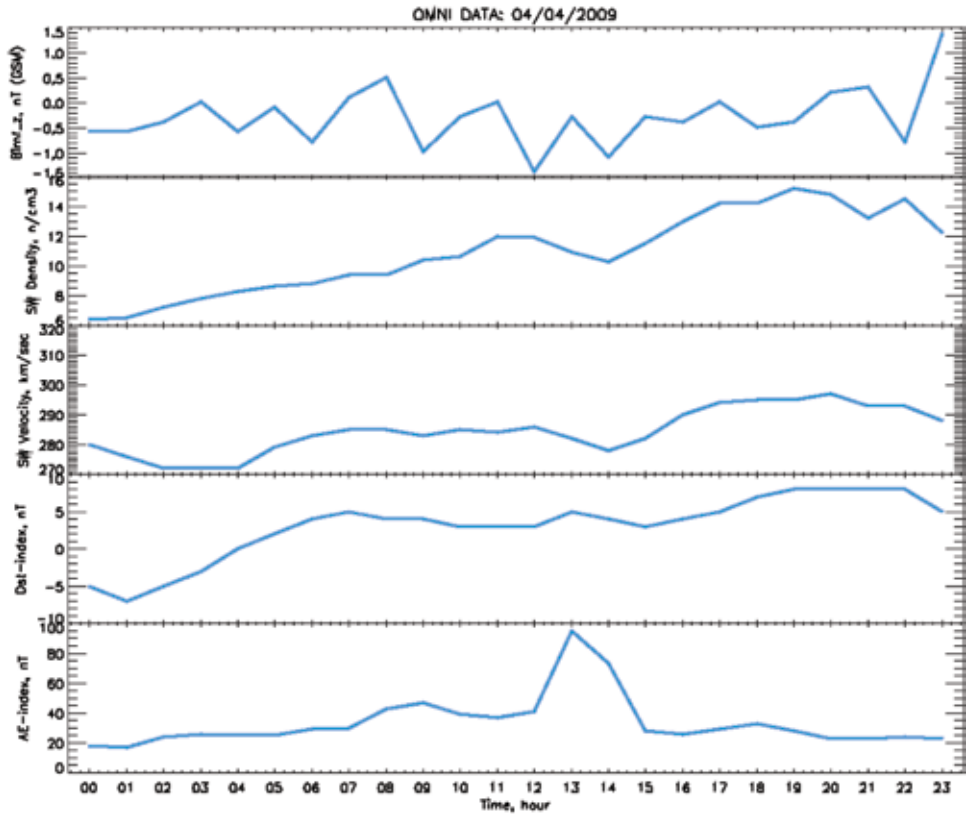


Рис. 1. Параметры солнечного ветра (B_z ММП [нТ], плотность протонов СВ [частиц/см³], скорость СВ [км/с]), D_{st} -индекс [нТ] и A_E -индекс [нТ] в течение 4 апреля 2009 г.

На рис. 2 можно видеть радиальные профили B_x - и B_z -компонент магнитного поля геомагнитного хвоста в течение 00–07 ч UT 4 апреля 2009 г., полученные из данных аппаратов THEMIS. Эти профили показывают типичную структуру магнитного поля токов хвоста магнитосферы при спокойных условиях в СВ и позволяют определить положение и интенсивность токов хвоста. Рисунок 2 показывает характерные свойства компонент магнитного поля хвоста: уменьшение модуля B_z -компоненты при движении в ночную часть магнитосферы и увеличение B_x -компоненты вблизи переднего края токов хвоста. Можно видеть, что передний край токов хвоста магнитосферы Земли расположен на расстоянии $10...12R_E$ в ночную часть магнитосферы. Все спутники находились ниже токов хвоста магнитосферы, и B_x -компонента магнитного поля была отрицательной.

Около переднего края токового слоя хвоста модули B_x - и B_z -компоненты магнитного поля составляют 20 нТ, в то время как в отдаленном хвосте магнитное поле становится более слабым.

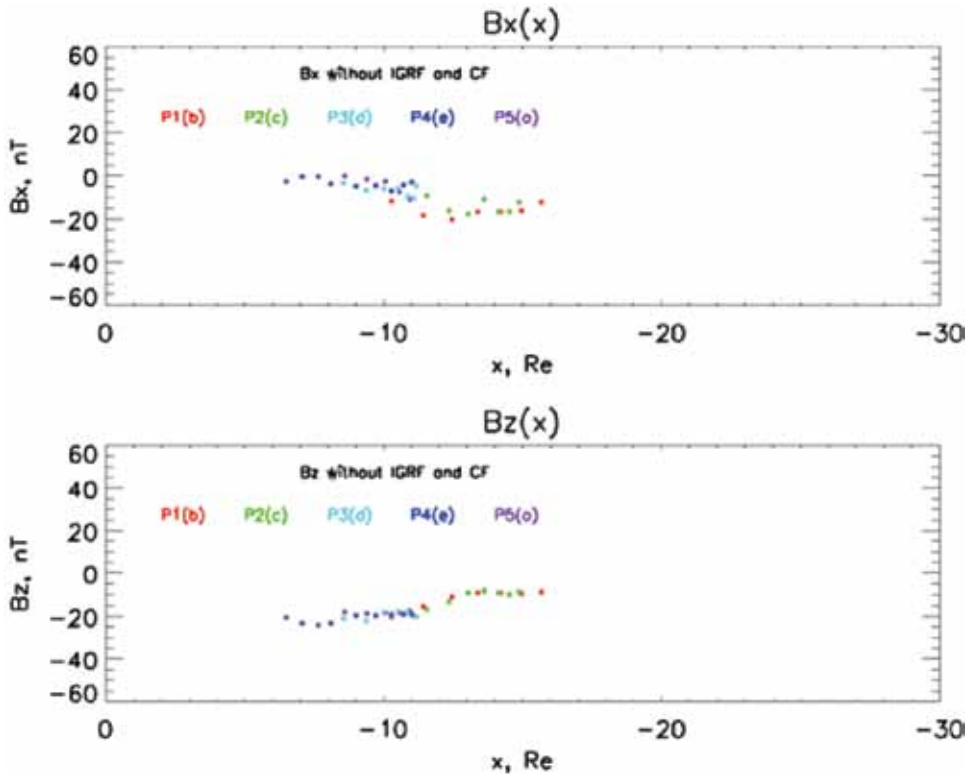


Рис 2. Данные по магнитному полю (B_x и B_z [нТ]) и положение (в R_E) спутников THEMIS в 00–07 ч UT 4 апреля 2009 г.

МАГНИТОСФЕРНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ 14 ФЕВРАЛЯ 2009 г.

На рис. 3 представлены параметры солнечного ветра: B_z -компонента ММП, плотность протонов СВ, скорость плазмы СВ, D_{st} - и A_E -индексы в течение 14 февраля 2009 г. Магнитосфера находилась в возмущенном состоянии. Плотность протонов СВ была около 20 частиц/см³ в 1:00 ч UT 14 февраля, затем она увеличивалась и достигла значения в 60 частиц/см³ в 5:00 ч UT, скорость плазмы СВ была около 300 км/с до 6:00 ч UT, когда сразу после быстрого падения плотности она достигла 400 км/с (за 1 ч) и потом 500 км/с. Это означает, что поток плотной ускоренной плазмы приближался к Земле от Солнца, будучи наложенным на спокойный солнечный ветер. Импульс давления СВ вызвал поджатие магнитопаузы к Земле. Межпланетное магнитное поле (ММП) сменило направление на южное после прихода импульса давления СВ. Наблюдаемые внешние условия характерны для начала развития умеренной бури. Соответствующий магнитный эффект на поверхности Земли — 100 нТ для таких параметров СВ.

Вариации D_{st} -индекса в течение 14 февраля 2009 г. характерны для типичной магнитной бури: мы видим увеличение D_{st} во время импульса давления СВ и затем развитие небольшого отрицательного возмущения. Однако его максимальная амплитуда очень мала. Возникает вопрос: это магнитная буря или нет?

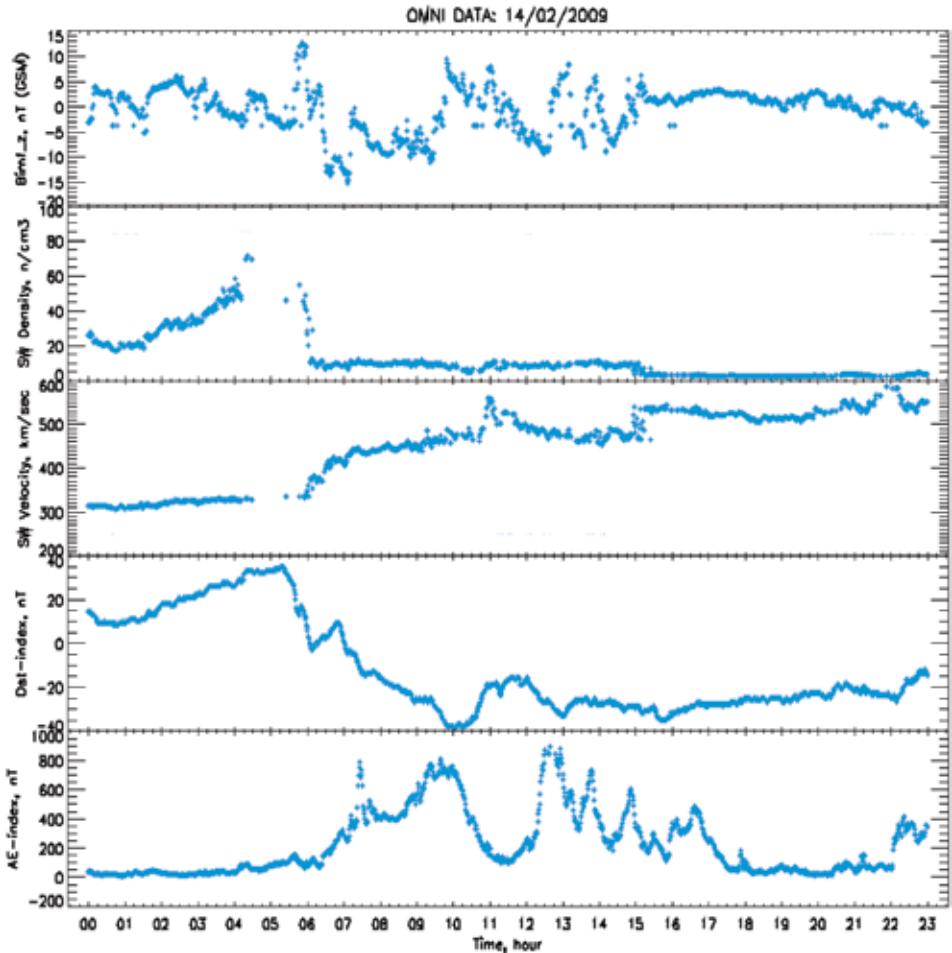


Рис. 3. Параметры солнечного ветра (B_z ММП [нТ], плотность протонов СВ [частиц/см³], скорость СВ [км/с]), D_{st} -индекс [нТ] и A_E -индекс [нТ] в течение 14 февраля 2009 г.

Начало 14 февраля 2009 г. характеризуется очень спокойными внешними условиями. Наблюдались незначительные вариации межпланетного магнитного поля, плотности протонов и скорости плазмы СВ. Внешние условия соответствовали увеличенной в размерах магнитосфере с расстоянием до магнитопаузы около $13R_E$. D_{st} -индекс не претерпевал каких-либо значительных изменений, характерных для магнитосферной активности.

Начальная фаза бури 14 февраля 2009 г. и быстрое увеличение токов Чепмена-Ферраро на магнитопаузе были зафиксированы по увеличению D_{st} -индекса; это так называемая SSC фаза (внезапное начало бури) — начало бури из-за импульса давления СВ. Межпланетное магнитное поле изменило направление на южное в 5:00 ч UT и было отрицательным на протяжении 7 ч. Этот временной промежуток соответствует главной фазе бури, которая характеризуется уменьшением D_{st} -индекса.

Используя данные о СВ и D_{st} -индексе, можно проследить изменения магнитосферного поля, соответствующие различным фазам бури 14 февраля 2009 г.

1. *Начальная фаза:* первоначальное увеличение D_{st} -индекса (SSC) и следующее за ним уменьшение D_{st} -индекса. Началась в 2:00 ч UT и закончилась в 6:00 ч UT, как видно из изменений D_{st} -индекса. Характеризуется поджатием магнитопаузы к Земле.

2. *Главная фаза:* её начало характеризуется поворотом B_z -компоненты межпланетного магнитного поля на южное направление в 6:00 ч UT. Она заканчивается в момент достижения минимума D_{st} -индекса в 10:00 ч UT.

3. *Фаза восстановления:* состояние магнитосферы возвращается в спокойное. Начинается в 10:00 ч UT.

Вычтем из данных магнитного поля, измеренных на спутниках THEMIS, данные о магнитных полях от токовых систем, отличных от токов хвоста. Магнитное поле магнитосферных токов (токов Чепмена-Ферраро) было рассчитано при помощи модели A2000, а поле токов Земли — по модели IGRF-10. В отличие от предыдущего случая (спокойные условия в СВ), было невозможно использовать одновременные измерения спутников в различные моменты времени: в каждый момент времени можно было использовать не более пяти измерений (5 спутников THEMIS) в различных точках пространства.

Для того чтобы правильно интерпретировать результаты вычислений, необходимо рассмотреть типичную структуру магнитного поля токов хвоста магнитосферы. На рис. 4 изображён пример моделирования при помощи модели A2000 для 00:00 ч UT 14 февраля 2009 г. Вычисления магнитного поля токов хвоста выполнены вдоль направления вечер — полдень вдоль оси $z = -2R_E$ чуть ниже текущего положения хвоста. На рис. 4 показан характерный профиль магнитного поля токов хвоста с минимумом B_z -компоненты вблизи переднего края токового слоя.

Рисунок 5 показывает одновременные измерения магнитного поля на бортах пяти спутников THEMIS в 00:00 ч UT 14 февраля 2009 г. Черные точки — полное магнитное поле, измеренное спутниками. Голубые точки — полное поле, измеренное спутниками, но без поля Земли (использовалась модель IGRF). Красные точки — полное поле, измеренное спутниками, но без поля Земли (использовалась модель IGRF) и без поля от токов Чепмена-Ферраро на магнитопаузе (использовалась модель A2000).

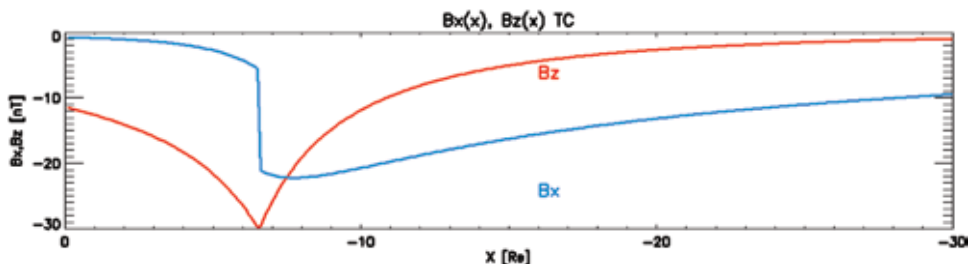


Рис. 4. Данные по магнитному полю (B_x и B_z [нТл]) для токов хвоста, полученные при помощи модели A2000. Входные параметры — условия в солнечном ветре на 00:00 ч UT 14 февраля 2009 г., $Y_{GSM} = 0$; $Z_{GSM} = -2R_E$

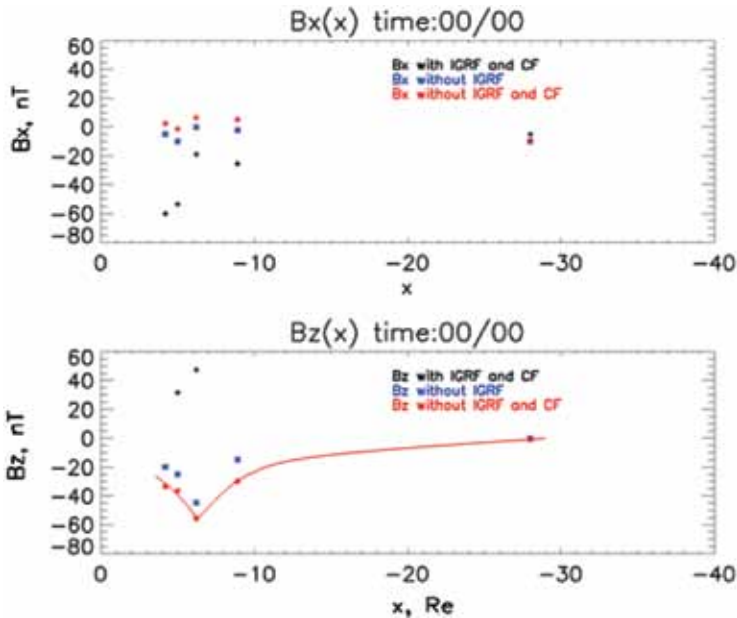


Рис. 5. Магнитные данные (B_x и B_z [нТ]) и положение (в R_E) спутников THEMIS в 00:00 ч UT 14 февраля 2009 г. Чёрные точки — полное магнитное поле, измеренное спутниками; синие точки — полное поле, измеренное спутниками, но без поля Земли (использовалась модель IGRF); красные точки — полное поле, измеренное спутниками, но без поля Земли (использовалась модель IGRF) и без поля от токов Чепмена-Ферраро на магнитопаузе (использовалась модель A2000)

Спутники THEMIS Probe-2 и Probe-3 находились на расстоянии $-5R_E$ и $-6,3R_E$ (GSM) вдоль оси X соответственно, и их магнитометры зафиксировали локальный минимум B_z -компоненты магнитного поля. В то же время спутники THEMIS Probe-4 ($-8,9R_E$) и Probe-5 ($-4,2R_E$) фиксировали понижение B_z -компоненты поля. Изменения магнитного поля такого типа едва ли связаны с токами хвоста, так как B_x -компонента мала. Такие изменения магнитного поля, измеренные при спокойных внешних условиях еще до начал бури (фазы SSC), скорее всего, связаны с возмущениями, произошедшими ранее, 13 февраля 2009 г. Положение спутников не дало возможности увидеть передний край токового слоя хвоста, который находился приблизительно на расстоянии $12R_E$ при спокойных условиях.

На рис. 6 показано магнитное поле хвоста, полученное из измерений спутников THEMIS в 5:35 ч UT, когда D_{st} -индекс достиг своего максимального значения. Начальная фаза SSC подошла к концу, и началась главная фаза. На спутниках THEMIS Probe-3, Probe-4 и Probe-5 (находившихся на расстоянии около $-10R_E$ вдоль оси X_{GSM}) наблюдался минимум B_x -компоненты — 65 нТ (на спутнике Probe-5 он наблюдался на 20 мин раньше). Такая величина поля говорит о значительных токах, протекающих в переднем крае токового слоя хвоста, и это позволило увидеть начало приближения геомагнитного хвоста к Земле. Наличие большой по модулю B_z -компоненты поля вблизи Земли явно говорит о развитии кольцевого тока во время главной фазы бури.

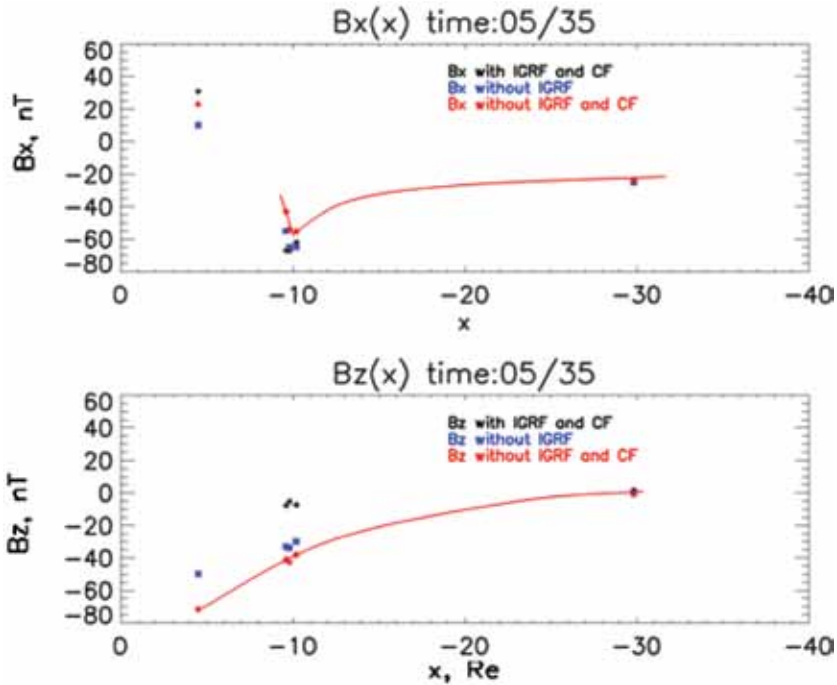


Рис 6. Данные по магнитному полю (B_x и B_z [нТ]) и расположение (в R_E) спутников THEMIS в 05:35 ч UT 14 февраля 2009 г. Чёрные точки — полное магнитное поле, измеренное спутниками; синие точки — полное поле, измеренное спутниками, но без поля Земли (использовалась модель IGRF); красные точки — полное поле, измеренное спутниками, но без поля Земли (использовалась модель IGRF) и без поля от токов Чепмена-Ферраро на магнитопаузе (использовалась модель A2000)

Эти исследования представляют метод, разработанный для восстановления магнитного поля в магнитосферном хвосте. Как можно видеть, полученное поле токов хвоста хорошо согласуется с модельными данными (A2000). В течение геомагнитных возмущений 14 февраля 2009 г. передний край токового слоя геомагнитного хвоста приблизился к Земле на расстояние около $8R_E$, и были зафиксированы сильные токи в хвосте. B_x -компонента магнитного поля вблизи переднего края токового слоя хвоста достигала 70 нТ, а B_z -компонента — 50 нТ. Магнитные возмущения в течение экстремально спокойной эпохи характеризуются сильными магнитосферными токами в хвосте «раздутой» магнитосферы. Такие условия являются причиной слабого геомагнитного эффекта на поверхности Земли.

ВЫВОДЫ

Радиальный профиль магнитного поля и положение переднего края токового слоя геомагнитного хвоста были определены во время выбранных событий в 2009 г.

Было установлено, что передний край токового слоя хвоста при спокойных условиях находился на расстоянии около $12R_E$ и магнитное поле — в хвосте $|B_t| \approx 20$ нТ.

В течение геомагнитных возмущений 14 февраля 2009 г. передний край токового слоя геомагнитного хвоста приблизился к Земле на расстояние около $8R_E$, и были зафиксированы сильные токи в хвосте. B_x -компонента магнитного поля вблизи переднего края токового слоя хвоста достигала 70 нТ, а B_z -компонента — 50 нТ.

Условия в солнечном ветре 14 февраля 2009 г. были характерны для умеренной магнитной бури с минимумом D_{st} около 100 нТ.

Однако сильные токи, измеренные в геомагнитном хвосте, не вызвали ожидаемого D_{st} -эффекта. Действительно, в течение 2009 г. наблюдались экстремально спокойные условия в солнечном ветре, и магнитосферные токовые системы были расположены на больших геоцентрических расстояниях, чем обычно. Только небольшие возмущения на земной поверхности были зафиксированы из-за «раздутой» магнитосферы.

ЛИТЕРАТУРА

- Alexeev I. I., Belenkaya E. S., Kalegaev V. V., Feldstein Ya. I., Grafe A.* Magnetic storms and magnetotail currents // *J. Geophysical Research.* 1996. V. 101. P. 7737–7748.
- Angelopoulos V.* et al. Tail Reconnection Substorm Onset // *J. Science.* 2008. V. 321. P. 931.
- Asikainen T., Maliniemi V., Mursula K.* Modeling the contributions of ring, tail, and magnetopause currents to the corrected D_{st} -index // *J. Geophysical Research.* 2010. V. 115. P. A12203. doi:10.1029/2010JA015774.
- Fairfield D. H., Jones J.* Variability of the tail lobe field // *J. Geophysical Research.* 1966. V. 101. P. 7785–7791.
- Kalegaev V. V., Ganushkina N. Yu.* Global magnetospheric dynamics during magnetic storms of different intensities // *Geophysical Monograph Series. The Inner Magnetosphere: Physics and Modeling.* American Geophysical Union, Washington D. C., 2005. V. 155. P. 293–301.
- Ness N. F.* The Earth's magnetic tail // *J. Geophysical Research.* 1965. V. 70. P. 2989–3005.
- Tanskanen E. I., Slavin J. A., Fairfield D. H., Sibeck D. G., Gjerloev J., Mukai T., Ieda A., Nagai T.* Magnetotail response to prolonged southward IMF Bz intervals: Loading, unloading, and continuous magnetospheric dissipation // *J. Geophysical Research.* 2005. V. 110. P. A03216. doi:10.1029/2004JA010561.
- Tsyganenko N. A., Fairfield D. H.* Global shape of the magnetotail current sheet as derived from Geotail and Polar data // *J. Geophysical Research.* 2004. V. 109. P. A03218. doi:10.1029/2003JA010062.
- Tsyganenko N. A., Sitnov M. I.* Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms // *J. Geophysical Research.* 2005. V. 110. P. A03208. doi:10.1029/2004JA010798.

GEOMAGNETIC TAIL LARGE SCALE STRUCTURE AND DYNAMICS BY THEMIS DATA

I. S. Nazarkov, V. V. Kalegaev

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University

On the base of simultaneous measurements from the THEMIS satellites, the radial profile of the magnetic field and the position of the inner edge of the magnetospheric tail were determined during selected events in 2009. The magnetic field of the currents other than the tail current was subtracted from measurements. It was found that during quiet times the inner edge of the tail current sheet is located in the night side magnetosphere, at distances of about $12R_E$. In the vicinity of the inner edge of the tail current the magnetic field B_x - and B_z -components were about -20 nT, while in the distant tail, at $X_{GSM} - 30R_E$, these values were about -10 nT. During geomagnetic disturbances the inner edge of the tail current sheet shifted towards the Earth to a distance of about $7R_E$. At the same time strong currents in the magnetotail were detected. During the disturbance of 14.02.2009 (min $D_{st} - 35$ nT), the B_x -component of the magnetic field near the inner edge of the tail current sheet was about 70 nT, and the B_z -component was about -50 nT. Solar wind conditions on 14.02.2009 were consistent with those during moderate magnetic storms with minimum D_{st} of about -100 nT. However, strong currents, measured in the geomagnetic tail cause the insignificant D_{st} -effect. Actually, during the 2009 extremely quiet epoch, the magnetospheric current systems (magnetopause and cross-tail currents) were located at larger geocentric distances than typical and produce small disturbance on the Earth's surface.

Keywords: Earth's magnetosphere, the inner edge of the magnetospheric tail, the low solar activity in 2009, a magnetic storm, the magnetic field of the inner edge of the magnetospheric tail.

Nazarkov Ilya Sergeevich — junior research, fellow graduate student, e-mail: nazarkov@dec1.sinp.msu.ru.

Kalegaev Vladimir Vladimirovich — head of the Department, D.Sc, e-mail: klg@dec1.sinp.msu.ru.

НАДЁЖНЫЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ ДЛЯ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

С. В. Новиков, Е. З. Парпаров, М. И. Фёдоров

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
(ФТИ им. А. Ф. Иоффе)

Эксплуатация в космических условиях накладывает особые требования на термоэлектрические источники питания. В первую очередь это касается надежности и долговечности. В настоящее время сплавы на основе Pb-Te являются самым эффективным термоэлектрическим среднетемпературным материалом *n*-типа, а на основе Ge-Te — *p*-типа.

