

УДК 533.95

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ С ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬЮ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

© 2022 г. Н. Н. Левашов^{1, *}, В. Ю. Попов^{1, 2, 3}, Х. В. Малова^{2, 4}, Л. М. Зеленый²

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

³Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

⁴Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*nn.levashov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 01.03.2021 г.

После доработки 04.06.2021 г.

Принята к публикации 25.08.2021 г.

Для описания процессов ускорения и переноса заряженных частиц в турбулентной магнитосферной и солнечной плазме предложена двумерная модель турбулентного электромагнитного поля с контролируемым уровнем перемежаемости. В модели электромагнитное поле имеет две составляющие: турбулентное электромагнитное поле, полученное в виде суперпозиции плоских волн, и электромагнитное поле, создаваемое колеблющимися магнитоплазменными структурами – плазмоидами. В рамках модели исследована роль перемежаемости в процессах ускорения заряженных частиц. Показано, что чем больше параметр, характеризующий уровень перемежаемости, тем больших значений энергии способны достигнуть заряженные частицы. Обсуждается использование модели для описания наблюдений высокоэнергичных потоков частиц в магнитосфере Земли и в солнечном ветре.

DOI: 10.31857/S0023420622010083

1. ВВЕДЕНИЕ

Присутствующие в космической плазме турбулентные колебания магнитного и электрического полей являются следствием развития разнообразных нестационарных процессов в плазме и могут играть существенную роль. Взаимодействуя с хаотически распространяющимися электромагнитными волнами, заряженные частицы могут ускоряться до сравнительно высоких энергий ([1, 2]; и ссылка там же). Так, в хвосте магнитосферы Земли во время геомагнитных возмущений могут наблюдаться высокоэнергичные протоны с энергиями выше 100 кэВ [3]. Было показано также, что в хвосте магнитосферы Земли после окончания взрывной фазы может возникнуть мелкомасштабная электромагнитная турбулентность, в результате чего средние энергии электронов растут, и отношение протонных энергий к электронным падает до величины менее 3.5 [4], в то время как в невозмущенной магнитосфере оно составляет обычно 6–8. В солнечном ветре в окрестностях гелиосферного токового слоя наблюдаются потоки ускоренных частиц с энергиями порядка МэВ [5, 6]. Предполагается, что их ускорение происходит в результате локальных процессов магнитного пересоединения, ко-

торые, в свою очередь, являются следствием развития тиринг-неустойчивости в гелиосферном токовом слое и окружающих его многочисленных магнитных островах – плазмоидах [5, 7]. Таким образом, учет турбулентности важен для правильного решения многих космофизических проблем.

Особенностью турбулентности в космической плазме является ее перемежаемый характер, когда наряду с хаотическими волновыми изменениями магнитного и электрического полей возникают редкие, но сильные их всплески. Роль подобных всплесков в ускорении частиц в солнечном ветре, а также и в хвосте магнитосферы Земли, до конца остается нераскрытой. Становится очевидным, что подобные процессы необходимо описывать с помощью негауссовых форм функций распределения [8–11]. В настоящей работе предложена модель электромагнитного поля, в которой турбулентное поле с перемежаемостью представлено как композиция двух составляющих: 1) турбулентного электромагнитного поля, имеющего степенной спектр флуктуаций, 2) электромагнитного поля, создаваемого небольшими вибрирующими плазмоидами. Задание амплитуд плазмоидов при помощи специально выбранного распределения позволяет получать различные уровни

перемежаемости электромагнитного поля. Таким образом, представленная модель может быть адаптирована для разных видов перемежаемости в электромагнитных полях в космосе и может быть применена для широкого круга задач по исследованию процессов ускорения заряженных частиц в разнообразных космических системах, от магнитосфер планет до солнечного ветра.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Для моделирования турбулентного электромагнитного поля с перемежаемостью будем использовать комбинацию турбулентного поля со степенным спектром в сочетании с полем, производимым равномерно распределенными плазмоидами [12]. Подобная магнитная конфигурация может быть применима для описания солнечного ветра вблизи гелиосферного токового слоя [5] и хвостов магнитосфер планет солнечной системы, в которых токовые слои во время суббуревых возмущений могут разрываться с образованием одного или нескольких плазмоидов (например, [13–15]).