В работе рассмотрены термоэлементы с использованием оптимальной технологии для каждой ветви, позволяющей получить максимально возможную для данных материалов эффективность в диапазоне 150...450 °С и достаточную надежность. Термоэлементы обладают коэффициентом полезного действия (КПД) 5...6 %, что является максимальным значением в этой области температур. Снижение температуры горячих спаев до 450 °С позволяет повысить химическую и механическую стабильность не только самих сплавов Ge-Te, но и коммутационных материалов, что приводит к снижению процессов диффузии, а значит, повышает надежность и срок службы термоэлектрического генератора. Кроме того, при таких температурах хорошо «работают» существующие антисублимационные покрытия.

Дополнительное увеличение КПД можно обеспечить за счёт каскадирования термоэлементов с использованием низкотемпературных соединений на основе Bi-Te-Se-Sb, обладающих максимальной эффективностью и стабильностью в интервале 50...150 °С. В этом случае КПД составит 9...10 %. Максимально, на данный момент, можно добиться КПД 12 %, но резко снижается надежность таких элементов.

Ключевые слова: термоэлектричество, теллуриды, космические аппараты.

Термоэлектрические источники питания — это устройства, способные вырабатывать электроэнергию за счёт разницы температур между противоположными сторонами устройства (эффект Зеебека). При этом одна сторона будет называться «горячей», а другая «холодной». Мощность, вырабатываемая такими устройствами, зависит от физико-химических свойств используемого термоэлектрического материала и перепада температуры между холодной и горячей частью.

Термоэлектрические преобразователи являются практически единственными устройствами, способными обеспечить электроэнергией аппараты для исследования дальнего космоса, поскольку применение солнечных элементов в большинстве случаев неэффективно из-за малых уровней солнечной радиации на больших расстояниях от Солнца.

Первыми космическими аппаратами, использующими термоэлектрические источники энергии, были американский аппарат Snapshot (1965) и советский «Космос-367» (1970), имевшие на борту ядерный реактор в качестве

Новиков Сергей Валерьевич — научный сотрудник, e-mail: S.Novikov@mail.ioffe.ru.

Парпаров Ефим Зусманович — кандидат технических наук.

Фёдоров Михаил Иванович — заведующий лабораторией, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник.

источника тепла [Андрюшин и др., 2003]. Однако такие аппараты вскоре прекратили запускать из-за большого риска радиационного загрязнения в случае их падения на Землю.

Другим видом термоэлектрических источников питания являются и остаются до сих пор радиоизотопные термоэлектрические генераторы, источниками тепла в которых служат радиоактивные изотопы Po^{210} , Cs^{137} , Sm^{242} и т. д. Космические зонды *Voyager-1* и *Voyager-2*, запущенные в США в 1977 г., до сих пор передают сигналы на Землю, являясь самыми далёкими от нашей планеты объектами, созданными человечеством (<http://voyager.jpl.nasa.gov>). На данный момент на радиоизотопном термоэлектрическом генераторе работает марсоход *Curiosity*, запущенный в 2011 г.

Многочисленные опытно-конструкторские разработки всевозможных термоэлектрических устройств выполнялись и продолжают выполняться в ФТИ им. А. Ф. Иоффе. В 1967 г. была разработана и изготовлена термобатарея для изотопного термоэлектрического генератора (ИЗОТЭГ) «Жизнь» с КПД 10 %. Термобатарея была испытана с изотопным блоком (тепловая мощность изотопа 200 Вт) в макете системы жизнеобеспечения обитаемого космического корабля. В 1969 г. была проведена ОКР «Жизнь-2» — «Термоэлектрический преобразователь для радиоизотопного источника тепловой и электрической энергии, предназначенный для электрического и теплового жизнеобеспечения космонавтов», рис. 1.

Испытания разработанной термобатареи в составе радиоизотопного термоэлектрического генератора (РИТЭГ) проводились на полигоне Всесоюзного научно-исследовательского института радиоизотопной техники (ВНИИРТ) в течение 8500 ч и показали его стабильную работу. Испытания были приостановлены из-за выхода из строя графитового корпуса теплового источника, в то время как сам термоэлектрический генератор сохранил свою работоспособность. Впоследствии было изготовлено и передано заказчику 8 таких термобатарей.



Рис. 1. Термобатарея для ИЗОТЭГ «Жизнь2». Мощность 20 Вт, напряжение 10 В, КПД 10 %

В 1972–1973 гг. ФТИ им. А. Ф. Иоффе совместно с Минсредмаш СССР провёл ОКР «Визит» — «Разработка и изготовление блоков термоэлементов, используемых в составе РИТЭГ, для обеспечения питания электроэнергией аппаратуры при полете к Марсу». Работа выполнялась по решению комиссии Президиума Совета Министров СССР по военно-промышленным вопросам в 1971 г. и распоряжению Президиума АН СССР. Разработанные и изготовленные блоки термоэлементов (рис. 2) соответствовали заданным

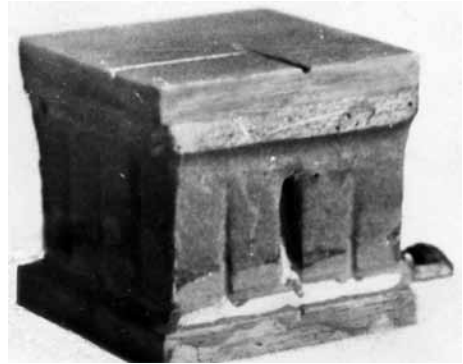


Рис. 2. Блок среднетемпературных термоэлементов

электрическим параметрам и полностью выдержали испытания на срок службы 20 000 ч с учётом вибрации в диапазоне частот от 2 до 2500 Гц, ударных нагрузок до 100g (до и после 3000, 9000, 12 000 и 20 000 ч испытаний в рабочем режиме), а также целый ряд других испытаний: климатические, термоциклические, консольные нагрузки и др.

В настоящее время в ФТИ им. А. Ф. Иоффе разрабатываются термоэлектрические преобразователи с высокой эффективностью, длительным сроком службы и, главное, с повышенной надёжностью, так как эксплуатация в космических условиях накладывает особые требования на подобные устройства.

Самыми эффективными термоэлектрическими среднетемпературными материалами, работающими в интервале температур 150...600 °С, в настоящее время являются сплавы на основе Pb-Te-Ge-Sn [El-Genk et al., 2003]. И, если термоэлементы на основе высокоэффективных низкотемпературных материалов Bi-Te-Se-Sb (область рабочих температур 20...250 °С), работающих при температуре горячего спая 250 °С, обладают высокой стабильностью характеристик и ресурсом более 200 000 ч, то термоэлементы на основе среднетемпературных материалов Pb-Te-Ge-Sn, эксплуатирующиеся при температуре 580...600 °С, имеют на сегодня ресурс немногим выше 20 000 ч. Главный фактор, определяющий срок службы термоэлектрического генератора, — рабочая температура горячего спая в ходе эксплуатации. Для среднетемпературных материалов температура ~600 °С становится практически предельно допустимой. С одной стороны, это вызвано высокой химической активностью и низкой механической прочностью материалов при температуре 600 °С (рис. 3), с другой — сильной испаряемостью (рис. 4) и отсутствием надёжной, пригодной для длительной эксплуатации антисублимационной защиты.

Конечно, работы, ведущиеся по увеличению механической прочности среднетемпературных материалов и поиску надёжных антисублимационных покрытий, заслуживают самого пристального внимания. Однако на сегодня полученные решения не удовлетворяют практическому применению. Набирающие популярность термоэлектрические материалы на основе FeSi_2 , $\text{MnSi}_{1,68}$, Mg-Si-Sn и ряд других [Zaitsev et al., 2006] на данный момент не принимаются во внимание из-за их недостаточной изученности и отсутствия данных по сроку службы.

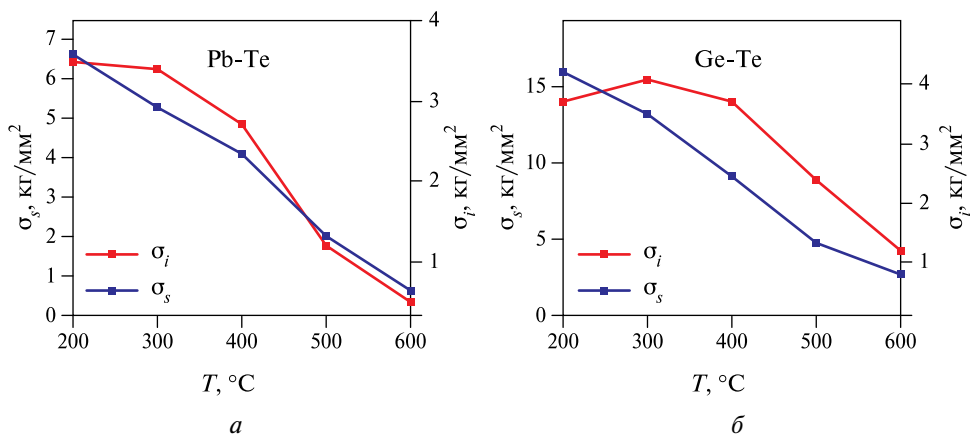


Рис. 3. Температурные зависимости предела прочности при сжатии σ_s и при изгибе σ_i для твёрдых растворов на основе: а — Pb-Te; б — Ge-Te

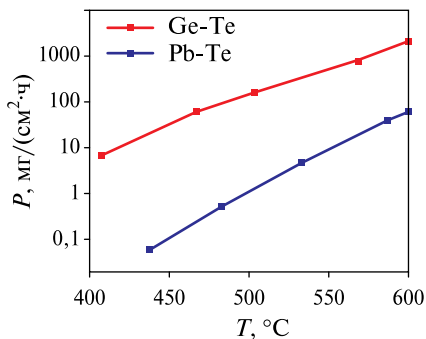


Рис. 4. Температурная зависимость упругости паров материалов на основе Pb-Te и Ge-Te

По нашему мнению, для достижения длительного ресурса работы термоэлектрических устройств необходимо найти оптимальные условия, в которых материалы с высокой химической активностью, высокой упругостью паров и низкой механической прочностью смогут надёжно работать.

Таких оптимальных условий можно достигнуть, снизив рабочую температуру на 150...200 °С. Это обусловлено тем, что используемые термоэлектрические и конструкционные материалы имеют более высокие прочностные характеристики при 400...450 °С, чем при 600 °С (см. рис. 3). Поэтому эксплуатация при более низких температурах должна существенно повысить их надёжность. Кроме того, необходимо отметить, что снижение рабочей температуры приведёт к расширению ассортимента коммутационных материалов.

Как видно на рис. 4, снижение рабочей температуры резко уменьшает испаряемость материалов, что особенно важно для ветвей термоэлемента на основе GeTe, обладающего наибольшей эффективностью среди материалов *p*-типа. Это позволяет практически исключить такой нежелательный процесс как сублимация материалов и обеспечить длительный многолетний ресурс с имеющимися на сегодня антисублимационными покрытиями. Более низкие

температуры также приведут к снижению физико-химической активности как термоэлектрических, так и коммутационных материалов и резко замедлят диффузионные процессы в зоне коммутационных контактов.

Необходимо добиться максимальной эффективности в этом диапазоне температуры при снижении рабочей температуры. Для этого необходимо подобрать материалы с концентрацией носителей тока, оптимальной для вновь выбранного температурного интервала. Материал $n\text{-PbTe}$ имеет резкий концентрационный максимум по эффективности (Z) и обладает возможностью его смещения в значительном интервале температуры. При снижении рабочей температуры эффективность $n\text{-PbTe}$ растёт, поэтому нижняя температурная граница применения может быть расширена в сторону более низких температур. Значения Z соизмеримы со значениями высокоэффективных низкотемпературных материалов.

Материал на основе $p\text{-GeTe}$ не имеет возможности смещения максимума по эффективности ввиду того, что он сильно вырожден и его легирование практически не сказывается на концентрационной зависимости.

Кроме разработки материала и выбора оптимальных режимов работы, необходимо решать вопросы коммутации термоэлементов. Наш опыт работы по разработке технологии среднетемпературных термоэлементов с рабочей температурой 600°C предопределил технологическое решение способа коммутации термоэлементов с более низкой рабочей температурой. Данный метод позволяет обеспечить максимальную эффективность термоэлементов путём использования оптимальной технологии изготовления каждой ветви независимо от технологии её получения (прессованием, экструзией, выращиванием направленных кристаллов и др.).

Разработанная и предлагаемая технология изготовления термоэлементов для надёжных термоэлектрических генераторов на основе GeTe и PbTe с температурой горячего спаю $400\text{--}450^\circ\text{C}$ (рис. 5а) состоит из следующих операций:

- изготовление ветвей по оптимальной технологии, обеспечивающей максимальную эффективность;
- коммутация по горячему спаю;
- коммутация по холодному спаю и сборка блоков и термобатарей.

Данная разработанная и предлагаемая технология изготовления термоэлементов предусматривает возможность каскадирования среднетемпературных материалов GeTe и PbTe с низкотемпературными на основе Bi-Te-Se-Sb (рис. 5б).

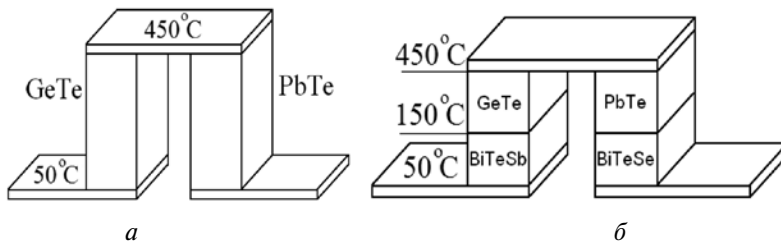


Рис. 5. Типы термоэлементов: *a* — на основе GeTe-PbTe ; *б* — многоступенчатый для широкого интервала температур

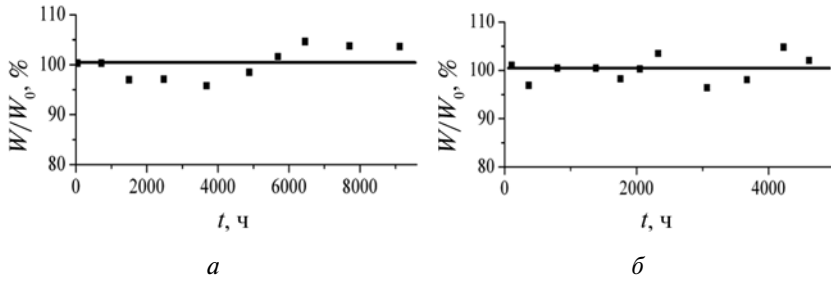


Рис. 6. Ресурсные испытания: *а* — многоступенчатого термоэлектрического элемента в течение 9200 ч; *б* — многоэлементного блока термоэлементов в течение 5000 ч

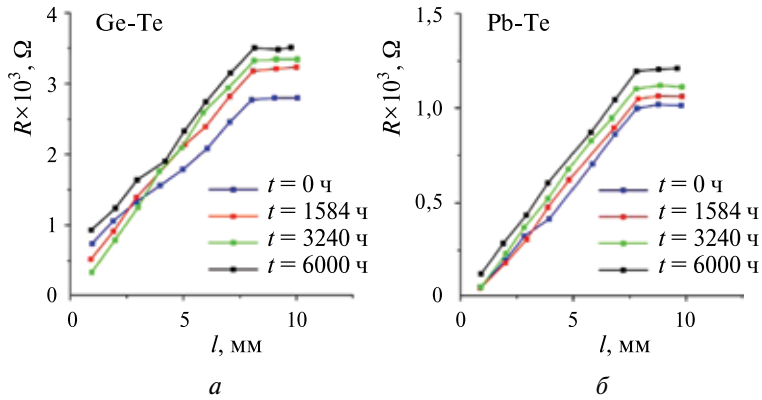


Рис. 7. Распределение сопротивления по контакту: *а* — Ge-Te; *б* — Pb-Te



Рис. 8. Высокоэффективные термоэлементы: *а* — термоэлектрический многоступенчатый модуль из четырёх термоэлементов; *б* — термоэлементы для различных тепловых потоков

В процессе ресурсных испытаний термоэлектрических устройств подтвердились технические и технологические соображения, положенные в основу разработки термоэлементов, предназначенных для эксплуатации в космических аппаратах. Результаты ресурсных испытаний термоэлементов представлены на рис. 6а. За 9200 ч электрические параметры термоэлементов (электрическая мощность W) в интервале 50...400 °С практически не изменились. Некоторый разброс точек вызван колебаниями температуры по холодному спаю. Аналогичные данные были получены при испытании во времени многоэлементного блока термоэлементов (рис. 6б). В процессе ресурсных испытаний термоэлементы многократно подвергались воздействию термоциклов (нагрев – охлаждение) от 20 до 40 раз со скоростью 10...35 К/мин.

Измерения переходных сопротивлений на коммутационных контактах термоэлементов, при температуре 400 °С, после 1584, 3240 и 6000 ч, показали, что кривые распределения сопротивления по контакту и вдоль ветвей имеют вид, идентичный таковым до испытаний (рис. 7), что свидетельствует об отсутствии переходных сопротивлений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы были разработаны, изготовлены и испытаны высокоэффективные и надёжные термоэлементы для использования в термоэлектрических генераторах, способных обеспечить электроэнергией аппараты для исследования дальнего космоса (рис. 8). Разработанные устройства сочетают в себе надёжность и эффективность, необходимую для работы в сложных условиях космоса. Типичные характеристики разработанного одиночного термоэлемента с сечением ветвей 5×5 мм, длиной 20 мм, перепадом температур 200...450 °С составляют: мощность 130 мВт и КПД 6,5 %.

ЛИТЕРАТУРА

- [Андрюшин и др., 2003] Андрюшин И. А., Чернышев А. К., Юдин Ю. А. Укрошение ядра: Страницы истории ядерного оружия и ядерной инфраструктуры СССР. Саров, 2003. 481 с.
- [El-Genk et al., 2003] El-Genk M., Saber H. H., Sakamoto J., Caillat T. Life tests of a skutterudites thermoelectric unicouples (MAR-03)// 22nd Intern. Conf. Thermoelectrics: Proc. ICT'03. N. Y., IEEE, 2003. P. 417–420.
- [Zaitsev et al., 2006] Zaitsev V. K., Fedorov M. I., Gurieva E. A., Eremin I. S., Konstantinov P. P., Samunin A. Yu., Vedernikov M. V. Highly effective $Mg_2Si_{1-x}Sn_x$ thermoelectric // Physical Review B. 2006. V. 74. N. 4. P. 045207.

RELIABLE THERMOELECTRIC GENERATORS FOR SPACECRAFTS

S. V. Novikov, E. Z. Parparov, M. I. Fedorov

Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences (Ioffe Institute)

Thermoelectric generators are almost the only devices which can successfully work in deep space. At present time, a lot of various solar elements are used in space researches, but they can not be efficiently power supplies for the space vehicles far from the Sun. The main reason for that is low intensity of the solar radiation. The thermoelectric power is determined by physical-chemical properties of thermoelectric material and temperature gradient.

Radioisotope thermoelectric generator (RTG) is a power supply for the spacecrafts. Radioactive isotopes are used there as the heat sources. The Voyager 1 and Voyager 2 spacecraft were launched by NASA in 1977 and still successfully operate. They were the farthest man-made objects from the Earth. Power supply devices for these spacecraft were the radioisotope thermoelectric generators (RTGs). The famous Mars Science Laboratory Curiosity was launched in 2011 and also had RTGs on its board as the main power supply device.

Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences is very experienced in the thermoelectric area. Various types of thermoelectric devices were developed, constructed and tested. Among these devices were thermoelectric batteries for the space missions.

At this point in time, Pb-Te-Ge-Sn compounds are the most efficient thermoelectric middle temperature materials, in the temperature gradient 420...870 K. The most efficient thermoelectric low temperature materials are Bi-Te-Se-Sb compounds. Their working temperature gradient is 300...520 K. Lifetime of such devices depends essentially on the temperature of the hot junction during the running. For this reason, the resource of low temperature compounds is about 200 000 hours while the resource of the middle temperature compounds is just about 20 000 hours.

In our opinion, it is necessary to find the optimal temperature conditions of the Pb-Te-Ge-Sn compounds for long life of the thermoelectric generators. It is really important because they have high chemical activity, high vapor tension and low mechanical strength at the high temperature. It is especially important in case of Ge-Te compounds. These optimal conditions can be obtained by temperature decreasing by 150...200 K. The reasons for that are higher physical-chemical stability and mechanical strength of the materials at 670...720 K than at 870 K.

The very important and complex task is junction of the thermoelectric legs. This technology for the new temperature range was developed on the basis of the technology for the high temperature gradient. This method can be applied for different type of materials (pressed, extrusion, crystalline). It gives possibility to manufacture separate legs with the optimal technology and so achieve high efficiency for every legs, for the thermoelements and finally, for the thermoelectric generators.

Representative properties of the single thermoelement are 130 mWt and efficiency 6.5 % (cross-section of the legs 5×5 mm, length 20 mm and the temperature gradient 470...720 K. These thermoelements were tested during 9200 hours in the temperature gradient 420...720 K and were subjected to different thermal cyclings. Electric power kept nearly the same value after the life test. The similar result was obtained for the thermoelectric battery which consisted of 4 thermoelements.

Intermediate resistances of the junctions were absent after 1584, 3240 and 6000 hours at 720 K.

Keywords: thermoelectricity, tellurides, spacecrafts.

Novikov S.V. — scientist, e-mail: S.Novikov@mail.ioffe.ru.

Parparov E.Z. — PhD.

Fedorov M.I. — head of laboratory, professor.

ЭФФЕКТ НЕПОЛНОГО ПОКРЫТИЯ КВАЗАРОВ ОБЛАКАМИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА

Д. Д. Офенгейм¹, С. А. Балашев^{1,2}, А. В. Иванчик^{1,2}, А. Д. Каминкер^{1,2}

¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет (СПбГПУ)

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

В настоящей работе в рамках стандартной космологической модели (Λ CDM) оценена вероятность обнаружения эффекта неполного покрытия при анализе абсорбционных систем H_2 в спектрах квазаров. Для количественного описания этого эффекта введён так называемый фактор непокрытия f , определяемый как отношение светового потока, прошедшего мимо облака, к полному световому потоку, который зарегистрировал бы наблюдатель в отсутствие облака. Выполненные расчеты показывают, что при анализе спектров квазаров вполне вероятно появление эффекта неполного покрытия, учёт которого может существенно изменить оценки параметров поглощающих облаков.

Работа поддержана Минобрнауки РФ (соглашение № 8409), Программой Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (грант НШ 4035.2012.2) и РФФИ (проект № 11-02-01018-а).

Ключевые слова: квазары, абсорбционные системы, молекулярные облака, космология, межгалактическая среда.

ВВЕДЕНИЕ

До недавнего времени при анализе абсорбционных систем, наблюдаемых в спектрах космологически удалённых квазаров, считалось, что угловые размеры облаков межзвёздного и межгалактического газа, расположенных на луче зрения квазар – наблюдатель, во много раз превышают угловые размеры квазаров. Можно сказать, что квазары рассматривались как точечные объекты. Однако недавно, при исследовании абсорбционной системы молекулярного водорода в спектре квазара Q1232+083 [Ivanchik et al., 2010; Balashev et al., 2011], было показано, что взаимно согласованные значения физических параметров молекулярных облаков можно получить в предположении, что угловые размеры области формирования широких эмиссионных линий (Broad-Line Region – BLR) квазара сравнимы с угловыми размерами молекулярного облака. При этом часть регистрируемого телескопом излучения квазара может проходить мимо облака, не поглощаясь молекулами H_2 , находящимися в космологически удалённом облаке, что приводит к наблюдаемому уменьшению глубины линий поглощения и, как следствие, – искажённой оценке физических параметров облака, например, лучевой концентрации молекул H_2 (рис. 1).

Офенгейм Дмитрий Дмитриевич – студент СПбГПУ, e-mail: ddofengeim@gmail.com.

Балашев Сергей Александрович – научный сотрудник ФТИ им. А. Ф. Иоффе, преподаватель СПбГПУ, кандидат физико-математических наук.

Иванчик Александр Владимирович – старший научный сотрудник ФТИ им. А. Ф. Иоффе, доцент СПбГПУ, доктор физико-математических наук.

Каминкер Александр Давидович – ведущий научный сотрудник ФТИ им. А. Ф. Иоффе, профессор СПбГПУ, доктор физико-математических наук.

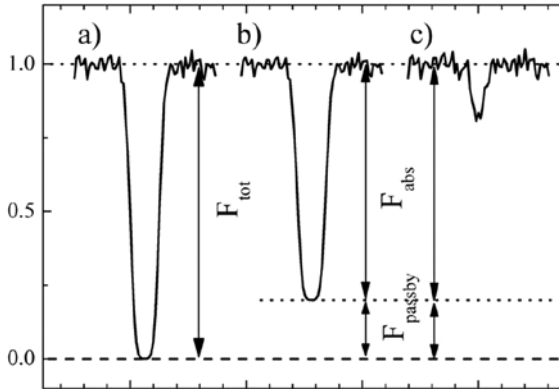


Рис. 1. Примеры абсорбционных линий в спектре квазара: а) насыщенная линия в случае полного покрытия, $f=0$ (см. текст); б) насыщенная линия в случае неполного покрытия, $0 < f < 1$; в) ненасыщенная абсорбционная линия, для которой сложно определить наличие или отсутствие неполного покрытия. На данном рисунке отображён случай, когда линии “b” и “c” формируются в одном и том же облаке

Недавно был обнаружен второй квазар Q0528-250 с аналогичными свойствами спектров поглощения (Balashev S.A., Klimenko V.V., Ivenchik A.V., Ledoux C., Noterdaeme P., Petitjean P., Varshalovich D.A. Molecular hydrogen absorption systems in SDSS // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS). В печати). В литературе такой эффект называется *неполным покрытием* излучающей области квазара поглощающим облаком. Эффект усиливается космологическим увеличением угловых размеров удалённых объектов в расширяющейся Вселенной и его рассмотрение требует учитывать соответствующие поправки.

Для количественного описания эффекта неполного покрытия вводят фактор непокрытия f , равный отношению интенсивности потока излучения F_{uncov} , прошедшего мимо облака, к интенсивности полного потока излучения квазара F_{total} , который наблюдатель видел бы в отсутствие облака:

$$f = \frac{F_{uncov}}{F_{total}}, \quad (1)$$

где $f=0$ соответствует полному покрытию; $f=1$ — полному непокрытию; $0 < f < 1$ — неполному покрытию. В данной работе представлена оценка вероятности обнаружения неполного покрытия BLR-квазара при анализе абсорбционных систем молекулярного водорода в спектрах квазаров.

1. ПРОСТЕЙШАЯ ГЕОМЕТРИЯ НЕПОЛНОГО ПОКРЫТИЯ

Рассмотрим систему квазар — поглощающее облако — наблюдатель, предполагая простейшую геометрию объектов (рис. 2) и считая облако и квазар кругами на небесной сфере. Отметим, что диск BLR-квазара в общем случае наклонён к лучу зрения наблюдателя и на небесной сфере приближённо представляет собой эллипс, так же как и плотный пылевой тор, схематически изображённый на рис. 2. В данном рассмотрении мы пренебрегаем отличием эллипса, изобра-

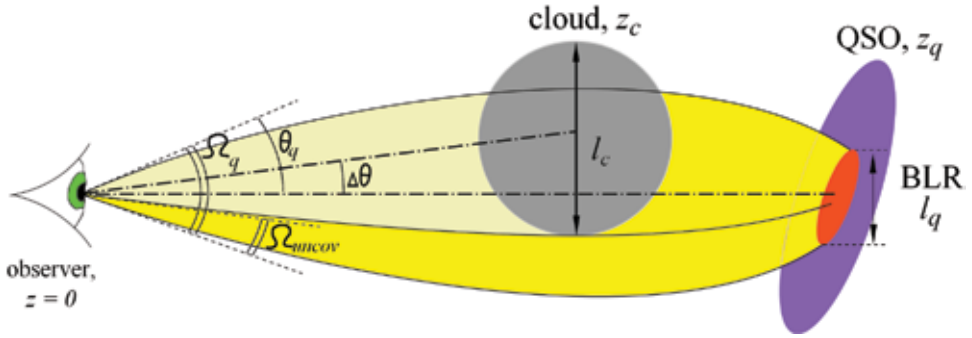


Рис. 2. Система квазар—поглощающее облако—наблюдатель. Область излучения широких эмиссионных линий и плотный пылевой тор квазара изображены наклонными эллипсами, облако в простейшем приближении имеет шаровую форму. Размер BLR обозначен как l_q , размер облака — l_c , угловой размер BLR-квазара — θ_q , красные смещения — соответственно z_q и z_c ; угловое расстояние между центрами облака и квазара — $\Delta\theta$, телесный угол всех лучей от BLR, регистрируемых наблюдателем, — Ω_q , телесный угол лучей, прошедших мимо облака, — Ω_{uncov}

жающего BLR, от круга. Космологические положения облака и квазара определяются их красными смещениями z_c и z_q , соответственно.

Линейные размеры этих объектов, измеренные в их собственных системах отсчёта, — l_c для облака и l_q для BLR-квазара. В общем случае направления на центры квазара и облака не совпадают, а угловое расстояние между ними обозначим как $\Delta\theta$.

Пусть свет, прошедший мимо облака, т.е. не содержащий в своём спектре абсорбционных линий молекул H_2 , приходит к наблюдателю в телесном угле Ω_{uncov} . При этом в отсутствие облака полное излучение BLR регистрировалось бы наблюдателем в телесном угле Ω_q . Тогда, считая распределение потока по углу Ω_q однородным, можно представить (1) как

$$f = \frac{\Omega_{uncov}}{\Omega_q}. \quad (2)$$

Значение f в выбранной нами геометрической модели можно определить четырьмя параметрами системы квазар—облако—наблюдатель: отношением поперечных собственных размеров облака l_c и BLR-квазара l_q — $\kappa = l_c/l_q$, относительным угловым отклонением направлений на центры — $\delta = \Delta\theta/\theta_q$, θ_q — угловой размер BLR-квазара, $\Delta\theta$ — угол между направлениями на центры квазара и облака, космологическими красными смещениями квазара z_q и облака z_c . При малых угловых размерах квазара можно записать:

$$\theta_q = \frac{l_q}{2D(z_q)},$$

где

$$D(z) = \frac{c}{H_0(1+z)} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}} \quad (3)$$

— космологическое расстояние по угловому размеру до объекта с красным смещением z ; c — скорость света; $H_0 = 70,4$ км/(с·Мпк) — постоянная Хаббла в нашу эпоху; $\Omega_m = 0,27$ и $\Omega_\Lambda = 0,73$ — доли плотности материи и плотности тёмной энергии от критической плотности в нашу эпоху [Kayser et al., 1997; Зельдович, Новиков, 1975]. Аналогично для угловых размеров облака справедливо равенство $\theta_c = l_c/2D(z_c)$. Введём также величину:

$$\rho(\varkappa, z_q, z_c) = \frac{\theta_c}{\theta_q} = \frac{l_c}{l_q} \frac{D(z_q)}{D(z_c)} = \varkappa \frac{D(z_q)}{D(z_c)}. \quad (4)$$

Телесный угол BLR-квазара может быть выражен как $\Omega_q = \pi\theta_q^2$, а непокрытая его часть Ω_{uncov} зависит от значений θ_c , θ_q и δ . Обозначим как $s = (\Omega_q - \Omega_{uncov})/\theta_q^2$ — относительный телесный угол, занимаемый частью BLR, покрытой облаком. Можно выделить 4 характерных типа покрытия квазара облаком (рис. 3), которым соответствуют различные зависимости $s(\rho, \delta)$, выраженные в единицах θ_q^2 .

Результирующее аналитическое выражение для фактора непокрытия имеет вид:

$$f(\varkappa, \delta, z_q, z_c) = 1 - \frac{s(\rho(\varkappa, z_q, z_c), \delta)}{\pi}. \quad (5)$$

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФАКТОРА НЕПОКРЫТИЯ

Распределение для величины фактора непокрытия можно определить как вероятность $P(f > f_0)$ обнаружения эффекта с фактором непокрытия f , большим заданного значения f_0 , при фиксированных значениях z_q и z_c . Эту вероятность можно определить как

$$P(f > f_0) = \int_0^\infty \int_0^{\varkappa(f_0, \delta)} p_\varkappa(\varkappa') p_\delta(\delta' | \varkappa) d\varkappa' d\delta', \quad (6)$$

где p_\varkappa и p_δ — плотности распределения величин \varkappa и δ соответственно; $\varkappa(f_0, \delta)$ — функция, обратная $f(\varkappa, \delta, z_q, z_c)$ относительно переменной \varkappa при фиксированных δ , z_q и z_c . Для определённости возьмём данные для квазара Q1232+082: $z_q = 2,57$, $z_c = 2,33$.

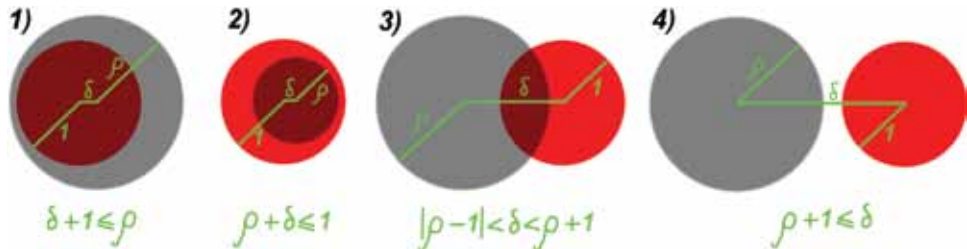


Рис. 3. Типы покрытий: 1) полное покрытие, $f = 0$; 2) кольцевое неполное покрытие, $0 < f < 1$; 3) серповидное неполное покрытие, $0 < f < 1$; 4) полное непокрытие, $f = 0$. Угловые размеры облака и квазара представлены в единицах θ_q

Определим распределение углового отклонения p_δ . В предположении равномерного распределения центров облака и квазара по небесной сфере можно получить

$$p_\delta(\delta'|\kappa') = \frac{2\delta'}{(1+\rho(\kappa'))^2} \Theta(1+\rho(\kappa')-\delta'), \quad (7)$$

где $\Theta(x)$ — функция Хевисайда. Данное распределение учитывает тот факт, что случай полного непокрытия должен быть исключён, так как абсорбционные линии в спектре не образуются.

Распределение отношения линейных размеров облака и квазара может быть представлено в виде

$$p_\kappa(\kappa') = \int_0^\infty p_{cloud}(\kappa'x) p_{qso}(x) x dx, \quad (8)$$

где $p_{cloud}(l_c)$ и $p_{qso}(l_q)$ — плотности распределения линейного размера облаков и BLR-квазаров, соответственно.

Распределение $p_{qso}(l_q)$ может быть оценено следующим образом. В работе [Kaspi et al., 2005] представлена эмпирическая формула, связывающая радиус BLR со светимостью квазара:

$$\frac{l_q}{20 \text{ lt days}} = AL^B. \quad (9)$$

Здесь $L = \lambda L_\lambda$ — дифференциальная светимость квазара на длине волны λ , умноженная на длину волны; A и B — числовые коэффициенты подгонки; “lt days” — световые дни. Распределение L можно построить, используя данные каталога SDSS DR9 и учитывая тот факт, что абсорбционные системы молекулярного водорода всегда ассоциируются с так называемыми DLA-системами: широкими линиями поглощения атомарного водорода в спектрах квазаров. Для оценки светимости выберем характерную длину волны 1450 \AA ; в этом случае $A = 2,12 \pm 0,17$ и $B = 0,496 \pm 0,042$. Из распределения светимости L-квазаров, спектры которых содержат DLA-системы, можно получить распределение размеров BLR, приведённое на рис. 4. Видно, что $p_{qso}(l_q)$ с хорошей точностью аппроксимируется логнормальной зависимостью:

$$p_{qso}(l_q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot w} \frac{\exp\left[-\frac{(\ln(l_q/l_0))^2}{2w^2}\right]}{l_q}, \quad (10)$$

со значениями параметров $l_0 = 0,288 \pm 0,001$ пк и $w = 0,426 \pm 0,003$.

Из-за недостатка данных о размерах облаков молекулярного водорода в этой работе рассматриваются три простые модельные зависимости $p_{cloud}(l_c)$ (рис. 5):

- равномерное распределение в интервале $[0,2; 15,0 \text{ пк}]$;
- логнормальное распределение с условием 90%-й вероятности, что размер облака окажется в том же интервале;
- логнормальное распределение с условием наиболее вероятного значения l_c , равного $0,2 \text{ пк}$.

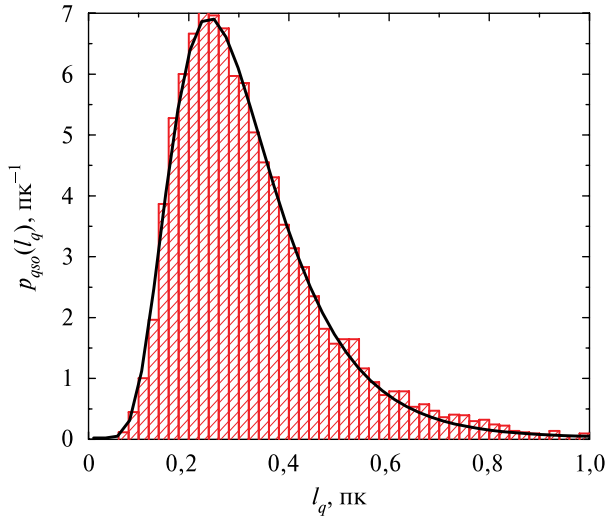


Рис. 4. Распределение линейных размеров BLR-квазаров. Красным цветом показана гистограмма распределения, полученного на основе данных SDSS DR9 о светимости квазаров; чёрная кривая — логнормальная аппроксимация по формуле (10)

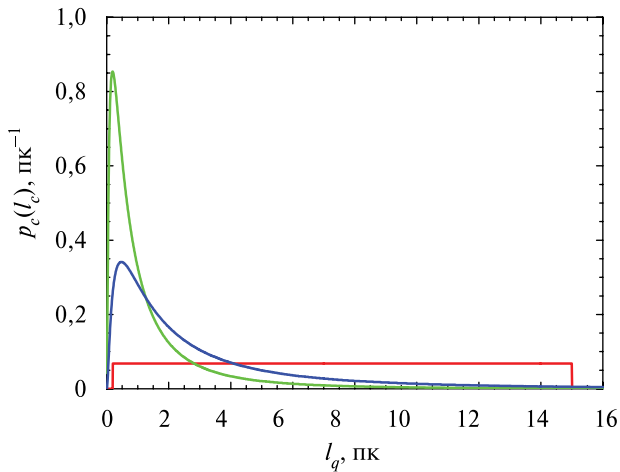


Рис. 5. Модельные распределения линейных размеров облаков. Красная кривая — равномерное распределение в интервале $[0,2; 15]$ пк; синяя кривая — логнормальное распределение с условием 90%-й вероятности, что $l_c \in [0,2; 15,0]$ пк; зелёная кривая — логнормальное распределение с условием наиболее вероятного значения 0,2 пк

Первый вариант распределения даёт существенно завышенную оценку характерного размера облака и, как следствие, заниженную оценку $P(f > f_0)$. Последующие два варианта, на наш взгляд, отражают реалистичный и оптимистичный варианты оценки распределений.

На рис. 6 представлены распределения вероятности фактора непокрытия для каждого из модельных распределений l_c . Видна сильная зависимость распределения вероятности от вида распределения размеров облаков, которое

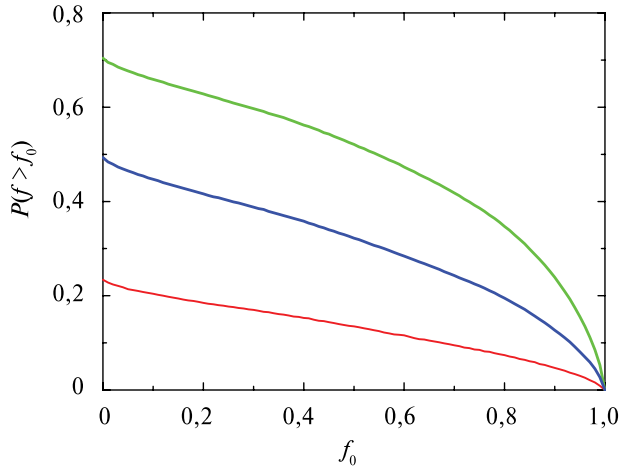


Рис. 6. Вероятности геометрических факторов непокрытия $P(f > f_0)$. Цвет кривых распределения f соответствует цвету кривых модельных распределений l_c на рис. 5

является наиболее неопределённым. Однако, даже в консервативном случае, вероятность получить $f > 0,02$ (минимальная величина фактора непокрытия, определяемая на данный момент из наблюдений) составляет 20 %.

3. УЧЁТ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ

До сих пор явление неполного покрытия рассматривалось в предположении, что исходный поток излучения квазара равномерно распределён по телесному углу Ω_q . Однако большая часть излучения квазара излучается аккреционным диском (AD) (рис. 7) и образует непрерывную составляющую спектра, так называемый континуум. На длинах волн, на которых наиболее вероятно обнаружение абсорбционных систем H_2 , континуум составляет около 70 % интенсивности. Остальные 30 % спектрального потока излучается (BLR) в виде широких эмиссионных линий. Поэтому оценка по формуле (2) является достаточно грубой.

Характерные размеры AD составляют не более 0,01 пк и по сравнению с размерами облака его можно считать точечным. Поэтому в случае $\Delta\theta < \theta_c$ (см. рис. 7a) диск полностью покрыт облаком, а в случае $\Delta\theta > \theta_c$ (см. рис. 7b) весь свет от диска проходит мимо облака. Соответственно в первом случае фактор непокрытия по формуле (1) будет определяться только отношением непокрытого потока от BLR к полному потоку излучения от квазара, которое можно оценить как $0,3\Omega_{uncov}/\Omega_q$, а во втором можно приближённо считать, что $f = 1$, поскольку в этом случае идентификация абсорбционной системы H_2 затруднена. Используя формулу (5), можно написать:

$$f(\chi, \delta, z_q, z_c) = \begin{cases} 0,3 \left(1 - \frac{s(\rho(\chi, z_q, z_c), \delta)}{\pi} \right), & \delta < \rho(\chi, z_q, z_c), \\ 1, & \delta > \rho(\chi, z_q, z_c). \end{cases} \quad (11)$$

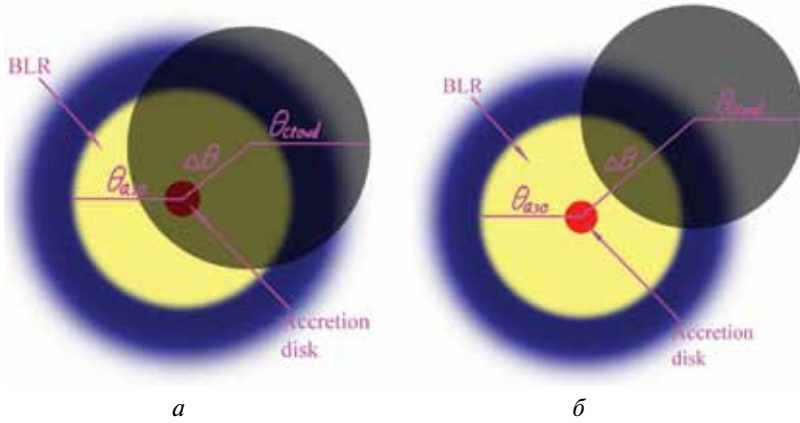


Рис. 7. Учёт неоднородности потока излучения: *a* — аккреционный диск (accretion disk) покрыт облаком, $\Delta q < \theta_{cloud}$, непокрытая часть потока формируется только в BLR; *б* — облако не покрывает аккреционный диск, $\Delta q > \theta_{cloud}$, проходящий мимо облака поток содержит весь поток излучения AD и более половины потока BLR

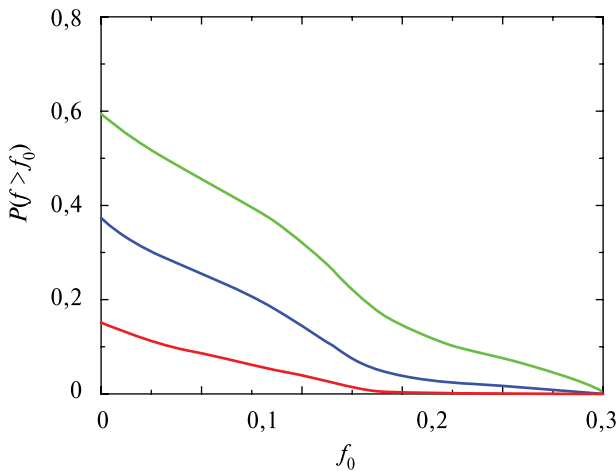


Рис. 8. Графики распределений фактора непокрытия $P(f > f_0)$ с учётом неоднородности потока излучения. Цвет кривых распределения f соответствует цвету кривых модельных распределений l_c на рис. 5

Такое расширенное понятие полного непокрытия соответствует изменению распределения (7) величины δ . В данном случае условие исключения полного непокрытия сводится к неравенству $\delta < \rho(\kappa, z_q, z_c)$, и распределение имеет вид

$$p_\delta(\delta' | \kappa') = \frac{2\delta'}{\rho(\kappa')^2} \Theta(\rho(\kappa') - \delta'). \quad (12)$$

С учётом (12) формула для $P(f > f_0)$ будет отличаться от (6) только верхним пределом интегрирования, в котором величина $\kappa(f_0, \delta)$ меняется на $\kappa(f_0 / 0,3, \delta)$. Графики распределений потокового фактора непокрытия приведены на рис. 8.

В этом случае консервативная оценка вероятности значений фактора не-покрытия $f > 0,02$ составляет 11 %. Отметим, что столь малые факторы не-покрытия можно обнаружить только при достаточно большом отношении сигнала к шуму в спектре. Поэтому разумно положить для спектров среднего качества нижний порог обнаружения неполного покрытия $f > 0,10$, что приводит к наиболее консервативной оценке вероятности ~ 5 %. Однако авторам наиболее реалистичным представляется распределение, изображённое на рис. 5 синей кривой. Оно даёт оценку вероятности обнаружить величины $f > 0,10$ порядка 15 %. Это означает, что при обработке спектров, содержащих абсорбционные системы H_2 , необходимо учитывать возможность эффекта неполного покрытия и его влияния на оценки физических параметров облаков.

ВЫВОДЫ

В данной работе оценена вероятность неполного покрытия BLR-квазара поглощающим облаком молекулярного водорода. Для анализа данного эффекта вводится фактор не-покрытия f , т. е. отношение интенсивности светового потока, прошедшего мимо облака, к полной интенсивности потока света от квазара, который наблюдатель мог бы зарегистрировать в отсутствие облака. Были получены распределения фактора не-покрытия для заданных красных смещений облака и квазара с использованием распределения размеров BLR, полученного на основе наблюдательных данных. При этом учитывались различные предположения о распределении размеров H_2 -облака.

Согласно результатам данной работы, консервативная оценка вероятности обнаружить $f > 0,02$ (наблюдаемый минимум) составляет 11 %. Из 25 обнаруженных абсорбционных систем H_2 в спектрах QSO эффект неполного покрытия можно ожидать как минимум в трёх случаях.

С накоплением статистики наблюдения эффекта неполного покрытия можно будет получать более строгие ограничения на характерные величины размеров облаков H_2 . Например, сравнительно высокая частота обнаружения абсорбционных систем с определяемым значением f будет означать, что размеры облаков сопоставимы с размерами BLR-квазаров ($\sim 0,2 \dots 0,3$ пк), если же обнаружение отличного от нуля значения f окажется редким событием, то это будет означать, что размеры облаков существенно превосходят размеры BLR, как и считалось ранее.

На основании результатов данной работы следует активизировать поиски эффекта неполного покрытия в спектрах квазаров с обнаруженными абсорбционными системами H_2 .

ЛИТЕРАТУРА

- [Зельдович, Новиков, 1975] Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Строение и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1975. 731 с.
- [Balashev et al., 2011] Balashev S. A., Petitjean P., Ivanchik A. V., Ledoux C., Srianand R., Noterdaeme P., Varshalovich D. A. Partial coverage of the broad-line region of Q1232+082 by an intervening H_2 -bearing cloud // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS). 2011. V. 418. P. 357.

- [Ivanchik et al., 2010] *Ivanchik A. V., Petitjean P., Balashev S. A., Srianand R., Varshalovich D. A., Ledoux C., Noeterdaeme P.* HD molecules at high redshift: the absorption system at $z = 2.3377$ towards Q 1232+082 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS). 2010. V. 404. P. 1583.
- [Kaspi et al., 2005] *Kaspi S., Maoz D., Netzer H., Peterson B. M., Vestergaard M., Jannuzi B. T.* The Relationship between Luminosity and Broad-Line Region Size in Active Galactic Nuclei // Astrophysical J. 2005. V. 629. P. 61–71.
- [Kayser et al., 1997] *Kayser R., Helbig P., Schramm T.* A general and practical method for calculating cosmological distances // Astronomy and Astrophysics. 1997. V. 318. P. 680–686.

EFFECT OF THE PARTIAL COVERAGE OF QUASARS BY INTERVENING H₂-CLOUDS

D. D. Ofengeim¹, S. A. Balashev^{1,2}, A. V. Ivanchik^{1,2}, A. D. Kaminker^{1,2}

St. Petersburg State Polytechnical University (SPbSTU)

Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences (Ioffe Institute)

We consider the effect of a partial coverage of quasar (QSO) broad-line regions (BLRs) by intervening H₂ clouds when a part of QSO radiation passes by a cloud without formation of an absorption-line system in the detected QSO spectrum. That leads to diminishing of observable absorption lines and distortion of estimations of physical parameters [Ivanchik et al., 2010; Balashev et al., 2011].

Using the standart cosmological model (Λ CDM) we estimate a probability of the partial coverage being detected in QSO spectra observations. According [Balashev et al., 2011] one can introduce a noncoverage factor f as a ratio of a light flux passing by the cloud (i. e. coming to the detector without absorption) to a flux which would be detected in absence of the cloud.

The probability $P(f > f_0)$ of detection of the noncoverage factor f greater than f_0 in the simplest case is determined by cosmological redshifts of QSO z_{QSO} and cloud z_{cloud} , linear sizes of the cloud l_{cloud} and BLR IQSO, and an angle $\Delta\theta$ between directions to the centers of QSO and cloud. We consider some model distributions of quantities l_{cloud} , l_{QSO} and $\Delta\theta$ at fixed z_{QSO} and z_{cloud} . So for $\Delta\theta$ we assume the uniform mutual distribution of QSO and cloud centers on the sky. Distribution of BLR sizes is obtained with the use of SDSS DR9 catalogue for data on its bolometric luminosities and an empirical relation [Kaspi et al., 2005] between BLR's bolometric luminosities and linear sizes; as a result we obtain a lognormal distribution of IQSO.

We consider three model distributions of l_{cloud} : the uniform distribution within an interval 0.2...15 pc and two examples of lognormal distributions. Choosing the lowest level of the noncoverage factor $f > 0.02$, which could be detected in QSO spectra observations, we obtain the lower estimation of probability $P(f > 0.02) \geq 0.11$ in the case of uniform distribution. In the case of the lognormal distribution of l_{cloud} with maximum at 0.2 pc, the probability to reveal a spectrum with $f > 0.02$ can reach a value of 0.5.

These estimations indicate that the systematic searches of the partial coverage effects deserve to be carried out. Being revealed the effect may lead to essential revision of interstellar medium parameters at high redshifts $z \approx 2...4$.

Keywords: absorption systems, molecular clouds, cosmology, intergalactic medium.

Ofengeim Dmitry Dmitrievich — SPbSTU student, e-mail: ddofengeim@gmail.com.

Ivanchik Alexander Vladimirovich — senior research scientist at the Department of the Ioffe Institute, doctor of sciences, associate professor at SPbSTU.

Kaminker Alexander Davidovich — leading research scientist at the Department of the Ioffe Institute, doctor of sciences, professor at SPbSTU.

Balashev Sergey Alexandrovich — research scientist at the Department of Ioffe Institute, PhD, instructor at SPbSTU.

БЕЗОТРАЖАТЕЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С МЕЛКОМАСШТАБНЫМИ СТРУКТУРАМИ В КИРАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

*М. В. Поверенный*¹, *Н. С. Ерохин*²

¹ Елецкий государственный университет им. И. А. Бунина (ЕГУ им. И. А. Бунина)

² Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

В настоящее время большой интерес проявляется к исследованиям механизма резонансного туннелирования волн различной природы через градиентные барьеры, образованные структурами субволнового масштаба (см., например, работы [Ерохин, Захаров, 2007; Ерохин и др., 2005; Лаговский, 2006; Меркулов, Ерохин, 2010; Поверенный, Ерохин, 2010а, б; Талипова, 2009; Шварцбург, 2000; Шварцбург, Ерохин, 2011; Nazarenko et al., 1994]). В частности, это безотражательное прохождение электромагнитных волн в плазме и диэлектриках, звуковых и внутренних гравитационных волн в атмосфере и океане через достаточно толстые слои с большими амплитудами вариаций характеристик среды. Наиболее конструктивный подход к анализу данной задачи состоит в использовании точно решаемых физико-математических моделей взаимодействия волн с неоднородной средой. Такие модели дают возможность изучать волновые процессы в условиях, когда использование приближенных методов некорректно, поскольку рассматриваются неоднородности большой амплитуды. Данная задача представляет большой интерес для ряда практических приложений. Например, безотражательное туннелирование волн через плазму важно для эффективного нагрева плотной плазмы электромагнитным излучением, понимания механизмов выхода излучения от источников, находящихся в плотной плазме, в астрофизике. В радиофизике с этим связано направление исследований по повышению эффективности просветляющих и поглощающих покрытий [Лаговский, 2006], где интерес представляет поиск оптимального распределения диэлектрической проницаемости по толщине просветляющего слоя, при котором будут обеспечены минимальный коэффициент отражения и эффективная передача электромагнитных сигналов от антенн, покрытых слоем плотной плазмы [Шварцбург, Ерохин, 2011]. Проведённое исследование ряда примеров показало, что можно обеспечить безотражательное распространение электромагнитных волн из вакуума в неоднородный слой, несмотря на скачок диэлектрической проницаемости на границе раздела. Следовательно, анализ точно решаемых моделей позволит значительно улучшить существующие представления о пространственно-временной динамике электромагнитных и других типов волн в неоднородных структурах с сильной пространственной дисперсией.

В данной статье на основе точно решаемой 1D-модели уравнения Гельмгольца рассмотрено безотражательное распространение поперечной электромагнитной волны круговой поляризации через слой неоднородной изотропной киральной плазмы с мелкомасштабными структурами. Указанные пространственные профили диэлектрической проницаемости киральной плазмоподобной среды характеризуются рядом свободных параметров, определяющих характерные размеры структур, пространственный профиль поля волны, глубину модуляции диэлектрической проницаемости и т.д.