Турбулентное электромагнитное поле со степенным спектром зададим как ансамбль плоских волн:

$$\begin{aligned} B_z &= B_0 \sum_s (1 + k_s^2 L^2)^\alpha \cdot \cos(\mathbf{k}_s \mathbf{r} - \omega_s t + \varphi_s), \\ E_x &= -E_0 \sum_s \frac{\omega_s}{k_y} (1 + k_s^2 L^2)^\alpha \cdot \cos(\mathbf{k}_s \mathbf{r} - \omega_s t + \varphi_s), \\ E_y &= E_0 \sum_s \frac{\omega_s}{k_x} (1 + k_s^2 L^2)^\alpha \cdot \cos(\mathbf{k}_s \mathbf{r} - \omega_s t + \varphi_s), \end{aligned}$$

где $\mathbf{k}_s = (k_{xs}, k_{ys}, 0)$ – волновой вектор, $k_s = \sqrt{k_{xs}^2 + k_{ys}^2}$, $\omega_s = V_0 k_s$, $V_0 = 500$ км/с – скорость распространения волнового фронта [16], $L = 10^8$ м – линейный размер рассматриваемой области, $\alpha = -\frac{5}{8}$ – параметр, определяющий наклон спектра электромагнитного поля, параметры k_{xs} и k_{ys} лежат в диапазоне $(3 + s \cdot \Delta) \cdot \frac{2\pi}{L}$, $s = 0 \dots 50$, $\Delta = 1$ [17].

Вторая составляющая поля задается путем разбиения моделируемой области на 10000 квадратных ячеек, в каждую из которых помещается один небольшой вибрирующий плазмоид. Поле i -го плазмоида задается при помощи векторного потенциала [18, 19]:

$$\begin{aligned} A_{xi} &= A_{x0i} \exp\left(\frac{-(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))^2}{l_c^2}\right), \\ A_{yi} &= A_{y0i} \exp\left(\frac{-(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))^2}{l_c^2}\right), \\ A_{x0i} &= A_{0i} / \sqrt{1 + \operatorname{tg}(\psi_i)^2}, \quad A_{y0i} = A_{x0i} \cdot \operatorname{tg}(\psi_i), \end{aligned}$$

где $\mathbf{r}_i(t)$ – координата i -го плазмоида, l_c – размер плазмоида, ψ_i – угол поворота i -го плазмоида, относительно оси $Y = 0$. Угол ψ_i для каждого плазмоида принимает случайное значение в интервале от 0 до 2π . $A_{0i}^2 = A_{y0i}^2 + A_{x0i}^2$ – амплитуда векторного потенциала для i -го плазмоида. Плазмоиды движутся по синусоидальному закону в окрестности заданных начальных точек:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_i(t) &= (x_{0i} + a \sin(\omega t + \phi_i)) \mathbf{e}_x + \\ &+ (y_{0i} + a \sin(\omega t + \phi_i)) \mathbf{e}_y. \end{aligned}$$

Здесь x_{0i} и y_{0i} – начальные координаты i -го плазмоида, $a = 0.2l_c$ – амплитуда колебаний плазмоида, углы ϕ_i – выбирается случайным образом в диапазоне от 0 до 2π , $\omega = \frac{V_0}{l_c}$ [18].

Перемежаемость задается распределением амплитуд плазмоидов следующим образом: $A_{0i} = a_0 \alpha^{-G}$, где G – Гауссова величина с единичной дисперсией и нулевым средним, α – варьируемый параметр. Статистические моменты $\langle A^p \rangle$ у величины, заданной таким образом, равны: $\langle A^p \rangle^{1/p} = a_0 \cdot \exp\left[\frac{p(\ln(\alpha))^2}{2}\right]$.

При значениях $\alpha > 1$, скорость роста моментов с ростом p должна неограниченно возрастать, что свидетельствует о наличии перемежаемости [20]. Из формулы для вычисления моментов следует, что чем выше порядок момента p , тем быстрее он возрастает, с ростом величины α . Таким образом, в нашей модели мы будем регулировать степень перемежаемости путем изменения параметра α . Амплитуда a_0 подбирается так, чтобы при $\alpha = 1$ энергия плазмоидов была в 5 раз меньше энергии турбулентного поля со степенным спектром, аналогично работе [21].