Ключевые слова: электромагнитные волны, киральная плазма, градиентные барьеры, субволновые структуры, точное решение, резонансное туннелирование.

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в плазме без внешнего магнитного поля с учётом киральности. Пусть зависимость возмущений

Поверенный Михаил Васильевич — аспирант, e-mail: channell65@mail.ru.

Ерохин Николай Сергеевич — заведующий отделом, доктор физико-математических наук, профессор.

от времени имеет вид: $\mathbf{E}, \mathbf{H} \approx \exp(-i\omega t)$, магнитная восприимчивость $\mu = 1$. Связь полей \mathbf{E}, \mathbf{H} с индукциями \mathbf{D}, \mathbf{B} определяется стандартными соотношениями для биизотропной киральной среды:

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} - i\gamma\mathbf{E}, \quad \mathbf{D} = i\gamma\mathbf{H} + (\varepsilon + \gamma^2)\mathbf{E}. \quad (1)$$

В соотношении (1) γ — коэффициент киральности, который полагается малым ($\gamma \ll 1$). Используем также уравнения Максвелла:

$$\text{crot}E = i\omega\mathbf{B}, \quad \text{crot}H = -i\omega\mathbf{D}. \quad (2)$$

Рассмотрим взаимодействие с плазмой поперечных электромагнитных волн с круговой поляризацией. Введём следующие обозначения:

$$E_1 = E_x + iE_y, \quad E_2 = E_x - iE_y, \quad H_1 = H_x + iH_y, \\ H_2 = H_x - iH_y, \quad \xi = \omega x/c, \quad p(\xi) = ck(x)/\omega.$$

Из соотношений (1), (2) получаем следующую систему уравнений для E_1, E_2 :

$$\nabla_{\xi^2} E_1 + 2i\gamma\nabla_{\xi} E_1 + \varepsilon E_1 = 0, \quad \nabla_{\xi^2} E_2 + 2i\gamma\nabla_{\xi} E_2 + \varepsilon E_2 = 0.$$

С помощью очевидных замен $E_1 = F_1(\xi) \exp(-i\gamma\xi)$, $E_2 = F_2(\xi) \exp(-i\gamma\xi)$ задача сводится к решению уравнения Геймгольца:

$$\nabla_{\xi^2} F_{1,2} + (\varepsilon + \gamma^2)F_{1,2} = 0. \quad (3)$$

Отметим, что $H_1 = \exp(-i\gamma\xi)\nabla_{\xi} F_1$, $H_2 = \exp(-i\gamma\xi)\nabla_{\xi} F_2$. Точное решение уравнений (3) ищем в виде [Поверенный, Ерохин, 2010a; Nazarenko et al., 1994]

$$F_{1,2}(\xi) = \left[\frac{E_0}{p(\xi)^{1/2}} \right] \exp[i\Psi(\xi)], \quad \frac{d\Psi}{d\xi} = p(\xi),$$

здесь E_0 — константа, определяемая потоком энергии в волне, а безразмерный волновой вектор $p(\xi)$ связан с диэлектрической проницаемостью среды ε уравнением

$$\frac{p_{\xi\xi}}{2p} - 0,75 \left[\frac{p_{\xi\xi}}{2p} \right] + p^2 - \varepsilon_{ef} = 0, \quad (4)$$

где $\varepsilon_{ef} = \varepsilon + \gamma^2$. Рассмотрим вначале линейный режим взаимодействия электромагнитных волн с однородной прозрачной плазмой, когда $\varepsilon_{ef} > 0$. Уравнение (4) имеет интеграл

$$p_{\xi^2} + 4p^2 \left[\left(p - \varepsilon_{ef}^{1/2} D \right)^2 + \varepsilon_{ef} (1 - D^2) \right] = 0.$$

Здесь $D = \text{const}$ и надо полагать $D \geq 1$. Как видим, даже в однородной плазме волновое число моды с заданной частотой промодулировано, а интервал его изменения

$$p_2 \leq p(\xi) \leq p_1, \quad p_{1,2} = \varepsilon_{ef}^{1/2} \left[D \pm (D^2 - 1)^{1/2} \right].$$

В переменной ξ период указанной модуляции равен $\lambda_{\xi} = \pi/\varepsilon_{ef}^{1/2}$, т. е. не зависит от параметра D . В частности, при выборе $D = 0,5 \left(\varepsilon_{ef}^{1/2} + 1/\varepsilon_{ef}^{1/2} \right)$ имеем

$p_1 = \varepsilon_{ef}$, $p_2 = 1$. Нетрудно показать, что для плазменных слоёв с толщинами $\delta\xi = n\lambda_\xi$, где n — целое число, при соответствующем выборе постоянной D на границах слоя возможна сшивка с вакуумными решениями. При этом падающая из вакуума поперечная волна с круговой поляризацией без отражения проходит через указанный слой, а значение ε_{ef} остаётся свободным параметром задачи.

Учёт кубической нелинейности аналогично выполненному ранее в работе [Меркулов, Ерохин, 2010] не меняет этого вывода.

Теперь рассмотрим случай, когда диэлектрическая проницаемость неоднородной киральной плазмы отрицательна: $\varepsilon_{ef} \equiv -\mu^2 < 0$, т. е. среда непрозрачна. Интеграл уравнения (4) запишем в виде

$$p_{\xi^2} + 4p^2 \left[(p - \mu A)^2 - \mu(1 - A)^2 - \mu(1 - A^2) \right] = 0.$$

Здесь $A = \text{const}$ и полагаем $A > 0$. Теперь $0 \leq p(\xi) \leq p_1$, где $p_1 = \mu[A + (A^2 + 1)^{1/2}]$. В данном случае в линейном режиме просветления среды волновой вектор $p(\xi)$ убывает вглубь плазмы, асимптотически стремясь к нулю при $\xi \rightarrow \infty$. Соответственно, поле волны будет неограниченно возрастать и необходимо учесть нелинейные эффекты. Например, учет кубической нелинейности в диэлектрической проницаемости вида

$$\varepsilon_{ef} = -\mu^2 + \frac{\sigma}{p(\xi)},$$

здесь σ — малый параметр нелинейности, приводит к следующему интегралу модифицированного нелинейностью уравнения (4):

$$p_{\xi^2} + 4p^2 \left[(p - \mu A)^2 - \mu(1 + A^2) + \frac{\sigma}{p(\xi)} \right] = \text{const}. \quad (5)$$

Согласно (5), для слабой нелинейности функция $p(\xi)$ меняется в следующем интервале $p_3 \leq p(\xi) \leq p_1$, где $p_3 \approx 0,5 \sigma/\mu^2$.

Для безотражательного просветления слоя падающей из вакуума электромагнитной волной величина постоянной A находится из условия сшивки волнового вектора k_z с вакуумным значением ω/c . Внутри слоя поле волны промодулировано, а толщина слоя должна составлять целое число периодов указанной модуляции. Период модуляции l_x определяется численным интегрированием уравнения (5). Уравнение (4) позволяет, задав функцию $p(\xi)$, получить пространственный профиль диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\xi)$ неоднородной киральной среды, соответствующий безотражательному прохождению электромагнитной волны через набор различных локализованных структур.

Исследуем вариант точно решаемой модели, описывающей резонансное туннелирование электромагнитной волны через неоднородную изотропную киральную плазму, когда $p(\xi) = \alpha/[A + B \cos(2\beta\xi)]$, где α , A , β — параметры модели; $B = (A^2 - 1)^{1/2}$; $A > 1$. Нормированная амплитуда волны определяется формулой $W^2(\xi) = [A - B \cos(2\beta\xi)]/\alpha$. Из уравнения Гельмгольца находим $\varepsilon(\xi) = \beta^2 + (\alpha^2 - \beta^2)/[A + B \sin(2\beta\xi)]^2$. Полагаем, что слой плазмы занимает область $0 \leq \xi \leq \pi n/\beta$, где n — целое число. В рассматриваемой модели $p_{\max} = \alpha/(A - B)$, $p_{\min} = \alpha/(A + B)$. В случае $\alpha < \beta$ для эффективной диэлектрической проницаемости неоднородной плазмы имеем $\min \varepsilon(\xi) = \beta^2 + (\alpha^2 - \beta^2)/[A - B]^2$, $\max \varepsilon(\xi) = \beta^2 + (\alpha^2 - \beta^2)/[A + B]^2$.

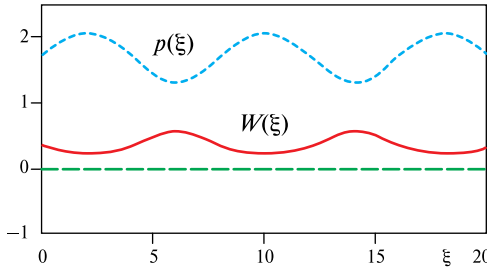


Рис. 1. Графики зависимости безразмерных волнового вектора $p(\xi)$ и амплитуды волны $W(\xi)$ от безразмерной координаты $\xi = \omega x/c$

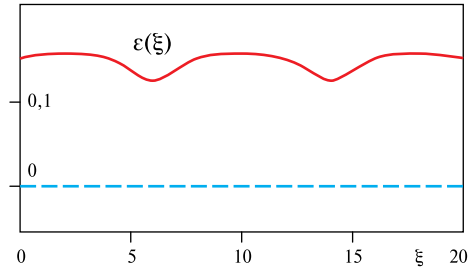


Рис. 2. Графики зависимости эффективной диэлектрической проницаемости плазмы $\epsilon(\xi)$ от безразмерной координаты $\xi = \omega x/c$

Рассмотрим следующий вариант слоя плазмы без магнитного поля с выбором исходных параметров задачи: $A = 1,1$; $\beta = 0,39$; $\alpha = 0,37$, соответственно $p_{\max} \approx 0,2374$; $p_{\min} \approx 0,5766$; $\epsilon_{\max} \approx 0,1458$; $\epsilon_{\min} \approx 0,1152$; $W_{\max} \approx 2,052$; $W_{\min} = 1,317$. Графики $p(\xi)$, $W(\xi)$ и $\epsilon(\xi)$ представлены на рис. 1 и 2 соответственно для неоднородного слоя $0 \leq \xi \leq \pi / \beta$.

Как видим, в данном случае наблюдаются значительные вариации $p(\xi)$, $W(\xi)$ и $\epsilon(\xi)$. Тем не менее, в неоднородном плазменном слое области непрозрачности отсутствуют, так как всюду $\epsilon(\xi) > 0$.

При изменении параметра A от 1,1 до 5, при значении $A > 1,7$, эффективная диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\xi)$ в своём минимуме имеет отрицательные значения, т. е. в неоднородной изотропной киральной плазме с мелкомасштабными структурами есть области непрозрачности.

Случаю плазмы с магнитным полем соответствует, в частности, выбор параметров $A = 1,4$; $\beta = 1,31$; $\alpha = 1,29$, тогда $p_{\max} = 2,01$; $p_{\min} \approx 0,8278$; $\epsilon_{\max} \approx 1,695$; $\epsilon_{\min} \approx 1,59$; $W_{\max} \approx 1,99$; $W_{\min} = 0,7053$. Графики $p(\xi)$, $W(\xi)$ и $\epsilon(\xi)$ представлены на рис. 3 и 4 для неоднородного слоя $0 \leq \xi \leq \pi/\beta$. Графики функций $p(\xi)$, $W(\xi)$ вполне подобны показанным на рис. 1.

В этом варианте в неоднородном плазменном слое областей непрозрачности нет, а вариация функции $\epsilon(\xi)$ резко увеличилась (порядка 50 %), так как при увеличении параметров α и β возрастает амплитуда колебаний.

Чувствительность динамики системы к выбору параметров показал, например, случай $A = 5$; $\beta = 1,29$; $\alpha = 1,31$, когда $p_{\max} = 12,77$; $p_{\min} \approx 0,1303$; $\epsilon_{\max} \approx 1,716$; $\epsilon_{\min} \approx -3,379$; $W_{\max} \approx 2,77$; $W_{\min} \approx 0,2799$. Как видим, в этом варианте резонансного туннелирования электромагнитной волны через неоднородную плазму функция $\epsilon(\xi)$ имеет глубокие минимумы. Отметим, что ширину плазменного слоя (при неизменных параметрах A , β , α) можно увеличить в n раз при сохранении безотражательного распространения электромагнитной волны.

Изложенная выше методика анализа возможностей резонансного туннелирования электромагнитных волн представляет интерес, например, для задач согласования характеристик плазмы и падающей из вакуума электромагнитной волны в целях резкого повышения эффективности поглощения электромагнитного излучения в слоях плазменных резонансов. Кроме того, она вполне пригодна и для исследований безотражательного прохождения других типов

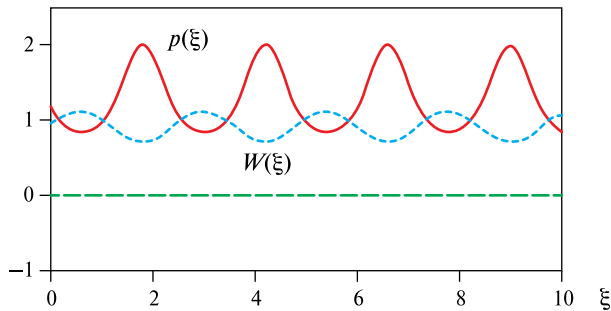


Рис. 3. Графики зависимости безразмерного волнового вектора $p(\xi)$ и амплитуды волны $W(\xi)$ от безразмерной координаты $\xi = \omega x/c$ в случае $A = 1,4$; $\beta = 1,31$; $\alpha = 1,29$

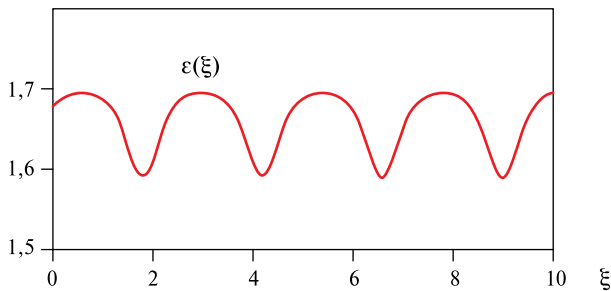


Рис. 4. Графики зависимости эффективной диэлектрической проницаемости плазмы $\varepsilon(\xi)$ от безразмерной координаты $\xi = \omega x/c$ в случае $A = 1,4$; $\beta = 1,31$; $\alpha = 1,29$

волн через барьеры в неоднородных средах, например, при взаимодействии внутренних гравитационных или звуковых волн с неоднородными слоями в океане и атмосфере, что важно, в частности, для дистанционного зондирования этих сред.

ЛИТЕРАТУРА

- [Ерохин и др., 2005] *Ерохин Н. С., Михайловская Л. А., Ерохин Н. Н.* Некоторые примеры точных решений математических моделей, описывающих колебания непрерывных сред: Препринт. М.: ИКИ РАН, 2005. Пр-2109. 14 с.
- [Ерохин, Захаров, 2007] *Ерохин Н. С., Захаров В. Е.* О нелинейном просветлении волновых барьеров для электромагнитного излучения в неоднородной плазме // Докл. Академии наук. Сер. Физика. 2007. Т. 416. № 3. С. 1–3.
- [Лаговский, 2006] *Лаговский Б. А.* Поглощающие и просветляющие плавно неоднородные покрытия для электромагнитных волн // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. С. 74–83.
- [Меркулов, Ерохин, 2010] *Меркулов Е. С., Ерохин Н. С.* Резонансное туннелирование электромагнитной волны через слой неоднородной плазмы с генерацией всплесков волнового поля // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Плазменная электроника. 2010. № 4(68). С. 128–130.
- [Поверенный, Ерохин, 2010а] *Поверенный М. В., Ерохин Н. С.* Резонансное туннелирование электромагнитной волны через слой неоднородной киральной плазмы // 46-я

- Всерос. конф. по проблемам математики, информатики, физики и химии: Тез. докл. Секция физики. М.: РУДН, 2010. С. 27.
- [Поверенный, Ерохин, 2010б] *Поверенный М. В., Ерохин Н. С.* Резонансное туннелирование электромагнитной волны через слой неоднородной киральной плазмы // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Плазменная электроника. 2010. № 4(68). С. 125–127.
- [Талипова и др., 2009] *Талипова Т. Г., Пелиновский Е. Н., Петрухин Н. С.* О проникновении длинной внутренней волны в толщу океана // Океанология. 2009. Т. 49. Вып. 5. С. 673–680.
- [Шварцбург, 2000] *Шварцбург А. Б.* Дисперсия электромагнитных волн в слоистых и нестационарных средах (точно решаемые модели) // Успехи физ. наук (УФН). 2000. Т. 170. С. 1297–1324.
- [Шварцбург, Ерохин, 2011] *Шварцбург А. Б., Ерохин Н. С.* Градиентные акустические барьеры (точно решаемые модели) // Успехи физ. наук (УФН). 2011. Т. 181. № 6. 627–646.
- [Nazarenko et al., 1994] *Nazarenko S. V., Newell F. C., Zakharov V. E.* Communication through plasma sheaths via Raman (three-wave) scattering process // Physics of Plasmas. 1994. V. 1. P. 2827–2834.

REFLECTIONLESS ELECTROMAGNETIC WAVES PROPAGATION THROUGH THE INHOMOGENEOUS CHIRAL PLASMA WITH SUBWAVE STRUCTURES

*M. V. Poverennui*¹, *N. S. Erokhin*²

¹ I. A. Bunin Elets State University

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

On the basis of exactly solvable 1D-Helmholts equation it is investigated the reflectionless propagation of circular polarized transverse electromagnetic wave through the layer of inhomogeneous isotropic chiral plasma with small scale structures of plasma density. The spatial profiles of dielectric plasma permittivity considered are described by a number of free parameters which determine typical scales of plasma structures, the spatial profile of wave amplitude, the modulation of dielectric plasma permittivity and so on.

Keywords: electromagnetic waves, chiral plasma, gradient barriers, subwave structures, resonance tunneling.

Poverenui Mikhail Vasilievich — post-graduate student, e-mail: channel165@mail.ru.

Erokhin Nikolay Sergeevich — head of department, professor.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ КРИБОТА С УЧЁТОМ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Л. О. Полякова¹, О. С. Ерохина^{2,1}

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 проведено имитационное моделирование движения крибота с использованием различных физических моделей, по результатам которого дана оценка скорости проникновения крибота под лёд.

Ключевые слова: крибот, Европа, лёд, исследование подлёдного пространства.

Большой интерес в космических исследованиях всегда представлял поиск внеземной органической жизни. В настоящее время в качестве одного из основных мест её возможного существования в нашей Солнечной системе рассматривается спутник Юпитера Европа. Тремя факторами, необходимыми для существования жизни, являются вода, энергия и химические элементы, и Европа, возможно, удовлетворяет этим минимальным требованиям. Особый интерес представляет гипотеза о существовании океана под толщей льда, покрывающей спутник. Толщина ледяного покрова оценивается приблизительно в 10...30 км, и проникновение сквозь эту толщу льда с целью взятия проб является одной из задач, стоящих перед современной наукой [Егорова..., 2012].

К оборудованию для исследования космических объектов, покрытых льдом, предъявляются серьёзные требования по минимизации габаритов, массы и энергозатрат из-за трудностей его транспортировки на изучаемый объект. Оптимальной и наиболее перспективной идеей становится применение крибота — прибора, использующего только плавление. Его движение должно осуществляться за счёт силы тяжести и растапливания льда в окрестности прибора. Преимуществами использования этой методики являются сравнительно небольшие энергозатраты, малый размер и масса прибора, недостатками — достаточно низкая скорость проникновения [Чумаченко и др., 2011].

Скорость прохождения крибота сквозь ледяной покров находится в сильной зависимости от геометрии прибора, температуры поверхности и формы наконечника [Treffler et al., 2006]. В данной работе было проведено моделирование движения крибота с наконечниками различных форм (сферическим, плоским, коническим) и различной поверхностной температурой (10; 30; 50 °С). Было введено требование равенства объёмов данных приборов.

Основные характеристики моделирования

Радиус цилиндра льда	28 см
Высота цилиндра льда	100 см
Температура льда	–50 °С
Высота прибора со сферическим наконечником	43 см
Высота прибора с плоским наконечником	42 см
Высота прибора с коническим наконечником	44 см
Радиус прибора/наконечника	3 см

Полякова Лилия Олеговна — студентка, e-mail: nika_lev@mail.ru.

Ерохина Ольга Сергеевна — ассистент, младший научный сотрудник МИЭМ НИУ ВШЭ, программист ИКИ РАН, e-mail: olga.s.erokhina@gmail.com.

Вычисление проводилось в программах MSC.Patran/Nastran. Решение производилось методом конечных элементов. Свойства льда были определены по аналитическим зависимостям, предложенным С. Уламеком в работе [Ulametes et al., 2007]. В результате имитационного моделирования были получены скорости проникновения крибота сквозь лёд на каждом шаге решения для каждой из конфигураций прибора.

Графики скоростей имеют тенденцию к выравниванию. Начиная с определённого шага скорость стабилизируется. По данным, полученным в ходе моделирования, заметно, что прибор со сферическим наконечником имеет наиболее равномерное распределение скоростей во времени (рис. 1а).

Построим графики зависимости средней скорости проникновения от температуры поверхности прибора (рис. 2). Для каждого построим линейную функцию, выражающую прямую пропорциональную зависимость скорости от температуры с коэффициентом пропорциональности, равным 1.

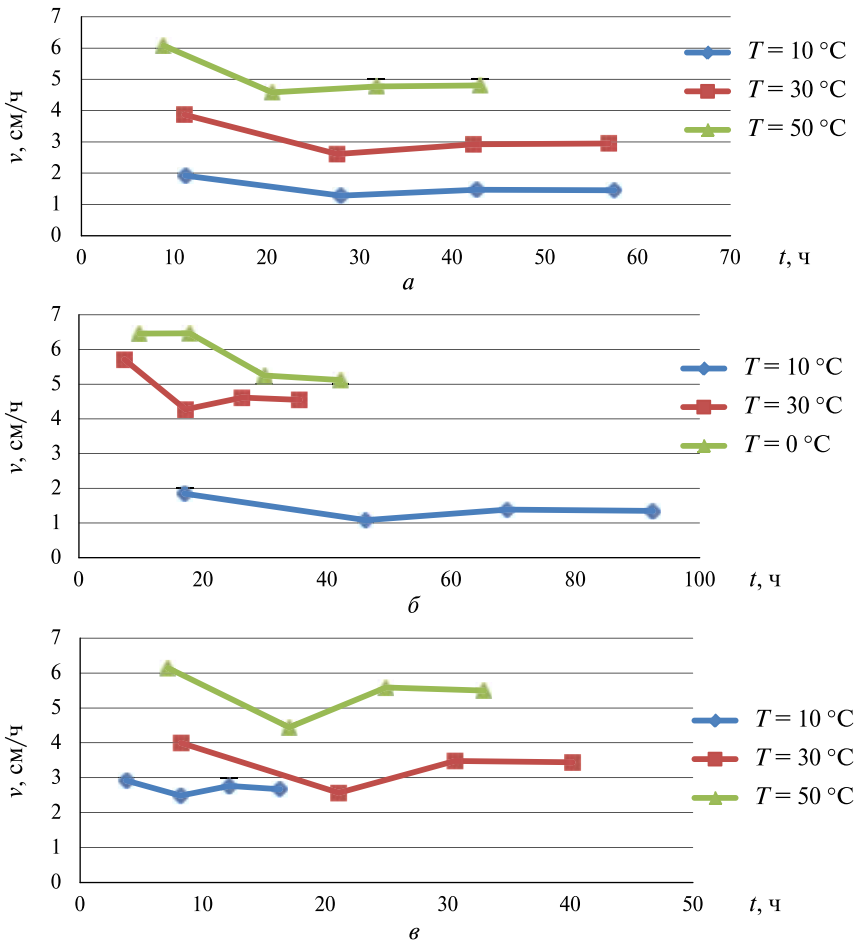


Рис. 1. График зависимости скорости движения крибота от времени для различных температур: *a* — со сферическим наконечником; *б* — с плоским наконечником; *в* — с коническим наконечником

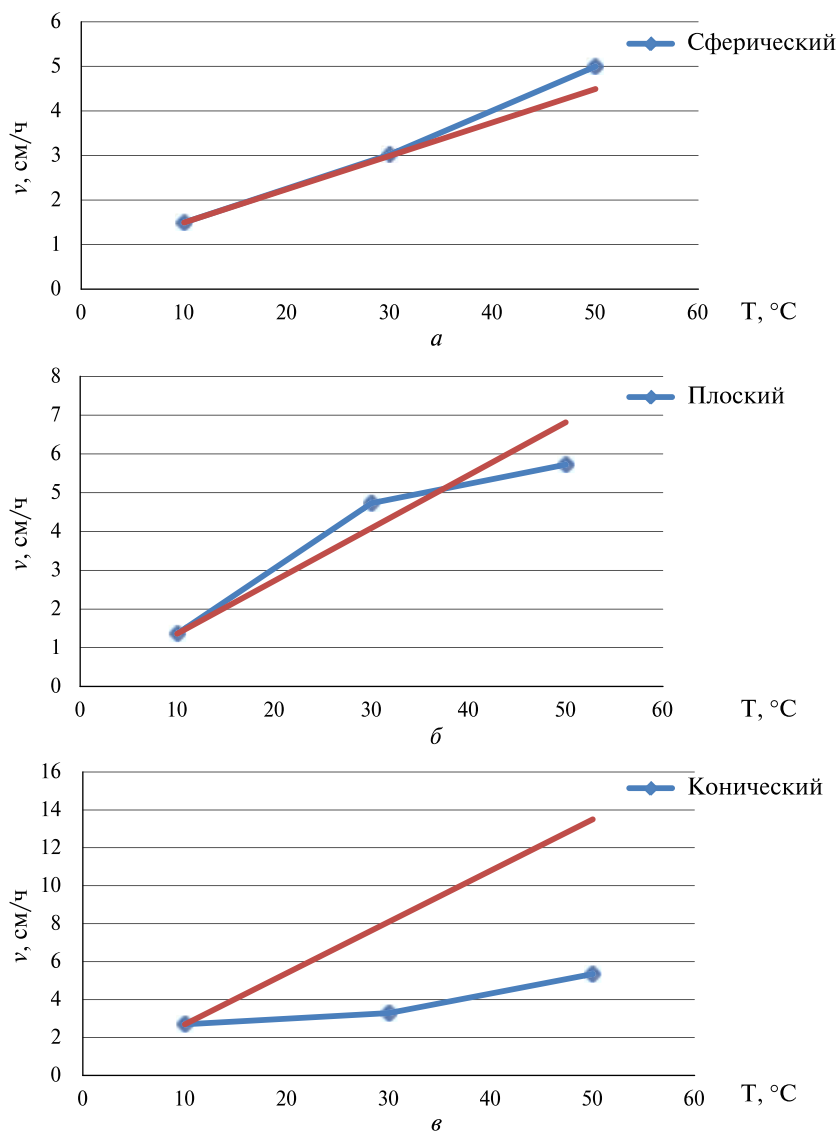


Рис. 2. График зависимости средней скорости движения крибота от температуры: a — со сферическим наконечником; $б$ — с плоским наконечником; $в$ — с коническим наконечником

Средняя скорость крибота со сферическим наконечником равномерно увеличивается с повышением температуры, притом увеличивается быстрее, чем линейная функция. Использование прибора с коническим наконечником, напротив выгодно при низких температурах, а повышение температуры поверхности ведёт к снижению «выигрыша в скорости». Прибор с плоским наконечником некоторое время «выигрывает» от повышения поверхностной температуры, но с определённого момента продолжать повышать температуру становится невыгодно.