Для того, чтобы энергия плазмоидов была в 5 раз меньше энергии турбулентного поля со степенным спектром для любого значения α , размеры плазмоидов выбираются следующим образом:

$$l_c = \frac{l_{c0}}{\sqrt{e^{(\ln(\alpha))^2}}}, \quad \text{где } l_{c0} = \frac{l}{8} \text{ – размер плазмоида при}$$

$\alpha = 1$, $l = \frac{L}{100}$ – линейный размер пространственной ячейки. Срез полученного таким образом

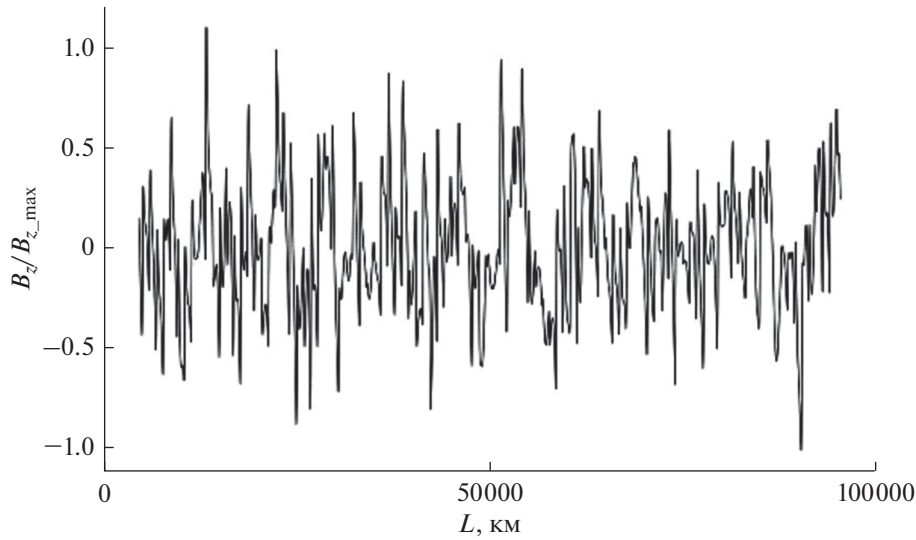


Рис. 1. Изменение магнитного поля в зависимости от расстояния.

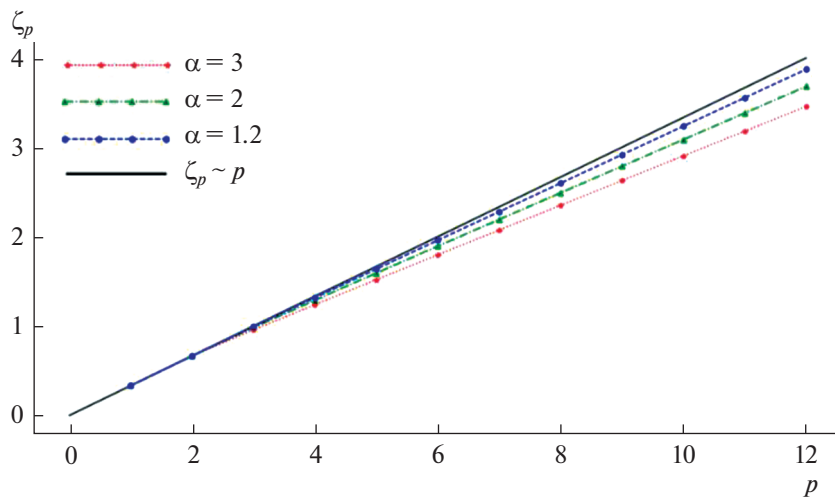


Рис. 2. Зависимость степенного показателя ζ_p от степени p , для различных значений параметра α .

магнитного поля вдоль оси $X = Y$, для параметра $\alpha = 2$ изображен на рис. 1.

3. ПРОВЕРКА МОДЕЛИ

Для верификации модели рассчитаем компоненту магнитного поля $B_z(x, y)$ вдоль оси $X = Y$, с пространственным шагом $\Delta < l_c$. Получив значения $B_z(n)$, где $n = 1 \dots 5 \cdot 10^6$ — номер шага, вычислим структурную функцию: $S_p = \sum_n |B_z(n+h) - B_z(n)|^p$ для различных показателей p . Далее вычислим показатели структурной функции ζ_p . Их можно получить из выражения: $S_p \sim h^{\zeta_p}$. Отклонение значений ζ_p от прямой

$\zeta_p \sim p$, в сторону меньших значений, при $p > 3$ свидетельствует о наличии перемежаемости [21]. На рис. 2 показан график зависимости $\zeta_p(p)$ для различных значений α . На графиках видно, что при увеличении параметра α увеличивается отклонение кривой $\zeta_p(p)$ от прямой $\zeta_p \sim p$. Тем самым показано, что варьируя α , мы можем изменять уровень перемежаемости в модели.

4. УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ

Введем в вычислительную область 10^3 протонов со случайными начальными координатами. Начальные скорости частиц распределены по Гауссу с пиковым значением 120 км/с. На грани-

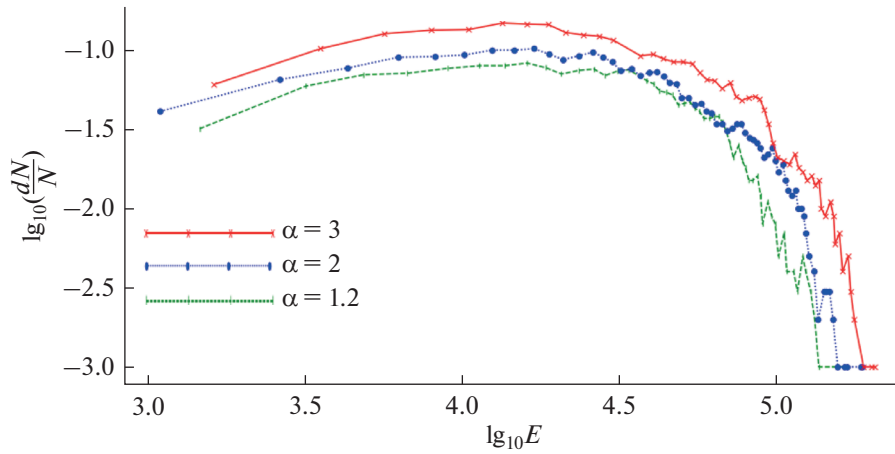


Рис. 3. Энергетические спектры частиц для различных значений перемежаемости.

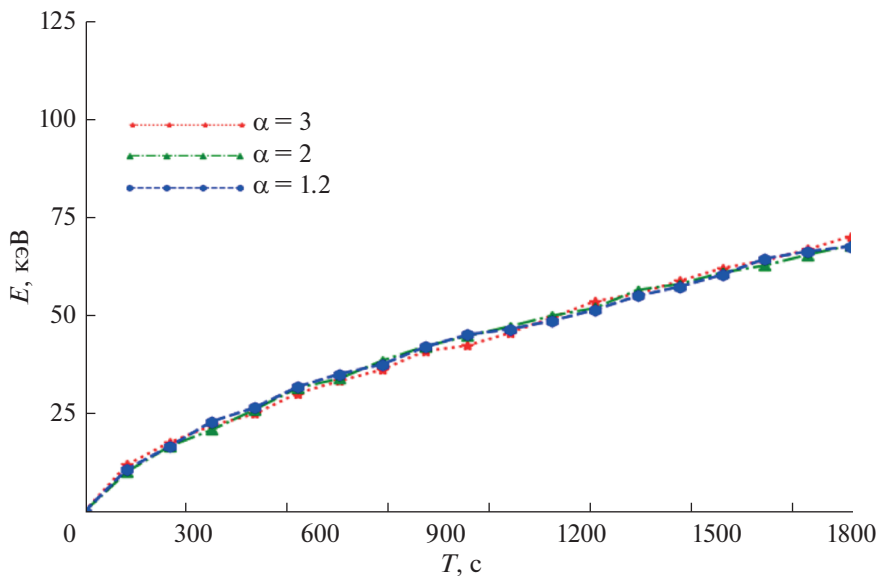


Рис. 4. Зависимость средней энергии совокупности частиц от времени, для различных значений параметра α .

це используются периодические граничные условия. Энергетические спектры частиц после 30 мин ускорения в турбулентном поле для различных значений перемежаемости показаны на рис. 3. Из графиков видно, что с ростом перемежаемости увеличиваются максимальные энергии, которые способны набрать отдельные частицы, кроме того, возрастает число частиц с малыми энергиями. Увеличение максимальных энергий частиц с большей вероятностью связано с дополнительным (по отношению к присутствующей электромагнитной турбулентности) воздействием на частицы индукционных электрических полей колеблющихся плазмоидов. Незначительный рост количества низкоэнергичных частиц, возможно, связан со снижением эффективности ускорения

низкоэнергичных частиц, которые наиболее эффективно резонансным образом взаимодействуют с турбулентными волнами [22] (чья пространственно-временные параметры схожи с параметрами движения частиц), но не могут эффективно взаимодействовать с более крупномасштабными индукционными электрическими полями плазмоидов.