Рассчитаем среднюю скорость движения для каждого из моделируемых приборов (таблица, рис. 3).

Средняя скорость движения кривоота в зависимости от температуры поверхности и формы наконечника

Температура поверхности T , °C	Средняя скорость для различных форм наконечника v , см/ч		
	сферический	плоский	конический
10	1,497	1,363	2,700
30	3,024	4,728	3,285
50	4,999	5,726	5,342

По полученным данным видно, что с повышением температуры поверхности уменьшается зависимость скорости от формы наконечника. При $T = 50$ °C все три прибора движутся практически с одинаковой скоростью, значения средних скоростей очень близкие.

На рис. 4 можно заметить, как сходятся графики скоростей.

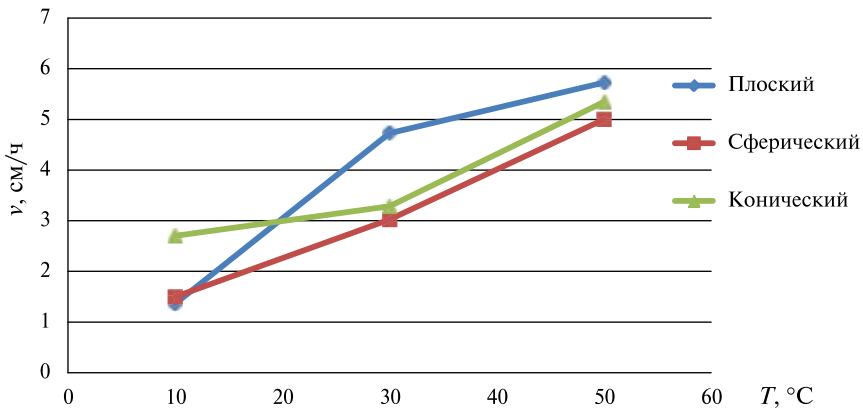


Рис. 3. График зависимости средней скорости движения кривоота от температуры для различных форм наконечника

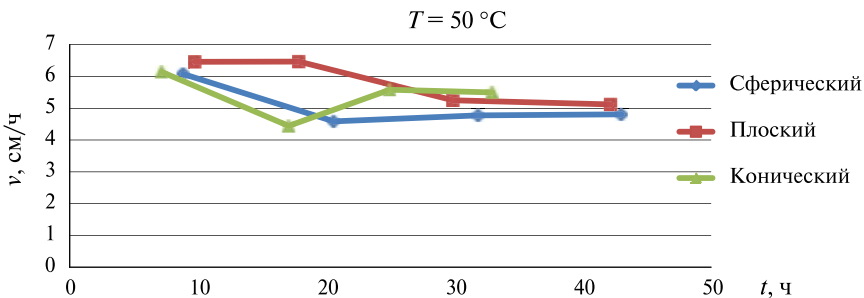
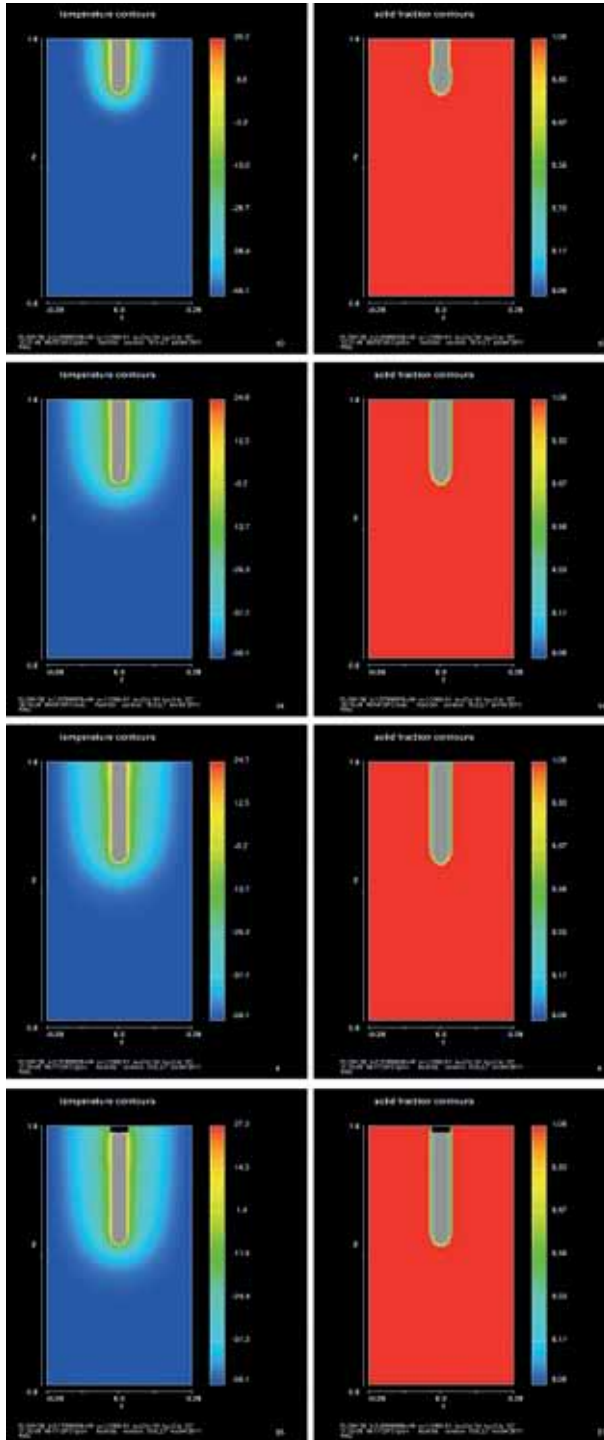


Рис. 4. График зависимости скорости движения кривоота от времени для сферического, плоского и конического наконечника, $T = 50$ °C



a

б

Рис. 5. Результаты моделирования:
a — распределение температуры; *б* — твёрдая и жидкая фазы льда

Прибор с плоским наконечником обладает наибольшей площадью поверхности. Это означает большие затраты энергии на нагрев, что, в условиях функционирования прибора в космосе, является нежелательным эффектом. Поэтому, несмотря на то, что прибор с плоским наконечником показывает достаточно неплохие скорости проникновения, его нельзя считать оптимальным.

Скорости во время реального движения прибора редко бывают постоянными, а меняются в некотором диапазоне, поэтому в данном случае предпочтение отдаётся криоботу со сферическим наконечником, так как его распределение скорости для различных температур наиболее равномерно во времени.

Проведём моделирование, учитывающее скрытую теплоту плавления и движение жидкости. Моделирование проведём в программе FLOW-3D. Рассмотрим криобот со сферическим наконечником и температурой поверхности 30 °С.

Программа FLOW-3D не предполагает расчёта скорости протаивания, поэтому при использовании FLOW-3D воспользуемся данными о скорости движения криобота, полученными в результате моделирования в MSC.Nastran/Patran.

Результаты по итогам моделирования, учитывающего фазовый переход, позволят оценить адекватность полученных ранее значений скорости протаивания. Шкала на рис. 5б отражает фазовое состояние льда в рассматриваемой области (лёд — красный цвет; вода — синий цвет).

Тот факт, что моделирование завершилось успешно, прибор погрузился под лёд, а прослойка воды, окружавшая криобот во время движения, оказалась сравнительно тонкой, позволяет предположить, что данные о скорости, полученные в результате расчёта в программе MSC.Nastran/Patran, адекватны и применимы к жизни.

ЛИТЕРАТУРА

- [Чумаченко и др., 2011] Чумаченко Е. Н., Назиров Р. Р., Кулагин В. П., Логашина И. В., Ерохина О. С. Компьютерное моделирование проникновения криобота под ледяной покров Европы // Вестн. Нижегород. ун-та им. Н. И. Лобачевского. 2011. № 6. № 1. С. 205–213.
- [Europa..., 2012] Europa Study 2012 Report / Europa Study Team. 1 May, 2012. JPL D-71990 Task Order NMO711062 Outer Planets Flagship Mission. NASA, 2012. 12 p.
- [Treffler et al., 2006] Treffler M., Koemle N., Kargl G. Preliminary studies concerning subsurface probes for the exploration of icy planetary bodies // Planetary and Space Science. 2006. V. 54. P. 621–634.
- [Ulamec et al., 2007] Ulamec S., Biele J., Funke O., Engelhardt M. Access to glacial and subglacial environments in the solar system by melting probe technology // Reviews in Environmental Science and Biotechnology. 2007. V. 6. P. 71–94. doi:10.1007/s11157-006-9108-x.

SIMULATION OF A MELTING PROBE'S MOVEMENT INCLUDING PHASE CHANGE

L. O. Polyakova¹, O. S. Erokhina^{2,1}

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

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

The great interest in space exploration has always represented by search for extraterrestrial organic life. One of the possible candidates for this could be Europa, icy Jupiter's satellite. This moon is covered by thick icy shell with a numerous bands and cracks. Studies of the European magnetic field in 1995 by the Galileo spacecraft revealed a significant effect of Jupiter's gravitational force on the satellite and allowed to hypothesize the existence of a liquid ocean beneath the icy surface. Possibility of microbial life presence in this ocean is of a great interest. The thickness of European ice is estimated to be about 10...30 km, and penetration through ice for sampling is one of the challenges facing modern science.

The study of space objects covered by ice is a complex task. The equipment makes serious demands on minimizing the size, weight and power consumption due to the difficulties of transporting it to Europa. The best and most promising idea is to use a melting probe – a device that uses only melting. Its movement should be carried out by the force of gravity and the melting of ice in the vicinity of the probe. To do this it is necessary to maintain temperature on the probe's surface that should be higher than melting temperature. The advantages of this technique are a relatively small power consumption, small size and weight of the device. One of the disadvantages could be a relatively low penetration velocity.

In this study imitational simulation of a melting probe's movement were done by using different physical models. Based on this simulations melting probe's velocity estimation was done.

Keywords: melting probe, Europa, ice, subsurface study.

Polyakova Liliya Olegovna — student, e-mail: nika_lev@mail.ru..

Erokhina Olga Sergeevna — research assistant, junior scientist MIEM HSE, programmer IKI RAN, e-mail: olga.s.erokhina@gmail.com.

ЗВЁЗДНАЯ МАГНИТНАЯ АКТИВНОСТЬ И КВАЗИГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ МЕЛКОЙ ВОДЫ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Е. П. Попова¹, М. А. Истомина²

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

² Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук (ИПМ им. М. В. Келдыша РАН)

Солнечная магнитная активность имеет довольно сложную структуру, которую можно описывать в разных приближениях. В данной работе рассматривается квазигазодинамическое приближение мелкой воды с магнитным полем для моделирования магнитной активности Солнца. Основное отличие предложенного подхода от простейших теорий динамо состоит в том, что кроме уравнения генерации магнитного поля, присутствуют уравнения для эволюции поля скоростей. Поля скоростей дают возможность исследовать не только генерацию и эволюцию магнитного поля, но и оценить его влияние на движущиеся потоки вещества. Показано, как меняется магнитное поле и скорость потоков вещества при разных начальных и граничных условиях.

Работа поддержана РФФИ (проекты № 12-02-00170, 12-02-00884 и 12-02-31128).

Ключевые слова: квазигазодинамическое приближение мелкой воды с магнитным полем, конвективная зона Солнца.

В последние десятилетия появляется все больше наблюдательных данных, подтверждающих, что звёздная магнитная активность достаточно разнообразна и может иметь довольно сложную структуру. Однако наблюдательные данные о магнитном поле звёзд опираются на трассеры, находящиеся на поверхности звёзд, поэтому структура магнитного поля в глубине звезды остаётся неизвестной. Согласно современным представлениям, основанным на теории динамо [Brandenburg, Subramanian, 2005], принято считать, что поле генерируется в глубине конвективной зоны звезды и затем всплывает на поверхность. Однако в процессе всплытия на него могут влиять потоки вещества в слоях, лежащих выше источника генерации. Иными словами, поверхностные потоки вещества могут вносить вклад, который «размывает» исходную картину распределения сгенерированных полей.

В данной работе для исследования вклада влияния приповерхностных потоков на сгенерированное в глубине магнитное поле мы используем одномерную модель мелкой воды с магнитным полем. Такое приближение применимо к слою, площадь которого гораздо больше его глубины. Одномерная система уравнений для мелкой воды с магнитным полем имеет вид:

Попова Елена П. — научный сотрудник, e-mail: popovaelp@mail.ru.

Истомина Мария А. — младший научный сотрудник, e-mail: m_ist@mail.ru.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial hu_1}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial hu_1}{\partial t} + \frac{\partial (hu_1^2 - hB_1^2 + 1/2gh^2)}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial hu_2}{\partial t} + \frac{\partial (hu_1u_2 - hB_1B_2)}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial hB_1}{\partial t} = 0, \\ \frac{\partial hB_2}{\partial t} + \frac{\partial (hu_1B_2 - hB_1u_2)}{\partial x} = 0. \end{array} \right. \quad (1)$$

Здесь t — время, с; x — пространственная координата, см; g — ускорение свободного падения, см/с²; $h(x, t)$ — глубина слоя; $B_1(x, t)$ — продольная компонента магнитного поля, Гс; $B_2(x, t)$ — поперечная компонента магнитного поля, Гс; $u_1(x, t)$ и $u_2(x, t)$ — продольная и поперечная компоненты скорости, см/с. Отметим, что в используемой системе уравнений мелкой воды в одномерном приближении присутствует вторая компонента скорости и магнитного поля, которая зависит от x и не зависит от y .

Система уравнений мелкой воды с магнитным полем решалась квазигазодинамическим (КГД) алгоритмом, который был разработан и протестирован в статье [Елизарова и др., 2012]. Такой алгоритм позволяет использовать явную по времени схему с центральными разностями для решения системы уравнений (1). Так как КГД-алгоритм разработан для системы уравнений в декартовых координатах, нам приходится ограничиваться рассмотрением плоского слоя, предполагая, что эффекты кривизны тонкого поверхностного слоя звезды не оказывают существенного влияния на поведение магнитного поля. Отметим, что выделение приповерхностного слоя в данном случае довольно условно, поскольку мы ограничиваемся качественным исследованием влияния потоков вещества на сгенерированное где-то в глубине конвективной зоны и всплывшее на поверхность магнитное поле.

Рассматривалась ось x , направленная вдоль меридиана звезды. Характерные масштабы длины выбирались порядка солнечного радиуса, а ускорение свободного падения — порядка солнечного. Скорость $u_1(x, t)$, направленная вдоль меридиана, соответствовала меридиональным потокам в звёздах. Скорость $u_2(x, t)$ аналогична дифференциальному вращению. Для $u_2(x, t)$ был выбран профиль, аналогичный профилю дифференциального вращения Солнца, который имеет минимум на одном конце рассматриваемого в задаче отрезка и максимум на другом.

Численное исследование модели показало, что при заданном начальном профиле магнитных полей порядка нескольких гаусс интенсивные начальные меридиональные скорости потоков (которые постоянны на всем рассматриваемом интервале и составляют величину порядка 100 м/с) и дифференциальное вращение (10^2 м в минимуме и 10^4 м в максимуме) сначала увеличивают амплитуду поперечного магнитного поля, а затем меридиональная циркуляция осуществляет снос максимума магнитного поля в сторону своего направления. Характерное время длительности этого процесса составляет порядка 30 сут для

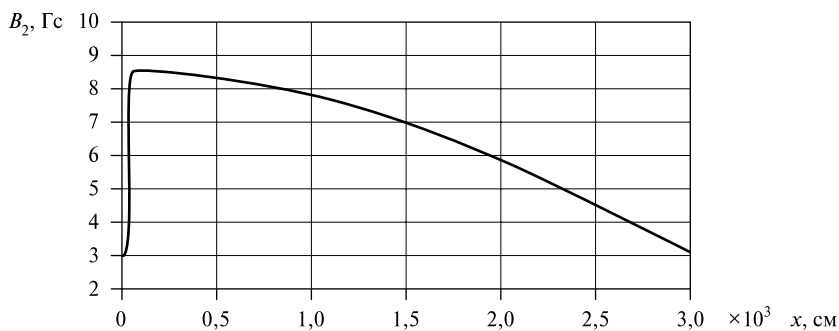


Рис. 1. Поперечная компонента магнитного поля $B_2(x, t)$ при $t = 10$ ч

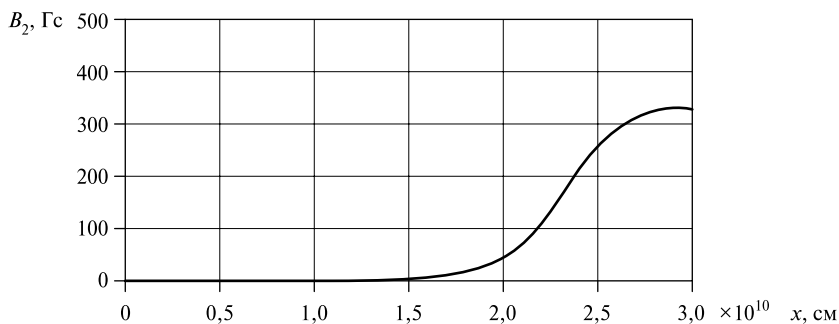


Рис. 2. Поперечная компонента магнитного поля $B_2(x, t)$ при $t = 650$ ч (27 сут)

толщины слоя $\sim 10^5$ м. Уменьшение толщины слоя ведёт к более быстрому переносу максимума магнитного поля в сторону направления меридиональной скорости. Увеличение амплитуды скоростей приводит к более быстрому сносу максимума поля и к увеличению самого максимума амплитуды.

На рис. 1 показан профиль поперечного магнитного поля при указанных выше начальных значениях всех величин через 10 ч. Граничные условия задаются следующим образом: на одном конце отрезка скорости и поля имеют постоянное значение, на другом конце — условия сноса.

На рис. 2 показан профиль поперечного магнитного поля при указанных выше начальных значениях всех величин через 27 сут. Граничные условия такие же, как для рис. 1.

Если в начальный момент времени меридиональная скорость была задана как константа, то она и продольное поле сохраняют свои значения на протяжении всего рассматриваемого диапазона времени. Если меридиональная скорость в начальный момент времени имеет вид, аналогичный профилю дифференциального вращения, то продольное магнитное поле эволюционирует так же, как и поперечное.

В случае периодических граничных условий при одинаковом начальном профиле скоростей, отличном от константы, поведение полей иное. Для скоростей, заданных в начальный момент времени как четверть периода синуса, с 10^2 м (минимум) в начале отрезка и 10^4 м (максимум) в конце, пространственная конфигурация магнитного поля стремится к начальной. Иными словами,

если задать определённый пространственный профиль магнитного поля в начальный момент времени, по нему сначала будут бежать возмущения, затем профиль будет стремиться к своему первоначальному виду.

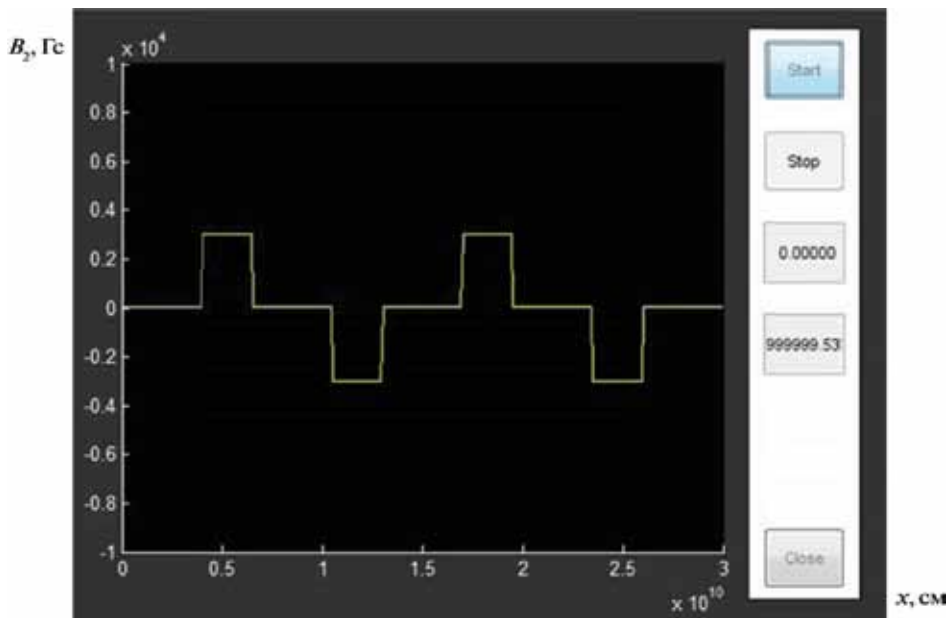


Рис. 3. Профиль поперечной компоненты магнитного поля в начальный момент времени

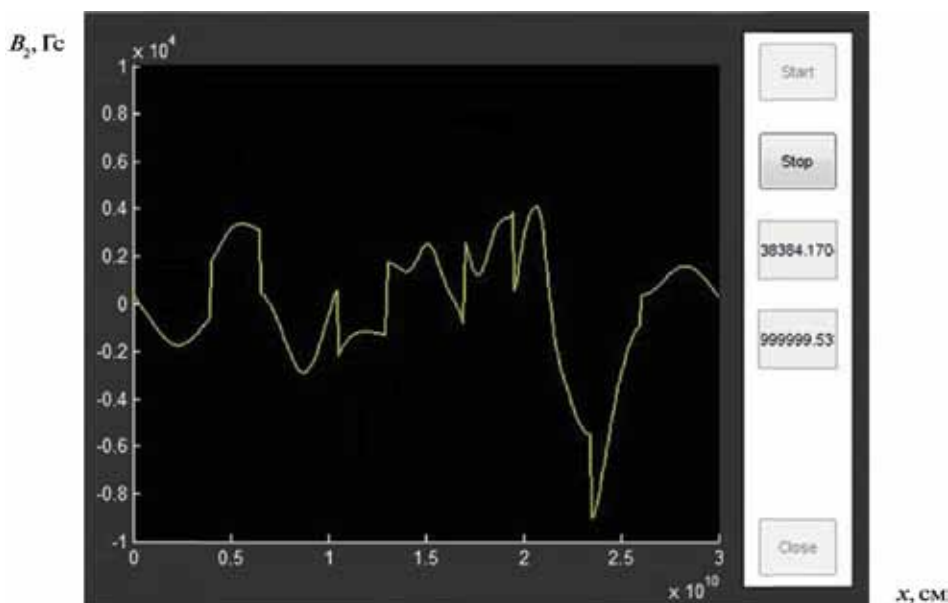


Рис. 4. Профиль поперечной компоненты магнитного поля через 10 ч

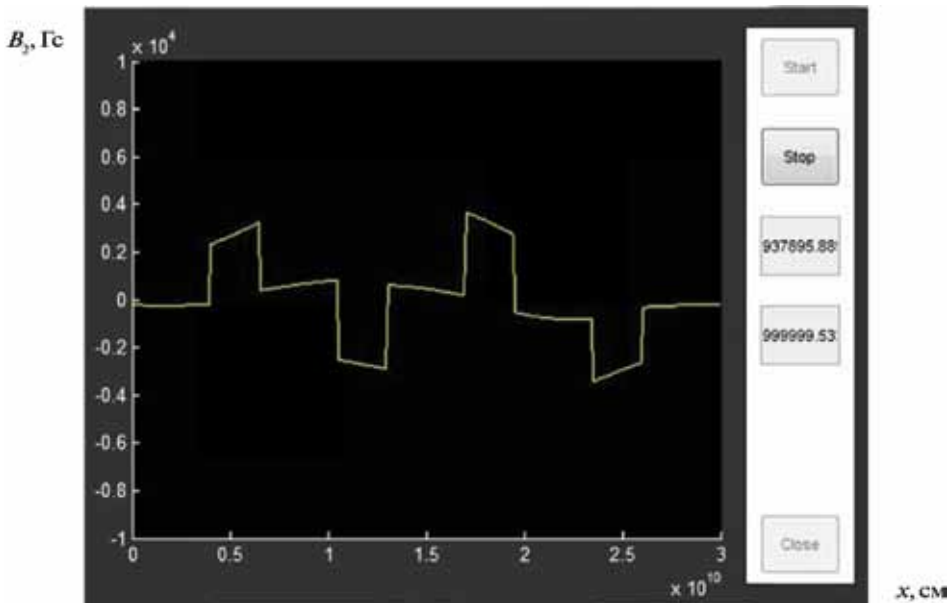


Рис. 5. Профиль поперечной компоненты магнитного поля через 11 сут

На математическом пакете MATLAB была создана анимация поведения поперечной компоненты магнитного поля для такого случая. На рис. 3 показан профиль поперечного магнитного поля в начальный момент времени. По вертикальной оси отложена амплитуда магнитного поля в гауссах, по горизонтальной — длина рассматриваемого пространственного интервала в сантиметрах. Поле задано в виде ступенек. На рис. 4 показана типичная картина бегущих возмущений, на рис. 5 видно, что через 11 сут система почти вернулась в исходное состояние, на рис. 5 заметно искривление профиля, анимация показывает, что ступенчатый профиль волнообразно колеблется с затухающей амплитудой колебаний.

Исследование модели показало, что эволюция магнитного поля существенно зависит от начальных и граничных условий. Интенсивные потоки способны усилить амплитуду магнитного поля и осуществить его снос. Кроме того, пространственная конфигурация магнитного поля может вернуться в исходное состояние после распространения значительных возмущений.

ЛИТЕРАТУРА

- [Елизарова и др., 2012] *Елизарова Т. Г., Устюгов С. Д., Истомина М. А.* Квазигазодинамический алгоритм решения уравнений мелкой воды для магнитной гидродинамики: Препринт. М.: ИПМ им. М. В. Келдыша. 2012. № 64. 24 с. URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2012-64>.
- [Brandenburg, Subramanian, 2005] *Brandenburg A., Subramanian K.* Astrophysical magnetic fields and nonlinear dynamo theory // *Physical Review*. 2005. V. 417. P. 285.

STAR MAGNETIC ACTIVITY AND QUASI-GAZDYNAMIC APPROXIMATION OF SHALLOW WATER WITH MAGNETIC FIELD

*H. Popova*¹, *M. Istomina*²

¹ Lomonosov Moscow State University

² Keldysh Institute of Applied Mathematics Russian Academy of Sciences (KIAM)

Solar magnetic activity has a complex structure that can be described in various approximations. We use the quasi-gazdynamic approximation of shallow water with magnetic field to simulate the solar magnetic activity. The main difference between the proposed approach and simple dynamo theory is using an equation for generating magnetic field and equations for the evolution of the velocity field. We have shown the variation of the magnetic field and the flow velocity of matter at different initial and boundary conditions.

Keywords: quasi-gazdynamic approximation of shallow water with magnetic field, solar convective zone.

Popova Helen P. — research associate, e-mail: popovaelp@mail.ru.

Istomina Maria A. — junior researcher, e-mail: m_ist@mail.ru.

ДВОЙНОЙ ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ТЕОРИЯ ДИНАМО**Е. П. Попова, Н. А. Юхина**

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

Считается, что циклическая магнитная активность Солнца имеет основной период, равный примерно 22 годам. Однако более тщательные исследования показали, что солнечный цикл является более сложным. В последние десятилетия появилось большое число работ, в которых показано, что квазициклические импульсы магнитной активности появляются с периодами около 0,5...2,0 лет на фоне 22-летнего солнечного цикла.

В работе исследовано поведение динамоволн в рамках нелинейного динамо с учётом толщины конвективной зоны, коэффициента турбулентной диффузии и меридиональной циркуляции. Показано, что в модели существуют режимы, аналогичные двойному циклу, наблюдаемому на Солнце. Были построены бафтерфляй-диаграммы для полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля. Найден диапазон амплитуд меридиональных потоков и динамочисел с учётом толщины конвективной зоны Солнца, воспроизводящий двойной цикл.

Работа поддержана РФФИ (проекты № 12-02-00170, 12-02-00884 и 12-02-31128).

Ключевые слова: двойной цикл солнечной активности, полоидальное магнитное поле, тороидальное магнитное поле, меридиональная циркуляция.

Считается, что циклическая магнитная активность Солнца имеет основной период, равный примерно 22 годам. Однако более тщательные исследования показали, что солнечный цикл является более сложным. В последние десятилетия появилось большое число работ, в которых показано, что квазициклические импульсы магнитной активности появляются с периодами около 0,5...2,0 лет на фоне 22-летнего солнечного цикла [Benevolenskaya, 1995, 2000, 2003; Krivova, Solanki, 2002; Obridko, Shelting, 2003, 2007; Obridko et al., 2006].

Циклы магнитной активности Солнца принято связывать с действием механизма солнечного динамо, который основан на совместном воздействии дифференциального вращения и альфа-эффекта. Применение таких представлений позволяет получить осциллирующее решение в виде волны тороидального поля, распространяющегося от средних широт к экватору [Parker, 1955].

В работе исследовано поведение динамоволн в рамках нелинейного динамо с учётом толщины конвективной зоны, коэффициента турбулентной диффузии и меридиональной циркуляции. Система уравнений динамо в этом случае имеет 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; величина A пропорциональна тороидальной компоненте векторного потенциала, которая определяет полоидальное магнитное поле; θ — широта, которая отсчитывается от полюса. Множитель $\sin \theta$ отвечает уменьшению длины параллели вблизи полюса.

Попова Елена Петровна — научный сотрудник, e-mail: popovaelp@mail.ru.

Юхина Надежда Александровна — студентка, e-mail: horicovaelena@mail.ru.

Во втором уравнении опущен малый вклад альфа-эффекта, т.е. используется так называемое $\omega\omega$ -приближение. В диффузионных членах опущены эффекты кривизны. Считается, что радиальный градиент угловой скорости не меняется с θ .

В уравнениях (1)–(2) R_α и R_ω — параметры, характеризующие интенсивность α -эффекта и дифференциального вращения, соответственно. Мы используем простейшую схему стабилизации роста магнитного поля — так называемое подавление спиральности. В рамках этой схемы считается, что $\alpha = \alpha_0(\theta)/(1 + \xi_2 B_2) \approx \alpha_0(\theta)(1 - \xi_2 B_2)$, где $\alpha_0(\theta)$ — значение спиральности в незамагниченной среде; $B_0 = \xi^{-1}$ — магнитное поле, при котором происходит существенное подавление альфа-эффекта. Для определённости считаем, что $\alpha_0(\theta) = \cos\theta$. В качестве граничных условий используем условия $A(0) = B(0) = A(\pi) = B(\pi) = 0$, что соответствует дипольной симметрии.

Для исследования системы использовалось маломодовое приближение, которое основано на предположении, что магнитное поле звезды в определенной степени устроено просто, поэтому для его качественного описания уравнение динамо можно заменить подходящим образом подобранной динамической системой не очень высокого порядка [Соколов, Нефедов, 2007; Соколов и др., 2008; Parker, 1955]. Маломодовое приближение позволяет строить динамические системы для генерации магнитных полей звёзд, избегав решения дифференциальных уравнений в частных производных и сохраняя основные физические предположения относительно процессов генерации.

Минимальный набор, необходимый для генерации магнитного поля, состоит из одной полоидальной и двух тороидальных мод и воспроизводит только режим осцилляций поля. Наличие двух полоидальных и двух тороидальных мод затухания приводит к существованию не только осцилляций, но и васцилляций, а также динамовсплесков. В работе были добавлены ещё две дополнительные моды (тороидальная и полоидальная), что привело к новому режиму, аналогичному двойному циклу, наблюдаемому на Солнце. Широтное распределение магнитного поля имеет форму:

$$B(\theta, t) = b_1(t)\sin 2\theta + b_2(t)\sin 4\theta + b_3(t)\sin 6\theta,$$

$$A(\theta, t) = a_1(t)\sin \theta + a_2(t)\sin 3\theta + a_3(t)\sin 5\theta.$$

Подставляя выбранный набор компонент в уравнение динамо и собирая коэффициенты при синусах с одинаковыми аргументами, получаем динамическую систему из шести уравнений.

Исследование динамической системы показало, что, как и в статье [Соколов, Нефедов, 2007], на поведение решений влияет произведение $R_\alpha R_\omega$ (при фиксированных остальных параметрах), и поэтому удобно перейти к понятию динамочисла $D = R_\alpha R_\omega$.

Численный анализ динамической системы показал, что режим смешанных осцилляций устроен следующим образом. Для некоторого фиксированного набора параметров V, β существует диапазон значений динамочисел, при которых возникает режим осцилляций с одной частотой. Затем при увеличении по модулю динамочисла на фоне основной частоты возникают добавочные частоты. Основная частота уменьшается с увеличением динамочисла, при этом количество коротких осцилляций на ее фоне возрастает. Короткие осцилляции практически не меняют свою частоту с увеличением динамочисла.

На рисунке представлено широтно-временное распределение тороидальной (вверху) и полоидальной (внизу) компонент магнитного поля в случае наличия смешанного цикла $D = -2500$, $V = -1$, $\beta = 1$, $\eta = 3$, $B_0 = 1$.

На рисунке (вверху) можно видеть существование колебаний с коротким периодом на фоне более длительных образований. Быстрые осцилляции соответствуют волнам с дипольной симметрией, которые распространяются в направлении полюсов, длительные образования — волнам, распространяющимся к экватору. Видно, что длительные образования похожи на бабочки Маундера для солнечных пятен. На полюсах и экваторе амплитуда поля принимает нулевое значение.

На рисунке (внизу) длительные образования имеют форму шахматной доски, а короткие — вид волн, бегущих на полюса. В приполярных областях видны быстрые колебания на фоне длинных, которые циклически меняют знак.

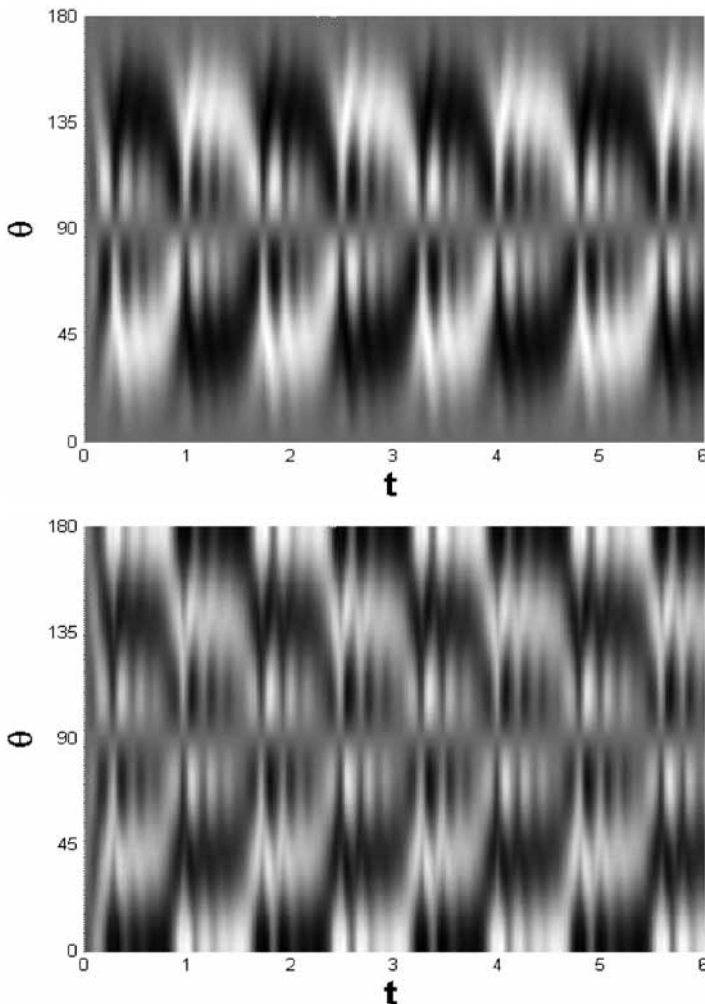


Рис. 1. Широтно-временное распределение компонент магнитного поля: тороидальной (вверху); полоидальной (внизу)

В случае толщины конвективной зоны $\eta = 3$, которая соответствует толщине конвективной зоны Солнца, для диапазона динамочисел порядка нескольких тысяч и для β порядка единицы режим смешанных осцилляций существует при значениях меридиональной циркуляции порядка нескольких модельных единиц. Увеличение по модулю меридиональных потоков уменьшает диапазон значений динамочисел и коэффициента турбулентной диффузии, при которых воспроизводятся смешанные циклы. При достижении меридиональной циркуляцией некоторого критического значения воспроизведение режима смешанных осцилляций становится невозможным для фиксированного значения коэффициента турбулентной диффузии и динамочисла. Отметим, что рассмотренные диапазоны параметров вполне реалистичны для Солнца.

Таким образом, численное исследование одномерной модели динамо с алгебраическим подавлением спиральности показало, что существуют режимы смешанных осцилляций, аналогичные наблюдаемым на Солнце. При этом наличие меридиональных потоков не обязательно.

Было проверено, что дальнейшее увеличение числа мод не приводит к появлению новых режимов генерации магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

- [Соколов, Нефедов, 2007]. *Соколов Д. Д., Нефедов С. Н.* Маломодовое приближение в задаче звёздного динамо // Вычислит. методы и программирование. 2007. Т. 8. С. 195–204.
- [Соколов и др., 2008] *Соколов Д. Д., Нефедов С. Н., Ермаш А. А.* и др. Модель динамо с малым числом мод и характер магнитной активности звёзд типа Т Тельца // Письма в Астрон. журн. 2008. Т. 34. № 11. С. 842–853.
- [Benevolenskaya, 1995] *Benevolenskaya E.* Double Magnetic Cycle of Solar Activity // Solar Physics. 1995. V. 161. P. 1–8.
- [Benevolenskaya, 2000] *Benevolenskaya E.* A mechanism of helicity variations on the Sun // Solar Physics. 2000. V. 191. P. 247–255.
- [Benevolenskaya, 2003] *Benevolenskaya E.* Impulses of activity and the Solar cycle // Solar Physics. 2003. V. 216. Iss. 1. P. 325–341.
- [Krivova, Solanki, 2002] *Krivova N. A., Solanki S. K.* The 1.3-year and 156-day periodicities in sunspot data: Wavelet analysis suggests a common origin // Astronomy and Astrophysics. 2002. V. 394. P. 701–706.
- [Obridko, Shelting, 2003] *Obridko V. N., Shelting B. D.* Global Solar Magnetology and Reference Points of the Solar Cycle // Astronomy Reports. 2003. V. 47. Iss. 11. P. 953–962.
- [Obridko, Shelting, 2007] *Obridko V. N., Shelting B. D.* Occurrence of the 1.3-year periodicity in the large-scale solar magnetic field for 8 solar cycles // Advances in Space Research. 2007. V. 40. P. 1006–1014.
- [Obridko et al., 2006] *Obridko V. N., Sokoloff D. D., Kuzanyan K. M.* et al. Solar cycle according to mean magnetic field data // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS). 2006. V. 365. Iss. 3. P. 827–832.
- [Parker, 1955] *Parker E. N.* Hydromagnetic Dynamo Models // Astrophysical J. 1955. V. 122. P. 293.
- [Ruzmaikin, 1981] *Ruzmaikin A. A.* Solar cycle as strange attractor // Comments on Astrophysics. 1981. V. 9. P. 85.

DOUBLE CYCLE OF SOLAR ACTIVITY AND THE THEORY OF DYNAMO

Попова Н., Юхина Н.

Lomonosov Moscow State University

We investigated the behavior of the dynamo waves using nonlinear dynamo with the thickness of the convective zone, the turbulent diffusion coefficient and the meridional circulation. The model has regimes which are similar to the double cycle observed on the sun. We built butterfly-diagrams for the poloidal and toroidal components of the magnetic field. We found a range of amplitudes of the meridional flow and the dynamo numbers with the thickness of the convection zone, which reproduces the double cycle of solar activity.

Keywords: double cycle of solar activity, poloidal magnetic field, toroidal magnetic field, meridional circulation.

Попова Елена Р. — research fellow, e-mail: popovaelp@mail.ru.

Юхина Надежда А. — student, e-mail: horicovaelena@mail.ru.

ФРАКТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КРИВЫХ БЛЕСКА МИКРОКВАЗАРА GX 339-4

А. Просветов

Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Приведены предварительные результаты фрактального анализа кривой блеска источника GX 339-4 в рентгеновском диапазоне (2...60 кэВ) по данным орбитальной обсерватории RXTE. Выявлена связь фрактальной размерности с частотой квазипериодических осцилляций, кроме того, выявлено отсутствие ярко выраженной зависимости между фрактальной размерностью и светимостью источника. По изменению фрактальной размерности возможно сделать вывод, что феномен квазипериодических осцилляций связан со скачкообразным увеличением локальной неустойчивости в аккреционном диске.

Ключевые слова: фрактальный анализ, черные дыры, рентгеновские источники, транзиенты.

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день принято считать, что рентгеновское излучение аккрецирующих чёрных дыр в маломассивных двойных системах формируется в двух основных регионах: мягкое рентгеновское излучение абсолютно чёрного тела в оптически толстом, геометрически тонком аккреционном диске, в то время как жёсткая часть — в центральной области или короне за счёт процесса комптонизации фотонов на горячих электронах. Дополнительную информацию о геометрии аккреционного течения в диске можно получить из фурье-анализа кривой блеска источника, однако в результате такого анализа переменности в спектрах мощности иногда наблюдаются такие сложно объяснимые явления как квазипериодические осцилляции (КПО). Существуют различные версии, объясняющие такие осцилляции в различных классах компактных объектах, однако полной и исчерпывающей картины пока не существует, и поэтому феномен КПО требует пристального внимания исследователей.

В процессе изучения источника GX 339-4, находящегося на пике своей активности в 2007 г., с помощью обсерватории RXTE (энергетический диапазон 2...60 кэВ) был обнаружен такой интересный феномен как КПО на частоте 7 Гц. При его изучении было принято решение обратиться к R/S -анализу, позволяющему получить дополнительную информацию из кривой блеска. Такой анализ сигнала проводится в тех случаях, когда интересно, в какой степени сигналу присущи фрактальные признаки. Фракталами в нестрогом определении можно назвать геометрические объекты, имеющие сильно изрезанную форму и обладающие свойствами самоподобия [Короленко и др., 2004]. Соответственно, фрактальными признаками может обладать сигнал, имеющий сильно изрезанную форму и обладающий свойством самоподобия, чего в полной мере можно ожидать от кривой блеска источника на масштабах одного сеанса наблюдений длительностью несколько тысяч секунд.

Просветов Артём Владимирович — младший научный сотрудник, e-mail: prosvetov@gmail.com.

РЕЗУЛЬТАТЫ

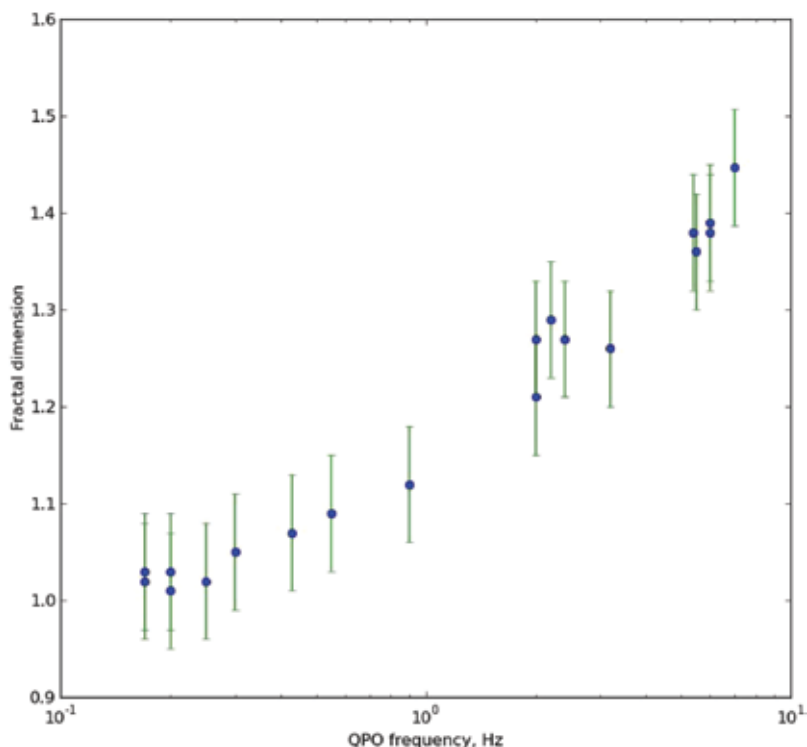
Для извлечения дополнительной информации применялся R/S -анализ, и использовался следующий алгоритм [Гачков, 2009]. Исследуемый временной ряд разбивается на интервалы, на каждом из которых возможно получить параметры: R (размах, равный разнице между максимумом и минимумом функции накопленного отклонения от среднего значения на интервале), S (накопленное среднеквадратичное отклонение от среднего), N (количество точек на интервале). Для всех интервалов строится зависимость $\log(R/S)$ от $\log(N/2)$, полученные точки аппроксимируются прямой по методу наименьших квадратов. Наклон прямой определяет показатель Херста H , позволяющий делать выводы о степени предсказуемости поведения системы: 1) при H , близком к 1, поведение системы наиболее предсказуемо; 2) при H , близком к 0, поведение системы становится наиболее непредсказуемым и хаотичным; 3) при $H = 0,5$ динамика системы носит броуновский случайный характер. Помимо этого, показатель Херста даёт возможность напрямую получить фрактальную размерность временного ряда, равную $D = 2 - H$ и отражающую свойство масштабной инвариантности рассматриваемого множества [Короленко и др., 2004].

Предварительно посредством R/S -анализа были проанализированы тестовые кривые блеска. Для псевдослучайного сигнала (белый шум) был получен результат $D = 1,47 \pm 0,04$, теоретическая $D = 1,5$. Для сигнала на основе функции Вейерштрасса с заданной D , равной 1,3, получена $D = 1,32 \pm 0,04$. Другим тестом была кривая блеска со степенным законом мощности (показатель степени, равный -1), полученная путём обратного преобразования Фурье заданного закона мощности со случайным разыгрыванием фазы. В результате была получена $D = 1,02 \pm 0,04$, что и следовало ожидать.

После проведённых успешных тестов на моделированных кривых блеска было решено обратиться к наблюдательным данным. Для того чтобы получить характерную фрактальную размерность для исследуемого источника, были проделаны аналогичные изыскания с другими наблюдениями GX 339-4, отличающимися различной величиной потока излучения, а также различными состояниями, в которых пребывал источник. Таким образом, была получена величина характерной фрактальной размерности для GX 339-4 в диапазоне 2...65 кэВ с размером бина 0,01 с, и она оказалась равной 1,42 в большинстве наблюдений. Для проверки полученного результата были проанализированы несколько кривых блеска кандидата в чёрные дыры Суг X-1, находящегося в жёстком состоянии. По результатам R/S -анализа для масштабов до 1 с фрактальная размерность оказалась равной $D = 1,37 \pm 0,04$, что отлично согласуется с характерной величиной для GX 339-4.

Применение вышеуказанного метода к результатам наблюдений GX 339-4 позволило выявить следующие тенденции:

- 1) фрактальная размерность практически не зависит от величины потока излучения источника;
- 2) фрактальная размерность сильно коррелирована с частотой пика КПО (см. рисунок).
- 3) ярко выражена зависимость величины фрактальной размерности от частоты КПО: с ростом частоты КПО фрактальная размерность растёт и приходит к своему характерному значению на частотах ~ 7 Гц



Ярко выраженная зависимость величины фрактальной размерности от частоты КПО: с ростом частоты КПО, фрактальная размерность растет и приходит к своему характерному значению на частотах ~ 7 Гц

ВЫВОДЫ

Изменение значения параметра Херста в наблюдениях, содержащих квазипериодические осцилляции, можно интерпретировать в рамках системы с нелинейной физикой, рассматривая аккреционную систему как диссипативный стохастический аттрактор. Тогда изменение размерности в системе можно оценить как отношение коэффициента сжатия траектории к инкременту локальной неустойчивости [Заславский, Сагдеев, 1988]. Имея в виду, что связь частоты квазипериодических осцилляций с фрактальной размерностью нелинейная, а также исходя из соображения, что при высоком энерговыделении скорее будет меняться характерная локальная неустойчивость, чем общий механизм переноса момента, возможно сделать вывод, что изменение фрактальной размерности связано со скачкообразным увеличением локальной неустойчивости в аккреционном диске, что и сопровождается феноменом квазипериодических осцилляций.

На основе проделанного анализа можно сделать следующее обобщение результатов:

- фрактальная размерность для двух кандидатов в черные дыры удивительным образом совпадает;

- существуют исключительные наблюдения, в которых фрактальная размерность значительно отклоняется от своего характерного значения и в этих наблюдениях присутствует феномен квазипериодических осцилляций;
- существует ярко выраженная нелинейная зависимость величины фрактальной размерности от частоты квазипериодических осцилляций (см. рисунок).

На основании проделанных изысканий возможно сделать нижеследующие выводы:

- связь фрактальной размерности с частотой квазипериодических осцилляций даёт исследователям дополнительные ключи к пониманию ещё не разгаданного феномена квазипериодических осцилляций;
- на исследуемой выборке наличие квазипериодических осцилляций сопровождается изменением фрактальной размерности, что возможно интерпретировать как скачок локальной неустойчивости в системе;
- вероятно, фрактальная размерность кривой блеска характеризует фундаментальные процессы, происходящие в системе, поэтому характерная величина фрактальной размерности совпадает у микроквazarов GX 339-4 и Cyg X-1 на соответствующих временных масштабах.

ЛИТЕРАТУРА

- [Гачков, 2009] *Гачков А. А.* Рандомизированный алгоритм R/S -анализа финансовых рядов // *Стохастическая оптимизация в информатике* / Под ред. О. Н. Граничина. 2009. Вып. 5 СПб.: Изд-во С.-Петербургского ун-та. С. 40–64.
- [Заславский, Сагдеев, 1988] *Заславский Г. М., Сагдеев Р. З.* Введение в нелинейную физику: От маятника до турбулентности и хаоса. М.: Наука, 1988. 368 с.
- [Короленко и др., 2004] *Короленко П. В., Маганова М. С., Меснянкин А. В.* Новационные методы анализа стохастических процессов и структур в оптике. Фрактальные и мультифрактальные методы, вейвлет-преобразования: Учеб. пособие. 2004. 82 с.

FRactal ANALYSIS OF GX 339-4 LIGHT CURVES

A. V. Prosvetov

The preliminary results of fractal analysis of GX 339-4 light curves obtained with RXTE orbital X-rays observatory are presented. A relationship between fractal dimension and frequency of quasi-periodic oscillations is found, also found no pronounced relationship between the fractal dimension and source luminosity. From the dynamics of fractal dimension one can conclude that the phenomenon of quasi-periodic oscillation is associated with an abrupt increase of the local instability in the accretion disk.

Keywords: fractal analysis, black holes, X-ray sources, transients.

РАСЧЁТ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА

В. М. Садьков^{1,2}, *И. В. Зимовец*²

¹ Московский физико-технический институт (государственный университет) (МФТИ)

² Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Получена функция Грина уравнения Лапласа внешней шаровой области для нахождения градиента потенциала с граничным условием — производной потенциала по заданному направлению. Разработан набор программ, использующих данное решение для расчёта силовых линий потенциального магнитного поля в активных областях Солнца по известным граничным данным — компоненте поля по лучу зрения на уровне фотосферы. На модельных граничных данных (поле диполя) показана правильность построенного аналитического решения, выбран оптимальный шаг построения силовых линий для реальных условий и оптимальная мелкость угловой сетки.

Разработанные программы применены к четырем активным областям Солнца: NOAA AR 11097, 11236, 11283, 11585. В качестве граничных условий взяты фотосферные магнитограммы продольной по лучу зрения компоненты магнитного поля, полученные магнитографом HMI/SDO. Для отобранных областей восстановлены силовые линии потенциального магнитного поля в хромосфере и короне. Проведено сопоставление восстановленных силовых линий с магнитными петлями, наблюдаемыми прибором AIA/SDO в ультрафиолетовом диапазоне. Показано, что только в одной из рассмотренных областей (11097) магнитное поле адекватно описывается потенциальным приближением. Для описания магнитного поля в остальных областях потенциальное приближение либо частично (11236, 11283), либо полностью (11585) не применимо. Обсуждаются причины этого.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 13-02-91165-гфен_а, 12-02-31127), частично за счёт средств Президентского гранта МК-3931.2013.2, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Мероприятие 1.5, контракт № 8524), Программы Президиума РАН «Поддержка молодых учёных».

Ключевые слова: магнитное поле, солнечная вспышка.

ВВЕДЕНИЕ

Магнитное поле на Солнце играет огромную роль. Это единственный источник энергии, способный объяснить то колоссальное энерговыделение, которое происходит на Солнце. За минуты, а иногда и за десятки секунд, в процессах солнечной активности более 10^{32} эрг энергии, запасённой магнитным полем, переходит в энергию ускоренных частиц, нагревает плазму и способствует выбросу коронального вещества [Emslie et al., 2012]. Летящие от Солнца потоки плазмы с замороженным в неё магнитным полем возмущают магнитосферу Земли и приводят к наведённым токам, опасным для энергосистем [Филиппов, 2007]. Ускоренные частицы и высокоэнергичные фотоны также негативным образом влияют на аппаратуру спутников и могут вывести их из строя [Space

Садьков Вячеслав Маратович — старший лаборант, студент, e-mail: viacheslav.sadykov@gmail.com.

Зимовец Иван Викторович — научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, e-mail: ivanzim@mail.ru.

Weather..., 2005]. Можно сделать вывод, что изучать именно структуру и эволюцию магнитного поля Солнца в целом и конкретных активных областей в частности необходимо.

Из косвенных наблюдений известно, что магнитные поля на Солнце имеют сложную структуру. На данный момент довольно надёжно измерять магнитное поле удаётся только на уровне фотосферы, и для определения поля в хромосфере, переходном слое и короне приходится пользоваться различными математическими методами, используя фотосферные наблюдения в качестве граничных условий. В данной работе будет рассмотрено простейшее из приближений истинного магнитного поля в солнечной атмосфере — потенциальное приближение. Оно предполагает отсутствие электрических токов, что позволяет описать поле через скалярный потенциал:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{B} &= 0 \end{aligned} \Rightarrow \vec{B} = -\operatorname{grad} \varphi.$$

При этом основным уравнением для определения поля теперь является уравнение Лапласа $\Delta \varphi$.