Была вычислена средняя энергия заряженных частиц в ансамбле. На рис. 4 показана зависимость средней энергии ансамбля частиц от времени. Мы видим из графиков, что средние энергии ансамбля схожие при всех уровнях перемежаемости, т.е. перемежаемость практически не влияет на величину средней энергии ансамбля плазменных частиц. Следовательно, перемежаемость вносит основной вклад в высокоэнергичную часть функ-

ции распределения частиц. Чем меньше ее уровень, тем более равномерно происходит набор энергий заряженными частицами в целом по ансамблю.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложена двумерная модель турбулентного поля с контролируемым уровнем перемежаемости, характеризуемым параметром α . Модель позволяет оценить эффект ускорения и транспорта заряженных частиц в хвостах магнитосферы Земли и планет солнечной системы, а также в солнечном ветре. Благодаря многочисленным космическим аппаратам в магнитосфере Земли процессы, происходящие в хвосте на ее ночной стороне, являются наиболее изученными [1]. Так, во время магнитосферных суббурь токовый слой хвоста существенно утоньшается до поперечного масштаба, сопоставимого с несколькими протонными гирорадиусами и может спонтанно разрушаться с образованием магнитных островов — плазмоидов. Процессы разрушения токового слоя сопровождаются высокой волновой активностью, движением плазмоидов и появлением потоков частиц, ускоренных до энергий порядка сотен кэВ, иногда до МэВ. В менее исследованной дальней области хвоста магнитосферы (на расстояниях более 100 земных радиусов) магнитное поле ослабевает настолько, что турбулентные процессы становятся доминирующими [23]. В этой области токовый слой с обращенным магнитным полем в целом сохраняет крупномасштабную структуру, хотя магнитные поверхности его деформируются и разрушаются из-за влияния турбулентных движений плазмы и поля и развития разнообразных неустойчивостей. Схожие структуры (называемые сильными токовыми слоями) обнаруживаются при пересечении секторных границ и гелиосферного токового слоя в солнечном ветре [24]. Так, в солнечном ветре токовые слои могут носить крупномасштабный характер, как, например, гелиосферный токовый слой, а могут быть локальными и формироваться на границах многочисленных магнитных островов, окружающих гелиосферный токовый слой [25].

Таким образом, предложенная в настоящей работе модель может быть применена и адаптирована для исследования эффектов, связанных с наблюдениями разнообразных турбулентных структур в космосе, содержащих в себе регулярные структуры в виде одного или рядом расположенных многих токовых слоев. В рамках настоящей модели исследовано ускорение частиц в электромагнитном поле для различных уровней перемежаемости. Показано, что средняя энергия ансамбля частиц слабо меняется при одинаковой суммарной энергии поля и, в рамках рассмотренного интервала изменения параметра перемежаемо-

сти, практически не зависит от его величины. В то же время показано, что в более перемежаемом поле большое число частиц остаются с низкими значениями энергии, однако многие частицы способны набрать максимальные энергии, большие по сравнению с энергиями частиц, ускоряемых в средах с меньшим уровнем перемежаемости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зелёный Л.М., Малова Х.В., Артемьев А.В. и др. Тонкие токовые слои в бесстолкновительной плазме: равновесная структура, плазменные неустойчивости и ускорение частиц // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 2. С. 137–182.
2. Parkhomenko E.I., Malova H.V., Grigorenko E.E. et al. Acceleration of plasma in current sheet during substorm dipolarizations in the Earth's magnetotail: Comparison of different mechanisms // Physics of Plasmas. 2019. V. 26. Is. 4. Article id. 042901. <https://doi.org/10.1063/1.5082715>
3. Haaland S. et al. Spectral characteristics of protons in the Earth's plasmashet: Statistical results from Cluster CIS and RAPID // Ann. Geophys. 2010. V. 28. P. 1483–1498.
4. Grigorenko E.E., Kronberg E.A., Daly P.W. et al. Origin of low proton-to-electron temperature ratio in the Earth's plasma sheet // J. Geophys. Res. Space Phys. 2016. V. 121. P. 9985–10004. <https://doi.org/10.1002/2016JA022874>
5. Khabarova O., Zank G.P., Li G. et al. Small-scale Magnetic Islands in the Solar Wind and Their Role in Particle Acceleration. I. Dynamics of Magnetic Islands Near the Heliospheric Current Sheet // Astrophys. J. 2015. V. 808. № 2. Article id. 181. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/808/2/181>
6. Vlahos L., Pisokas T., Isliker H. et al. Particle Acceleration and Heating by Turbulent Reconnection // Astrophys. J. 2016. V. 827. № 1. <https://doi.org/10.3847/2041-8205/827/1/L3>
7. Zilu Z. et al. Intermittent Heating in the Magnetic Cloud Sheath Regions // Astrophys. Lett. 2019. V. 885. L. 13.
8. Hoshino M., Nishida A., Yamamoto T. et al. Turbulent magnetic field in the distant magnetotail: Bottom-up process of plasmoid formation // Geophys. Res. 1994. V. 21. P. 2935–2938.
9. Petrukovich A.A. Low frequency magnetic fluctuations in the Earth's plasma sheet // Astrophys. Space Sci. Libr. 2005. V. 321. P. 145–179.
10. Zimbardo G. et al. Magnetic turbulence in the geospace environment // Space Sci. Rev. 2010. V. 156. P. 89–134.
11. Будаев В.П., Савин С.П., Зелёный Л.М. Наблюдения перемежаемости и обобщённого самоподобия в турбулентных пограничных слоях лабораторной и магнитосферной плазмы: на пути к определению количественных характеристик переноса // УФН. 2011. Т. 181. С. 905–952.
12. Zelenyi L.M., Rybalko S.D., Artemyev A.V. et al. Charged particle acceleration by intermittent electromagnetic turbulence // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38. P. 17110.