Методы расчёта потенциального магнитного поля можно разделить на два типа. Первый — через формализм функции Грина. В этом случае ищется так называемая функция Грина, которая в свёртке с граничными данными даёт потенциал или поле в любой точке. Решение, полученное в таком виде, представляет собой интеграл:

$$\varphi(\vec{r}) = \int_S \varphi_0(\vec{r}') G_{\varphi_0}(\vec{r}, \vec{r}') dS', \quad \vec{r} \in D, \quad \vec{r}' \in S,$$

где D — область, в которой необходимо найти решение; S — граница этой области; φ_0 — данные, так или иначе заданные на границе. Обычно в качестве граничных данных используется компонента магнитного поля по лучу зрения, измеренная магнитографом. Функции Грина многих классических задач можно найти в работе [Свешников и др., 2004]. Второй метод — представление решения в виде разложения по собственным функциям оператора Лапласа. Наиболее популярным является метод сферических гармоник. Второй метод чаще используется для нахождения поля всего Солнца, нежели изолированных активных областей, и на то есть свои причины. Любые методы, основанные на разложении по базису функций дискретных данных, должны предполагать процедуру регуляризации решения, иначе можно получить не относящиеся к реальности особенности и осцилляции. Также отдельно надо избавляться от так называемых линий Стокса [Руденко, 2001], а, следовательно, добавлять отдельную процедуру регуляризации для решения. Из преимуществ метода хочется отметить следующее: коэффициенты при сферических гармониках надо вычислить один лишь раз. Но для того, чтобы уловить тонкую структуру магнитного поля, приходится увеличивать число сферических гармоник, что ведёт к большим вычислительным затратам. Метод функции Грина лишён этого: для определения поля в любой точке необходимо просто вычислить определённый интеграл, однако сложность этой процедуры не отличается для крупномасштабного и мелкомасштабного полей. Так как наша задача состоит в нахождении полей локальных активных областей, в дальнейшем именно этот метод и будет использоваться.

Первые попытки использовать метод функции Грина приведены в статье [Schmidt, 1963]. Автор предполагает активную область располагающейся по центру Солнца и малой по сравнению с размерами Солнца, чтобы можно было пренебречь кривизной поверхности. Определённую из наблюдений компоненту магнитного поля на фотосфере при приведённых выше предположениях можно считать перпендикулярной граничной плоскости в каждой точке. Тогда решение получается с помощью функции Грина для полубесконечного пространства, при этом поле на граничной плоскости предполагается равным нулю вне выделенной области. Решение для наклонных граничных условий (луч зрения не перпендикулярен граничной плоскости, а составляет с ней постоянный угол) для плоскости было получено в статье [Semel, 1967], и также подробно освещено в работе [Sakurai, 1982]. При этом область по-прежнему предполагается компактной. Теперь перейдём к задаче, в которой активная область считается достаточно большой, т. е. заведомо необходимо учитывать неплоскую геометрию области.

1. ПОСТРОЕНИЕ ТОЧНОГО РЕШЕНИЯ

Задачу для нахождения поля во внешней шаровой области с граничными условиями — компонентой поля по лучу зрения на сфере — можно поставить следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \vec{B}(\vec{r}) &= -\text{grad } \varphi(\vec{r}), & \vec{r} \in D, \\ \Delta\varphi(\vec{r}) &= 0, & \vec{r} \in D \\ -\vec{l} \cdot \vec{\nabla}\varphi(\vec{r}) &= B_l(\theta, \psi), & \vec{r} \in S, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где D — внешняя шаровая область; S — граница этой области (в приложении к физике задачи — солнечная фотосфера); B_l — компонента магнитного поля по лучу зрения, измеренная на фотосфере; φ — скалярный потенциал, задающий магнитное поле; \vec{l} — единичный вектор вдоль луча зрения, направленный от солнечной поверхности к измеряющему прибору. При этом направление луча зрения считается постоянным в каждой точке поверхности. Сферическую систему координат (θ, ψ) будем считать связанной со стандартной декартовой системой (x, y, z) таким образом:

$$\begin{aligned} x &= a \sin(\theta) \cdot \sin(\psi), \\ y &= a \cos(\theta), \\ z &= a \sin(\theta) \cdot \cos(\psi). \end{aligned}$$

Здесь a — радиус Солнца; ось \vec{oz} направлена вдоль вектора \vec{l} . Оси и соответствующие углы приведены на рис. 1.

В работе [Sakurai, 1982] решение задачи (1) было построено. Однако представленная в этой статье функция Грина для симметричной компоненты граничных условий не является равномерно стремящейся к нулю при удалении на бесконечность, что важно для единственности решения и физической обоснованности. Для неё обнаруживается линейный рост при движении вдоль луча зрения, что с точки зрения физики некорректно. Возникает необходимость построить решение заново.

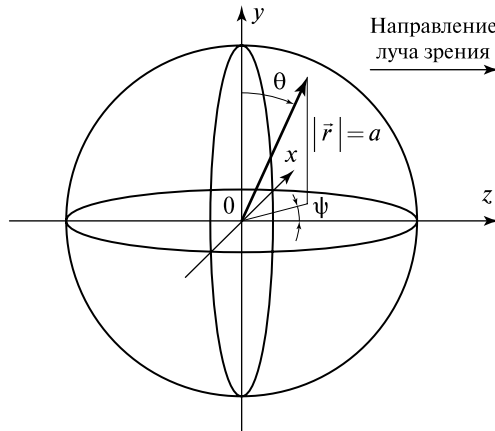


Рис. 1. Рассматриваемые системы координат и их связь

Учитывая, что ось \vec{oz} направлена вдоль вектора по лучу зрения \vec{l} , действуем оператором $-\partial/\partial z$ на второе уравнение системы (1). Тогда, предполагая функцию φ трижды гладкой, можно поменять местами оператор Лапласа и производную. В силу первого уравнения системы (1) под лапласианом появится z -компонента поля, и граничное условие будет также поставлено для этой компоненты. Добавим к этой системе ещё одно уравнение $\text{rot} \vec{B} = 0$ и получим

$$\left. \begin{aligned} \Delta B_z(\vec{r}) &= 0, & \vec{r} \in D, \\ B_z &= B_l(\theta, \psi), & \vec{r} \in S, \\ \text{rot} \vec{B} &= 0, & \vec{r} \in D. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Появилась явная задача Дирихле на компоненту поля B_z . Решение задачи Дирихле во внешней шаровой области известно (например, из работы [Свешников и др., 2004]):

$$B_z(\vec{r}) = \frac{a}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{[r^2 - a^2] B_l(\theta', \psi') \sin \theta' d\theta' d\psi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}. \quad (3)$$

Таким образом, одна из компонент магнитного поля найдена. Остальные же компоненты могут быть получены из последнего уравнения системы (2) и выражения (3) таким образом:

$$\left. \begin{aligned} B_y &= \int \frac{\partial B_z}{\partial y} dz + f_2(x, y), \\ B_x &= \int \frac{\partial B_z}{\partial x} dz + f_1(x, y), \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где функции f_1 и f_2 могут быть найдены из условий $B_x \rightarrow 0$ и $B_y \rightarrow 0$ в пределе $z \rightarrow \infty$ при любых фиксированных значениях x и y . Наиболее просто, хотя и очень громоздко, можно получить требуемые поля, переписав выражение для компоненты поля B_z из (3) в координатном виде:

$$B_z(x, y, z) = \frac{a}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^\pi \frac{[x^2 + y^2 + z^2 - a^2] B_l(\theta', \psi') \sin \theta' d\theta' d\psi'}{\left[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2\right]^{3/2}}. \quad (5)$$

Тогда можно аналитически вычислить интегралы, стоящие в правой части уравнений (4). Будем в дальнейшем опускать константу интегрирования, поскольку она, так или иначе, содержится в функциях f_1 и f_2 (4). Рассчитаем интеграл $\int \frac{\partial B_z}{\partial y} dz$:

$$\int \frac{\partial B_z}{\partial y} dz = \frac{a}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^\pi \left[2yI_1 - 3(y-y') \left((x^2 + y^2 - a^2) I_2 + I_3 \right) \right] B_l(\theta', \psi') \sin \theta' d\theta' d\psi',$$

$$I_1 = \int \frac{dz}{\left[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 \right]^{3/2}},$$

$$I_2 = \int \frac{dz}{\left[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 \right]^{5/2}},$$

$$I_3 = \int \frac{z^2 dz}{\left[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 \right]^{5/2}}.$$

Интегралы для функций I_α вычисляются аналитически:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= \frac{z-z'}{\left[(x-x')^2 + (y-y')^2 \right] \left[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 \right]^{1/2}}, \\ I_2 &= \frac{(z-z') \left[3(x-x')^2 + 3(y-y')^2 + 2(z-z')^2 \right]}{3 \left[(x-x')^2 + (y-y')^2 \right]^2 \left[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 \right]^{3/2}}, \\ I_3 &= \frac{-2 \left[\left[(x-x')^2 + (y-y')^2 \right]^2 z' + \left[(x-x')^2 + (y-y')^2 \right] \times \right.}{3 \left[(x-x')^2 + (y-y')^2 \right]^2 \left[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 \right]^{3/2}} \left. \times \left[(z-z')^3 + 3z'^2(z-z') \right] - 2z'^2(z-z')^3 \right]}{3 \left[(x-x')^2 + (y-y')^2 \right]^2 \left[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 \right]^{3/2}}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Теперь осталось определить функцию f_2 (4), чтобы поле B_y стремилось к нулю при уходе на бесконечность при фиксированных x и y . Представим функцию f_2 в виде:

$$f_2(x, y) = \frac{a}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^\pi \left[2y(-II_1) - 3(y-y') \times \right. \left. \times \left[(x^2 + y^2 - a^2)(-II_2) + (-II_3) \right] \right] B_l(\theta', \psi') \sin \theta' d\theta' d\psi'.$$

Здесь II_1 , II_2 и II_3 будут не чем иным, как пределами определённых выше функций I_1 , I_2 и I_3 при условии $z \rightarrow \infty$:

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \lim_{z \rightarrow \infty} I_1 = \frac{1}{(x-x')^2 + (y-y')^2}, \\
 I_2 &= \lim_{z \rightarrow \infty} I_2 = \frac{2}{3[(x-x')^2 + (y-y')^2]^2}, \\
 I_3 &= \lim_{z \rightarrow \infty} I_3 = \frac{[(x-x')^2 + (y-y')^2] + 2z'^2}{3[(x-x')^2 + (y-y')^2]^2}.
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

При таком определении естественным образом достигается условие стремления к нулю компоненты поля B_y . Пропедев для B_x ту же процедуру, получим следующие результаты:

$$\begin{aligned}
 B_y &= \frac{a}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \left[\begin{aligned} &2y(I_1 - I_1) - 3(y - y') \times \\ &\times [(x^2 + y^2 - a^2)(I_2 - I_2) + (I_3 - I_3)] \end{aligned} \right] B_l(\theta', \psi') \sin \theta' d\theta' d\psi', \\
 B_x &= \frac{a}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \left[\begin{aligned} &2x(I_1 - I_1) - 3(x - x') \times \\ &\times [(x^2 + y^2 - a^2)(I_2 - I_2) + (I_3 - I_3)] \end{aligned} \right] B_l(\theta', \psi') \sin \theta' d\theta' d\psi'.
 \end{aligned}$$

Здесь, естественно, I_α и I'_α — функции, введенные выше ((6), (7)), $\alpha = 1, 2, 3$. Фактически, получено не что иное, как функция Грина для магнитного поля по начальным данным — компоненте магнитного поля по лучу зрения:

$$\bar{B}(\vec{r}) = \oint_{\text{Sphere}} B_l(\vec{r}, \vec{r}') \bar{G}_l^B(\vec{r}, \vec{r}') dS',$$

где

$$\bar{G}_l^B(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi a} \left[\begin{aligned} &2x(I_1 - I_1) - 3(x - x') [(x^2 + y^2 - a^2)(I_2 - I_2) + (I_3 - I_3)] \\ &2y(I_1 - I_1) - 3(y - y') [(x^2 + y^2 - a^2)(I_2 - I_2) + (I_3 - I_3)] \\ &\frac{[x^2 + y^2 + z^2 - a^2]}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{3/2}} \end{aligned} \right].$$

Полученное решение позволяет найти интересующее нас магнитное поле в любой точке во внешней шаровой области при заданных на сфере граничных данных — компоненте поля по лучу зрения.

2. ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛУЧЕННОГО РЕШЕНИЯ К МОДЕЛЬНЫМ ДАННЫМ

Итак, точное решение для магнитного поля во внешней сферической области построено. Теперь ставится задача реализации этого решения и построения с помощью него силовых линий магнитного поля.

Прежде всего, обсудим, что собой представляют граничные условия задачи. Компонента магнитного поля по лучу зрения на фотосфере измеряется

солнечными магнитографами. В настоящей работе используются наблюдательные данные магнитографа HMI, работающего на борту космического аппарата SDO. HMI имеет угловое разрешение 0,5 угл.с на пиксел [Pesnell et al., 2012]. Карта магнитного поля, получаемая этим аппаратом, фактически разбита на клетки (пикселы) с размером, указанным выше, и в пределах клетки поле считается однородным — грубо говоря, усредняется по клетке.

Граничные данные известны не на всей поверхности Солнца, а только на её видимой стороне. Задача, поставленная в данной работе, — нахождение магнитного поля над конкретной активной областью. Если эта активная область изолирована (не соседствует с другими активными областями), то можно «занулить» магнитное поле везде (в том числе и на обратной стороне Солнца), кроме выделенного участка поверхности — активной области и её близлежащих окрестностей. Таким образом можно достигнуть постановки граничных условий на всей поверхности Солнца.

После этого перейдём непосредственно к задаче. Для численного решения задачи построения силовой линии необходимо найти интеграл от свёртки функции Грина с граничными условиями. Сфера разбивается на участки площадью ΔS_{ij} равномерной по каждому из сферических углов сетки. Интеграл будет считаться самым простейшим образом — взятием значения функции Грина в центре каждой из ячеек и суммированием по ячейкам:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \oint_{Sphere} B_l(\vec{r}') \vec{G}_l^B(\vec{r}, \vec{r}') dS' \rightarrow \vec{B}_{comp}(\vec{r}) = \sum_{i,j} B_l(\vec{r}'_{ij}) \vec{G}_l^B(\vec{r}, \vec{r}'_{ij}) \Delta S_{ij}.$$

Здесь \vec{r}'_{ij} — радиус-вектор центра (i, j) ячейки разбиения. При этом значение граничных условий — значение поля в той ячейке магнитограммы, которой соответствует точка на поверхности сферы. Возникают два параметра, которые можно варьировать: размер равномерной по углам сетки (предполагаем шаги по углам равными друг другу) и шаг построения силовой линии. Размер угловой сетки выбирается так, чтобы площадь угловой ячейки в центре Солнца составляла четверть размера ячейки магнитографа — т.е. чтобы произведение $a'' \cdot \Delta\theta$, где a'' — радиус Солнца в угловых секундах, было примерно равно половине от размера ячейки магнитографа в тех же угловых секундах. Шаг линии определяется также из простых соображений — он не должен быть слишком маленьким, чтобы не было больших вычислительных затрат, но и не должен быть слишком большим — иначе получатся соскоки с описываемой силовой линии. Для выбора шага используется восстановление линий модельного магнитного поля.

Идея модельного поля очень проста. Некая конфигурация, заведомо известная — диполь, монополь, квадруполь или мультиполь более высокого порядка, — устанавливается под поверхность сферы. Далее строится аналог реальных магнитограмм — карта компоненты магнитного поля по лучу зрения, которую создаёт эта конфигурация на поверхности сферы. При этом параметры карты такие же, как и у реальной магнитограммы. Для модельных полей, рассмотренных ниже, в качестве параметров карты модельного поля использовались параметры магнитограмм HMI/SDO (см. п. 3) — размер ячейки карты был выбран 0,5×0,5 угл.с при радиусе сферы, равном радиусу Солнца (опять же, в угловых секундах).

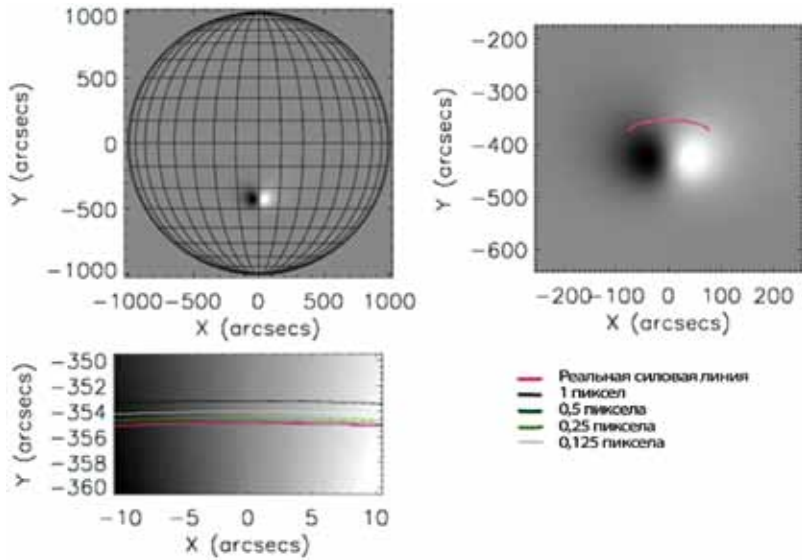


Рис. 2. Расположение подфотосферной дипольной конфигурации (слева наверху) и восстановленные силовые линии с различным шагом построения (справа наверху и слева внизу). Шаги построения и цвета приведены в правой нижней четверти

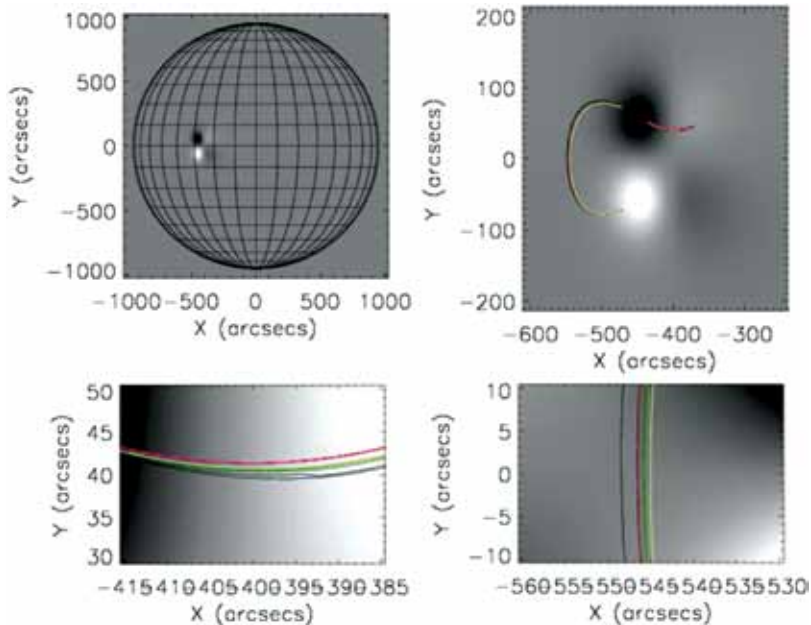


Рис. 3. Расположение подфотосферной квадрупольной конфигурации (слева наверху) и восстановленные силовые линии с различным шагом построения (справа наверху и внизу). Линии строились с шагом от 8 до 1/8 pix в градации от темно-зелёного к светло-зелёному соответственно с уменьшением шага в два раза от линии к линии. Реальная силовая линия проведена пурпурным цветом

Для начала рассматривалась дипольная конфигурация источника, т. е. диполь «сажался» под поверхность в известную заранее точку под известным направлением. Из одной и той же точки на поверхности сферы запускались силовые линии с разными шагами построения и реальная силовая линия, которая была известна в силу известности подфотосферной конфигурации. Все это можно увидеть на рис. 2.

На рис. 2 можно заметить достаточно странное поведение силовой линии при уменьшении шага построения. Сначала она приближается к реальной линии, но затем начинает отдаляться. Есть предположение, что это всего лишь сеточный эффект. Для того чтобы подтвердить это предположение, была рассмотрена квадрупольная конфигурация подфотосферных источников (рис. 3).

Были выбраны две точки как точки старта силовых линий. После этого из заданных точек строились линии с вариацией шагов от 8 pix (пиксел) до 1/8 pix с уменьшением шага в два раза от линии к линии. Видно, что две выбранные линии ведут себя различным образом. У линии, концы которой составляют горизонтальную прямую, наблюдается монотонная тенденция для линий — чем мельче шаг, тем ближе линия к какому-то истинному значению. Для линии, концы которой расположены вертикально, наблюдаются некие осцилляции. Налицо различное поведение силовых линий, что позволит укрепить веру в то, что расхождения и разные тенденции — эффект, вызванный сеткой.

Заметно, что при уменьшении шага линии ложатся достаточно кучно, и уже при шаге в 1 pix доминирующим фактором становится сеточный эффект. Поэтому разумно в качестве шага построения выбрать именно эту величину. Мало того, 1 pix — характерный размер задачи, масштаб, на котором мы в принципе ничего не можем знать по причине — с такой неопределённостью нам заданы начальные данные. Обоснованность решения выбора шага видна также и на рис. 4 для некоторых линий монополярной конфигурации.

Монополярная конфигурация создавалась следующим образом: под поверхность сферы на различной глубине помещались шесть монополей различной величины. Далее для них все так же строились несколько силовых линий, восстановленных по карте, и реальная силовая линия конфигурации. Видно отличное соответствие расчётных линий реальным.

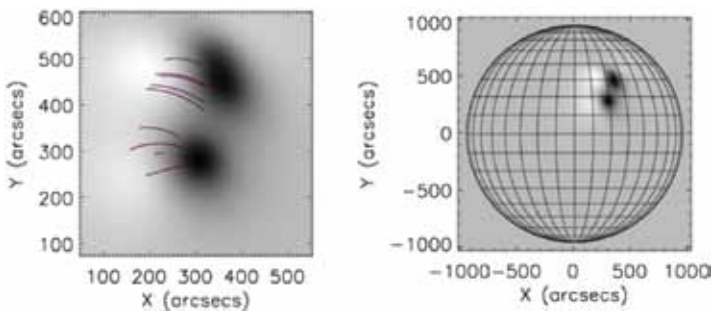


Рис. 4. Расположение подфотосферной монополярной конфигурации (шесть случайно расположенных монополей, справа) и восстановленные силовые линии (синий цвет) в сравнении с реальными линиями (пурпурный цвет, слева). Шаг построения 1 pix. Видно хорошее соответствие расчётных линий реальным — синие и пурпурные линии накладываются друг на друга

Таким образом, установлен оптимальный шаг построения силовых линий поля при использовании модельных магнитограмм с параметрами, аналогичными параметрам реальных магнитограмм, а также проверена правильность полученного решения.

3. РАСЧЁТ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАГНИТОГРАММ HMI/SDO

После проверки решения на модельных данных перейдём к работе с реальными магнитограммами и реальными активными областями.

Работа будет происходить с наблюдательными данными научных приборов космического аппарата SDO. Используются магнитограммы компоненты поля по лучу зрения, полученные прибором HMI (Helioseismic and Magnetic Imager), а также изображения солнечной короны, полученные прибором AIA (Atmospheric Imaging Assembly) с использованием узкополосных фильтров 131\AA и 171\AA . Следует добавить, что SDO — аппарат с совершенно потрясающими характеристиками массивов данных, аналогов которым не было и нет [Pesnell et al., 2012]. Данные, необходимые для работы, были получены с сайта <http://jsoc.stanford.edu/>.

Делается следующее: по магнитограмме, которая даёт в данном случае граничные условия, восстанавливаются силовые линии поля в потенциальном приближении. Далее предполагается, что кинетическое давление плазмы в короне много меньше магнитного. В таком случае именно магнитное поле определяет структуру области, а токи, если они есть, текут вдоль силовых линий магнитного поля. Поэтому можно сказать, что петли, наблюдаемые AIA, — пучки реальных силовых линий магнитного поля, и сопоставление расчётных линий с этими петлями может дать информацию о характере поля в области.

Всего рассмотрены четыре активные области, наблюдавшиеся SDO. Активные области выбирались путём предварительного просмотра на сайте <http://solarmonitor.org/>. Единственными критериями отбора были относительная изолированность активных областей, наличие данных для них, а также хорошее качество этих данных. Моменты времени, в которые для областей рассчитывалось поле, также были выбраны произвольно, без какой-либо привязки к произошедшим в этих областях событиям. Для работы с солнечными данными и построения изображений использовался пакет Solar Software, разработанный на языке программирования IDL. Для численных расчётов использован язык программирования Fortran.

Первые три рассматриваемые активные области изображены на рис. 5.

Рассмотрим для начала активную область AR11283. В целом наблюдается неплохое соответствие расчётных линий реальным силовым линиям магнитного поля (магнитным трубкам), наблюдаемым в канале 171\AA . Однако на рисунке отчётливо видны две аркады петель, которые потенциальным приближением не описываются. Здесь стоит отметить, что через примерно шесть часов после рассмотренного времени в области начнёт развиваться мощная солнечная вспышка класса X2.1. Таким образом, область могла запастись токи для последующего энерговыделения, а токи не могут быть описаны в рамках потенциального приближения, что, возможно, и наблюдается на картинке.

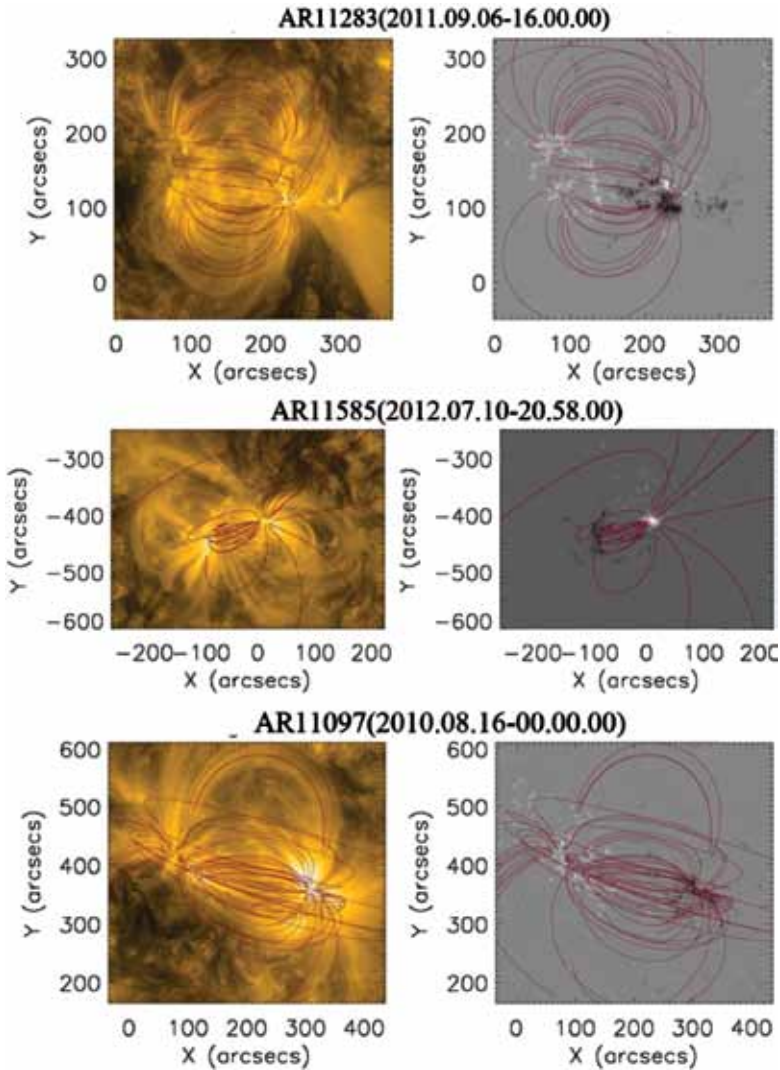


Рис. 5. Изображения активных областей Солнца, полученные приборами AIA/SDO (слева) и HMI/SDO (справа), и наложенные на них расчётные силовые линии (красный цвет) потенциального магнитного поля. Номера активных областей, даты и время наблюдений приведены над изображениями. По осям отложены значения солнечных угловых координат в угловых секундах

Теперь рассмотрим активную область AR11585. На изображении видно, что построенные силовые линии никак не описывают наблюдаемую конфигурацию. Попробуем это объяснить. Потенциальная конфигурация — конфигурация безвихревая, т. е. ротор потенциального магнитного поля равен нулю. Здесь, однако, налицо вихревые структуры поля, и потенциальное приближение оказывается в данном случае бессильно. Отметим, что эта активная область развивалась спокойно — вспышки в ней начали происходить только через три дня после рассмотренного момента и были крайне маломощными.