13. *Slavin J.A., Acuna M.H., Anderson B.J. et al.* MESSENGER Observations of Magnetic Reconnection in Mercury's Magnetosphere // *Science*. 2009. V. 324. № 5927. P. 606–610.
<https://doi.org/10.1126/science.1172011>
14. *Machida S., Ieda A., Mukai T. et al.* Statistical visualization of Earth's magnetotail during substorms by means of multidimensional superposed epoch analysis with Geotail data // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. № A11. P. 25291–25304.
<https://doi.org/10.1029/2000JA900064>
15. *Pan Q., Ashour-Abdalla M., Walker R.J., El-Alaoui M.* Ion energization and transport associated with magnetic dipolarizations // *Geophys. Res. Lett.* 2014. V. 41. № 16. P. 5717–5726.
<https://doi.org/10.1002/2014GL061209>
16. *Artemyev A.V., Zelenyi L.M., Malova H.V. et al.* Acceleration and transport of ions in turbulent current sheets: formation of non-maxwellian energy distribution // *NPG*. 2009. V. 16. P. 631–639.
17. *Chiaravalloti F., Milovanov A.V., Zimbardo G.* Self-similar transport processes in a two-dimensional realization of multiscale magnetic field turbulence // *Phys. Scr.* 2006. V. 122. P. 79–88.
18. *Perri S., Lepreti F., Carbone V. et al.* Position and velocity space diffusion of test particles in stochastic electromagnetic fields // *Europhys. Lett.* 2007. V. 78. P. 40003.
19. *Perri S., Greco A., Zimbardo G.* Stochastic and direct acceleration mechanisms in the Earth's magnetotail // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. L. 04103.
20. *Зельдович Я.Б., Молчанов С.А., Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д.* Переменяемость в случайной среде // *УФН*. 1987. Т. 152. С. 3–32.
21. *Frisch U.* Turbulence: The Legacy of A.N. Kolmogorov. U.K.: Cambridge Press, 1995.
22. *Zhukova E.I., Malova H.V., Grigorenko E.E. et al.* Plasma acceleration on multiscale temporal variations of electric and magnetic fields during substorm dipolarization in the Earth's magnetotail // *Ann. Geophys.* 2018. V. 61. № 3. P. 1–10.
<https://doi.org/10.4401/ag-7582>
23. *Зеленый Л.М., Милованов А.В.* Фрактальная топология и странная кинетика. От теории перколяции к проблемам космической электродинамики // *УФН*. 2004. Т. 174. № 8. С. 809–852.
<https://doi.org/10.1070/PU2004v047n08ABEH001705>
24. *Малова Х.В., Попов В.Ю., Хабарова О.В. и др.* Структура токовых слоев с квазиadiaбатической динамикой частиц в солнечном ветре // *Космич. исслед.* 2018. Т. 56. № 6. С. 451–460. (Cosmic Research. P. 445–453).
25. *Маевский Е.В., Малова Х.В., Кислов Р.А. и др.* Формирование множественных токовых слоев в гелиосферном плазменном слое // *Космич. исслед.* 2020. Т. 58. № 6. С. 445–460. (Cosmic Research. P. 411–425).
<https://doi.org/10.31857/S0023420620060072>