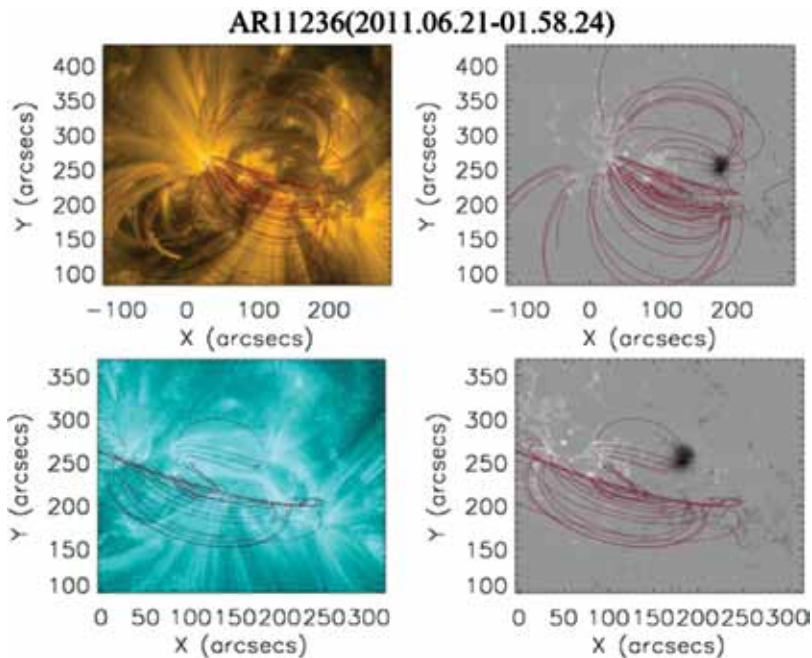


Рис. 6. Изображения активной области AR11236 в канале 171\AA (сверху) и в канале 131\AA (снизу) и наложенные на них расчётные силовые линии (красный цвет) потенциального магнитного поля. Номера активной области, дата и время наблюдений приведены над изображениями. По осям отложены значения солнечных угловых координат в угловых секундах

Посмотрим на активную область AR11097 (см. рис.5). Можно сказать, что потенциальное поле хорошо подходит для описания данной области. Но, помимо этого, привлекает внимание ещё одна особенность. Если обратить внимание на самые верхние петли, то можно заметить, правый конец восстановленных силовых линий лежит не там, где можно предполагать по изображению в ультрафиолете. Это может иметь, по крайней мере, две причины. Во-первых, приближение потенциального поля при подходе сверху к фотосфере нарушается естественным образом в связи с возрастанием плотности вещества и сравнимости кинетического давления с давлением магнитного поля. Но возможно иное — правое основание силовой линии может быть засвечено более ярким, нижним источником. Если эта проблема имеет место, то «попасть» на нужную силовую линию при заданной начальной точке становится ещё сложнее.

Отдельно хочется рассмотреть последнюю из выбранных для расчёта активных областей — AR11236. На рис. 6 показана эта активная область, и помимо стандартного изображения в диапазоне 171\AA добавлено изображение в канале 131\AA .

Видно, что восстановленная аркада силовых линий не совпадает ни с какими магнитными трубками на изображении, а в канале 131\AA появились новые петли, не видимые в канале 171\AA . Так как канал 171\AA покрывает температурный диапазон от 10 кК вплоть до 1 МК, а канал 131\AA имеет характерные пики восприимчивости на температурах 1 и 10 МК, то наблюдающиеся в нём

новые петли должны быть очень горячими ($T \approx 10$ МК). Если посмотреть историю вспышек в этой области, то можно увидеть, что рассматриваемый момент времени соответствует развитию вспышки класса C7.7 в области, и можно очень хорошо проследить, как поочерёдно загораются именно эти горячие петли по ходу развития вспышки. Потенциальное приближение эти горячие петли описать не в силах. Также никак не описывается в потенциальном приближении и пучок линий, выходящий из-под горячей вспышечной аркады ($x \approx [120, 150]$; $y \approx [200, 230]$), что указывает на его явное токовое происхождение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе получена функция Грина для магнитного поля во внешней сферической области при граничных условиях — магнитном поле по лучу зрения (по выделенному направлению). Данная формула позволяет найти магнитное поле активных областей Солнца в потенциальном приближении. Безусловно, для детального понимания, в каких именно случаях потенциальное приближение будет работать, необходимо большое количество проанализированных областей. В работе же построение было проведено только для четырёх областей, и о каких-либо окончательных выводах о причинности или её невыполнимости в выбранной активной области речи идти не может. Результаты же анализа вполне предсказуемые — показано, что потенциальное поле не описывает вихревую структуру, а также горячие вспышечные петли.

Главное — это полученная формула и её работоспособность и правильность, проверенная на модельных полях. Возможно, дальнейшее её применение послужит ещё одной дорогой к пониманию солнечных процессов и солнечной физики.

ЛИТЕРАТУРА

- [Руденко, 2001] Руденко Г. В. Трёхмерная экстраполяция магнитного поля солнечной короны: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М.: ИСЗФ СО РАН, Иркутск, 2001.
- [Свешников и др., 2004] Свешников А. Г., Боголюбов А. Н., Кравцов В. В. Лекции по математической физике. М.: Изд-во Моск. ун-та; Наука, 2004.
- [Филиппов, 2007] Филиппов Б. П. Эруптивные процессы на Солнце. М.: Физматлит, 2007.
- [Emslie et al., 2012] Emslie A. G. et al. Global energetic of thirty-eight large solar eruptive events // *Astrophysical J.* 759. 2012. V. 71. P. 18.
- [Pesnell et al., 2012] Pesnell W. D., Thompson B. J., Chamberlin P. C. The Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics.* 2012. V. 275. P. 3–15.
- [Sakurai, 1982] Sakurai T. Green's function methods for potential magnetic fields // *Solar Physics.* 1982. V. 76. P. 301–321.
- [Schmidt, 1963] Schmidt H. On the Observable Effects of Magnetic Energy Storage and Release Connected With Solar Flares // *Physics of Solar Flares: Proc. AAS-NASA Symp. Held 28–30. 1963.* P. 107–114.

[Semel, 1967] *Semel M.* Contribution a l'étude des champs magnétiques dans les régions actives solaires // *Annales d'Astrophysique*. 1967. V. 30. N. 3. P. 513–551.

[Space Weather..., 2005] *Space Weather. The physics behind a slogan* Mall U. / Eds. Scherer K., Fichtner H., Heber B. B.: Springer, 2005.

THE COMPUTATION OF THE POTENTIAL MAGNETIC FIELD IN SOLAR ACTIVE REGIONS

V. Sadykov^{1,2}, *I. Zimovets*²

¹ Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT)

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

The Green's function solution of the Laplace equation for the potential magnetic field in an external spherical region is found for the special boundary conditions — the derivative of the potential along a selected direction. A set of programs which incorporates this solution to build potential magnetic field lines in solar active regions with the use of a photospheric line-of-sight field component is developed. The correctness of the method is testified some model fields, and an optimal step size is found.

Developed programs are applied to the four solar active regions: NOAA AR 11097, 11236, 11283, 11585. The HMI/SDO magnetograms are used as boundary conditions. The potential magnetic field lines for these regions are reconstructed and compares with flux tubes observed by AIA/SDO in EUV range. It is shown that in only one region (region 11097) the magnetic field is described correctly by the approximation used. In other regions the potential field approximation is partly (regions 11236) or completely (11585) useless. The reasons for this conclusion are discussed.

Keywords: magnetic field, solar flares.

Sadykov Viacheslav — senior assistant, student, e-mail: viacheslav.sadykov@gmail.com.

Zimovets Ivan — research associate, PhD, e-mail: ivanzim@mail.ru.

КОМПЬЮТЕРНЫЕ МЕТОДЫ РАНЖИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Т. В. Сивакова, Е. А. Трахтенгерц

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук
(ИПМ им. М. В. Келдыша)

В работе предлагается использовать компьютеризированную систему для повышения эффективности отбора космического эксперимента. Данная задача реализуется с помощью критериального подхода.

Ключевые слова: космические эксперименты, научно-прикладные исследования, компьютерные методы ранжирования, веса критериев.

Значение космических экспериментов (КЭ) в настоящее время чрезвычайно велико. Такие эксперименты, входящие в состав долгосрочной программы научно-прикладных исследований и экспериментов, планируемых на Российском сегменте Международной космической станции (РС МКС), и реализуемые на борту МКС, носят разноплановый характер и сгруппированы в тематические разделы по десяти направлениям научно-технических исследований [<http://knts.tsniimash.ru/ru/site/Direction.aspx>]. Для повышения эффективности отбора КЭ целесообразно использовать компьютеризированную систему, которая позволит выбрать рациональный набор экспериментов, согласовать предпочтения экспертов и минимизировать влияние личных интересов [Осипов, Сивакова, 2011].

Для решения этой задачи используется система критериев, связывающая субъективные оценки эксперта с физическим значением параметров [Трахтенгерц и др., 2007]. Выбор критериев является одним из наиболее сложных вопросов в формировании решений. Набор используемых критериев зависит от субъективных оценок руководства и от сложившейся обстановки. Для осуществления ранжирования КЭ необходимо сформировать список критериев, определить значения и «веса» критериев, и после этого можно будет оценить КЭ.

Список критериев может быть подготовлен ранее и храниться в базе данных компьютеризированной системы либо быть сформирован самими экспертами.

Ниже приведены некоторые критерии отбора КЭ:

- значимость КЭ;
- реализуемость проекта;
- наличие представленной документации;
- технико-экономические показатели.

Очень важным является соответствие этих критериев основным направлениям исследований. Для того чтобы учесть особенности всех направлений,

Сивакова Татьяна Владимировна — младший научный сотрудник, e-mail: sivakova15@mail.ru.

Трахтенгерц Эдуард Анатольевич — главный научный сотрудник, доктор технических наук, e-mail: tracht@ipu.rssi.ru/

предлагается использовать более двадцати критериев, которые сложно оценить и согласовать без использования компьютеризированной системы.

Компьютеризированная система высвечивает список критериев на экране монитора и предлагает каждому эксперту отметить те, с которыми они согласны. Согласование списка критериев, предложенных руководителями и экспертами, может быть произведено разными методами, например, голосованием. Компьютеризированная система оставляет в списке только те критерии, которые оказались в списках всех экспертов (или большинства экспертов). Порог определяется руководством. После того как список критериев утверждён, компьютеризированная система просит экспертов проставить оценку каждому критерию.

Для оценки «весов» критериев каждым экспертом используется метод парных сравнений. Система подсчитывает балл каждого критерия как сумму. После того как определены «веса» критериев каждым экспертом и проведено их ранжирование с помощью компьютеризированной системы, эти данные поступают руководителю. Он может согласиться с полученными результатами или внести свои корректировки. После этого надо согласовать таблицы всех экспертов для каждого направления.

Помимо весов критериев целесообразно также оценить «вес» каждого из десяти направлений, их также можно определить компьютерными методами [Трахтенгерц и др., 2007].

Теперь на основании полученных данных можно переходить и к оценке космического эксперимента.

Для начала компьютеризированная система предлагает экспертам проранжировать КЭ. Для этого заполняется таблица, в которой по вертикали расположены КЭ, а по горизонтали — утверждённые критерии, и в каждой ячейке эксперт проставляет свою оценку по соответствующему критерию. После этого компьютеризированная система согласовывает оценки экспертов, которые могут и не совпадать, а потом ранжирует эксперименты.

Формула оценок эксперимента может быть разной, возьмём наиболее простую — линейную свёртку:

$$S = \beta_j \sum_i \alpha_i x_i,$$

где x_i — значение КЭ по данному критерию; α_i — «вес» критерия, определяемый экспертами; β_j — «вес» направлений, определяемый экспертами.

После проведённого ранжирования КЭ выбираются эксперименты, занявшие «лучшие места» по направлениям, и передаются руководству на утверждение.

ЛИТЕРАТУРА

- [Осипов, Сивакова, 2011] *Осипов В. П., Сивакова Т. В.* Формирование этапных программ научно-прикладных исследований и экспериментов, планируемых на российском сегменте МКС с помощью компьютеризированной СППР// Материалы 17-й Международной конф. по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2011). Алушта, 25–31 мая 2011. С. 200–2002.

[Трахтенгерц и др., 2007] *Трахтенгерц Э.А., Иванюков Е.Л., Юркевич Е.В.* Современные компьютерные технологии управления информационно-аналитической деятельностью. М.: СИНТЕГ, 2007. 372 с.

COMPUTER METHODS OF RANGING SPACE EXPERIMENTS

T. V. Sivakova, E. A. Trahtengerts

Keldysh Institute of Applied Mathematics Russian Academy of Sciences (KIAM)

It is suggested to use computerized system to enhance space experiments selection efficiency. This task is implemented using criterial approach.

Keywords: space experiments, applied research, computer ranging methods, criteria weights.

Sivakova Tatiana Vladimirovna — research, e-mail: sivakova15@mail.ru.

Trahtengerts Eduard Anatolevich — chief researcher, professor, doctor of computer sciences, e-mail: racht@ipu.rssi.ru.

СТРУКТУРНОЕ ДЕЛЕНИЕ АНОМАЛИИ ГОРЯЧЕГО ПОТОКА ПО ФУНКЦИЯМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ

А. Ю. Шестаков, О. Л. Вайсберг

Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

В работе представлены результаты, полученные при анализе функций распределения ионов по продольным скоростям в аномалии горячего потока. Форма распределений позволяет сгруппировать их по ряду признаков. Группировки функций распределения соответствуют ранее выделенным структурным областям. Форма распределений в каждой области соответствует качественным представлениям о параметрах области.

Ключевые слова: аномалии горячего потока, функции распределения, структурное деление.

Аномалии горячего потока (АГП) — образования горячей плазмы, формирующиеся при определённых условиях при взаимодействии межпланетных токовых слоёв с фронтом головной ударной волны. Структура аномалий и конвекция плазмы внутри тела АГП позволяют предварительно разделить аномалии на несколько характерных областей. В каждой из исследованных аномалий были выделены ведущая и замыкающая части, разделённые областью предположительного энерговыделения. Ведущая и замыкающая части характеризуются высокой степенью термализации плазмы.

С помощью закона сохранения энергии была проведена оценка количества отражённых частиц, необходимого для формирования аномалии. Предполагалось, что свободная энергия выделяется в промежуточной области при зеркальном отражении доли частиц потока солнечного ветра на ударной волне. Отражённые частицы инжектируются в поток и отдают свою энергию на разогрев и замедление плазмы.

Структурное деление аномалий было проверено по функциям распределения ионов по продольным скоростям. Проанализировав данные о функции распределения ионов по скоростям с 10-секундным разрешением, мы выделили характерные пики распределений. Выделенные пики были аппроксимированы максвелловским распределением, что дало возможность оценить концентрации частиц в соответствующих пучках и соотношение отражённых частиц и частиц в теле АГП.

При анализе вида распределений были также выделены их характерные особенности для каждой области во всех аномалиях. В частности, распределения в теле аномалии близки к горячим однокомпонентным квазимакселловским (рис. 1), в то время как распределения в промежуточной области (рис. 2) характеризуются проявлением более слабых вторичных пиков и смещением основного пика в сторону отрицательных значений скоростей. В переходных областях вблизи ведущей и замыкающей частей аномалии (рис. 3) наблюдаются

Шестаков Артём Юрьевич — младший научный сотрудник, e-mail: sartiom@iki.rssi.ru.

Вайсберг Олег Леонидович — главный научный сотрудник, доктор физико-математических наук, профессор, e-mail: olegv@iki.rssi.ru.

многокомпонентные распределения, без чётко выраженного центрального пика. Структурное деление АГП по функциям распределения ионов соответствует ранее проведённому делению по динамическим спектрам частиц и конвекции плазмы в теле аномалии.

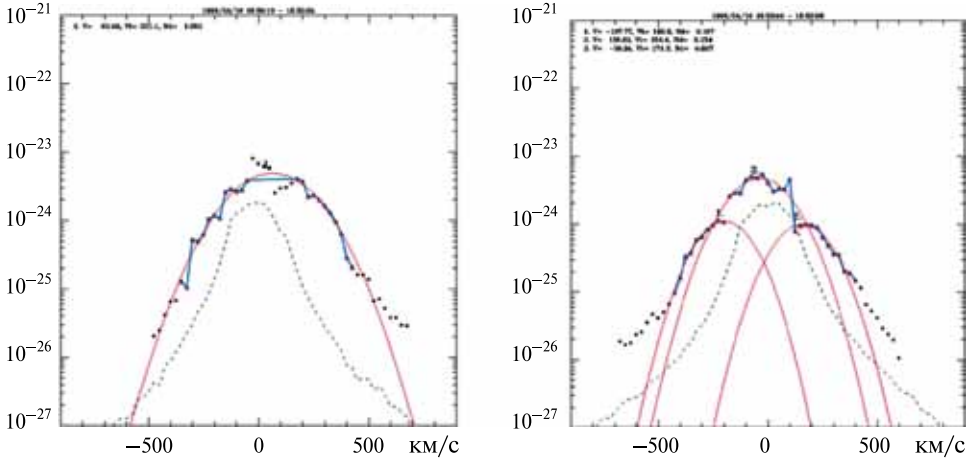


Рис. 1. Типичные распределения в ведущей (слева) и замыкающей (справа) частях аномалии, зарегистрированной 16 марта 1996 г. Распределения даны в системе продольных скоростей, по оси X — значение продольной скорости (км/с), по оси Y — плотность распределения по продольным скоростям в фазовом пространстве $\text{см}^{-3} \cdot (\text{см/с})^{-2}$. Штриховой линией показана оценка максимально возможного значения шумового сигнала, гладкая кривая — аппроксимация данных максвелловским распределением

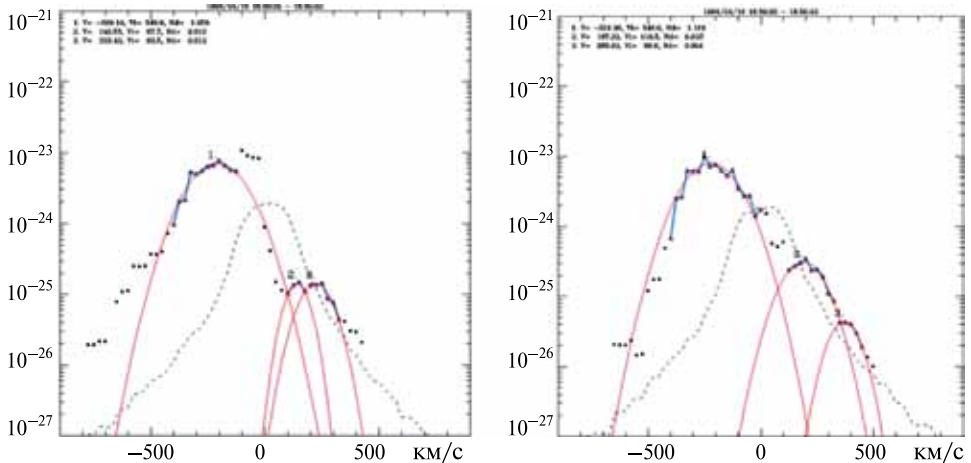


Рис. 2. Распределения в промежуточной части аномалии, зарегистрированной 16 марта 1996 г. Распределения даны в системе продольных скоростей, по оси X — значение продольной скорости (км/с), по оси Y — плотность распределения по продольным скоростям в фазовом пространстве $\text{см}^{-3} \cdot (\text{см/с})^{-2}$. Штриховой линией показана оценка максимально возможного значения шумового сигнала, гладкая кривая — аппроксимация данных максвелловским распределением

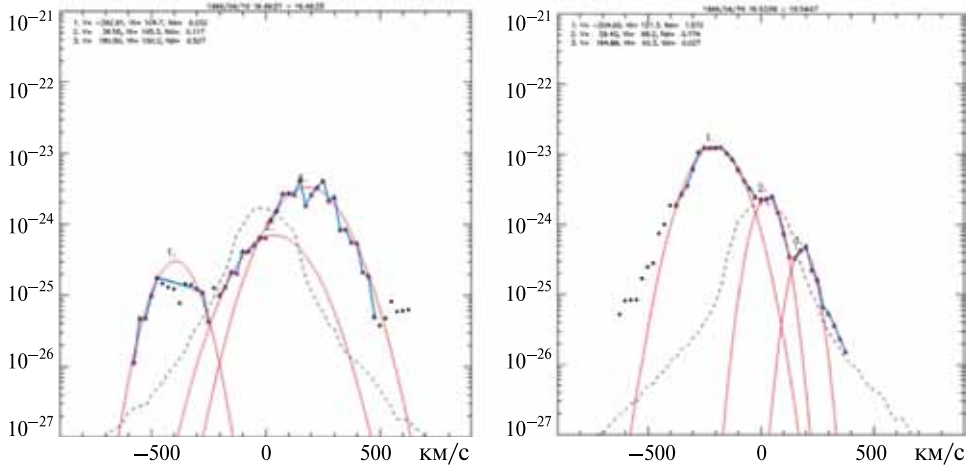


Рис. 3. Распределения в переходных областях вблизи ведущей (слева) и замыкающей (справа) частях аномалии, зарегистрированной 16 марта 1996 г. Распределения даны в системе продольных скоростей, по оси X — значение продольной скорости (км/с), по оси Y — плотность распределения по продольным скоростям в фазовом пространстве $\text{см}^{-3} \cdot (\text{см/с})^{-2}$. Штриховой линией показана оценка максимально возможного значения шумового сигнала, гладкая кривая — аппроксимация данных максвелловским распределением

ЛИТЕРАТУРА

- Burgess D.* On The Effect of a Tangential Discontinuity on Ions Specularly Reflected at an Oblique Shock // *J. Geophysical Research*. 1989. V. 94. N. A1. P. 472–478.
- Schwartz S.J.* Hot Flow Anomalies Near the Earth's Bow Shock // *Advances in Space Research*. 1995. V. IS. N. X9. P. (S/9)107–(8/9)116.
- Shestakov A. Yu., Vaisberg O. L.* Investigation of Hot Flow Anomaly Structure Observed Near the Earth's Bow Shock // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2012. V. 52. N. 1. P. 16–27.
- Vaisberg O.L. et al.* HFA-Like Signatures Observed with Interball-Tail Spacecraft // *Proceeding of the Solar Wind 9 Conference*. 1999. V. 471. P. 551–554.

STRUCTURE ANALYSIS OF A HOT FLOW ANOMALY BASED ON ION VELOCITY DISTRIBUTIONS

A. Yu. Shestakov, O. L. Vaisberg

This work presents main results obtained by analysis of ion velocity distributions within a hot flow anomaly. Shapes of distributions may be grouped basing on features they exhibit. Groups of distributions are matching regions of the anomaly identified in previous study by type of convection. Shapes of distributions in each region are specific to each of regions of anomaly.

Keywords: hot flow anomalies, ion velocity distributions, internal structure.

Shestakov Artyom Yurievich — junior researcher, e-mail: sartiom@iki.rssi.ru.

Vaisberg Oleg Leonidovich — chief scientist, PhD, professor, e-mail: olegv@iki.rssi.ru.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
<i>Воронин П. В.</i> Критерий устойчивости коллинеарных точек либрации в пространстве бинарной системы, стабилизированной во внешнем однородном ортогональном магнитном поле	5
<i>Германенко А. В., Балабин Ю. В., Вашенюк Э. В., Гвоздевский Б. Б.</i> Природа вариаций гамма-излучения в приземном слое атмосферы	9
<i>Евдокимова М. А., Шкляр Д. Р.</i> Нелинейная динамика электронов в поле ленгмюровской волны в неоднородной плазме	17
<i>Зайцев М. А., Герасимов М. В.</i> Преобразование органического вещества углистых хондритов Мёрчисон (СМ2) и Каинсаз (СОЗ) в высокоскоростных ударных процессах	27
<i>Захарьев И. Ю., Ерохина О. С.</i> Моделирование дефектов поверхности Европы, вызванных внутрипланетными тепловыми процессами	35
<i>Ивлев Н. А., Карпенко С. О., Сивков А. С., Иванов Д. С., Ткачёв С. С., Ролдугин Д. С.</i> Разработка системы ориентации и стабилизации микроспутников	43
<i>Костарев Д. В., Климушкин Д. Ю., Магер П. Н.</i> Генерация дрейфово-компрессионных волн инверсным распределением частиц по энергии в магнитосферной плазме	61
<i>Кузичев И. В., Шкляр Д. Р.</i> Особенности взаимодействия релятивистских частиц со свистовыми волнами в магнитосфере Земли	69
<i>Кукса М. М., Маров М. Я.</i> Численное моделирование магнитогидродинамической турбулентности в протопланетном диске	89
<i>Леденцов Л. С., Сомов Б. В.</i> Разрывные магнитогидродинамические течения: непрерывные переходы и нагрев плазмы	97
<i>Меркулов Е. С., Ерохин Н. С.</i> Распространение электромагнитных волн через неоднородную магнитоактивную плазму с субволновыми структурами	108

<i>Михайлов Е. А.</i>	Потоки спиральности магнитного поля и галактическое динамо.	113
<i>Мкртчян Г. С., Ерохин Н. С.</i>	Структура фазовой плоскости при серфинге умеренно релятивистских электронов на электромагнитной волне в плазме	118
<i>Назарков И. С., Калегаяев В. В.</i>	Положение и динамика переднего края токового слоя хвоста магнитосферы на основе данных THEMIS	123
<i>Новиков С. В., Парпаров Е. З., Федоров М. И.</i>	Надёжные термоэлектрические генераторы для космических аппаратов	133
<i>Оффенгейм Д. Д., Балашев С. А., Иванчик А. В., Каминкер А. Д.</i>	Эффект неполного покрытия квазаров облаками молекулярного водорода.	141
<i>Поверенный М. В., Ерохин Н. С.</i>	Безотражательное распространение электромагнитных волн с мелкомасштабными структурами в киральной плазме	151
<i>Полякова Л. О., Ерохина О. С.</i>	Моделирование движения криобота с учётом фазового перехода	157
<i>Попова Е. П., Истомина М. А.</i>	Звёздная магнитная активность и квазигазодинамическое приближение мелкой воды с магнитным полем	164
<i>Попова Е. П., Юхина Н. А.</i>	Двойной цикл солнечной активности и теория динамо	170
<i>Просветов А.</i>	Фрактальный анализ кривых блеска микроквара GX 339-4	175
<i>Садыков В. М., Зимовец И. В.</i>	Расчёт потенциального магнитного поля в активных областях Солнца	179
<i>Сивакова Т. В., Трахтенгерц Е. А.</i>	Компьютерные методы ранжирования космических экспериментов	193
<i>Шестаков А. Ю., Вайсберг О. Л.</i>	Структурное деление аномалии горячего потока по функциям распределения ионов	196