

ТЕОРИЯ ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЯ В МАГНИТНОМ ОБЛАКЕ

А.С. Петухова, И.С. Петухов, С.И. Петухов

Институт космофизических исследований и аэронауки им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия
petukhova@ikfia.ysn.ru

THEORY OF FORBUSH DECREASE IN A MAGNETIC CLOUD

A.S. Petukhova, I.S. Petukhov, S.I. Petukhov

Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy, SB RAS, Yakutsk, Russia

Аннотация. Представлена модель Форбуш-понижения в магнитном облаке. Выполнен расчет моментов функции распределения космических лучей в зависимости от времени. Результаты расчета в общем соответствуют измерениям интенсивности космических лучей наземными детекторами. Установлена определяющая роль структуры магнитного поля (magnetic flux rope) в динамике Форбуш-понижения.

Ключевые слова: Форбуш-понижение, магнитное облако, структура магнитного поля магнитного облака.

Abstract. A model of Forbush decrease in a magnetic cloud is presented. We calculate moments of the particle distribution function depending on time. The calculated results of cosmic ray intensity generally agree with the observed ones in events registered by ground based detectors. It is found that the magnetic flux rope is of great importance in dynamics of Forbush decrease.

Keywords: Forbush-decrease, magnetic cloud, MFR.

Введение

Выбросы корональной массы оказывают воздействие на состояние околоземного пространства. Наиболее сильное воздействие оказывают магнитные облака (МО), являющиеся частью выброса. Теоретические исследования пространственного распределения космических лучей (КЛ) в области и окрестности возмущения (Форбуш-понижение, ФП), основываются на решении уравнения переноса частиц в диффузионном приближении. В работе [Cane, 1995] МО представлено в виде бесконечно протяженного цилиндра в постоянном радиусом, движущимся в межпланетном пространстве, а в [Munakata, 2006] учтено расширение цилиндра. Однако цилиндрическая модель имеет недостатки, поскольку пространственное распределение КЛ, вследствие их высокой мобильности, зависит от структуры магнитного поля во всем объеме облака. Для таких задач более адекватной является тороидальная модель поля [Петухова и др., 2015, 2017].

В данной работе представлены модель магнитного поля в облаке, метод расчета функции распределения КЛ в облаке и 3-х ее моментов. Результаты расчета сопоставлены с измерениями.

Модель магнитного облака и метод расчета

Предполагаем, что в начальный момент МО, имеющее форму сегмента тора, расположено внутри выброса вещества с заданным распределением радиальной скорости. Магнитное поле в МО в начальный момент времени описывается решением Миллера, Тернера [1981]. Последующее движение МО описывается кинематической моделью — сохранение скорости лагранжевых частиц выброса вещества. Магнитное поле в МО при движении определя-

ется условием вмерзновенности, представленного в виде сохранения магнитного потока через площадки, связанные с лагранжевыми частицами течения. Расчет функции распределения частиц основан на теореме Лиувилля — плотность функции распределения частиц сохраняется вдоль их траекторий, являющихся характеристиками уравнения Больцмана. При расчете полагаем: 1) за пределами МО солнечный ветер — паркеровский; 2) в области перед МО плотность функции распределения изотропная и однородная в пространстве. Модельное МО имеет форму сегмента тора. Вводим свободный параметр $\alpha = (I_1 - I_2)/I_1$ — коэффициент потерь частиц на торце. Здесь I_1, I_2 — потоки частиц, приходящих к торцу из сегмента тора и возвращающихся обратно в сегмент. При этом предполагается, что функция распределения частиц, возвращающихся в сегмент, изотропная и однородная по сечению торца. Принятых предположений достаточно для расчета функции распределения частиц.

В теории рассчитывают функцию распределения частиц. Из измерений определяют два момента функции распределения: плотность числа частиц и анизотропию. Получить связь между функцией распределения и ее моментами можно из соотношения

$$f(\vec{p}) = \sum_i n_i b_i + \sum_{i,j} n_i n_j f_{ij}, \quad (1)$$

где f — функция распределения; $n_i = p_i/p$ — единичный вектор направления движения частицы; p_i, b_i — компоненты импульса и вектора; f_{ij} — симметричный тензор 2-го ранга. Компоненты единичного вектора задают два угла. Домножая на различные тригонометрические функции от этих углов и интегрируя (1) по телесному углу, определяем компоненты вектора и шесть компонент тензора. Для 2-х моментов получаем

$$f_0 = \int f d\Omega / 4\pi = (f_{11} + f_{22} + f_{33}) / 3,$$

$$\bar{A} = -(\bar{b} / f_0) 100 \% \quad (2)$$

где f_0 — плотность усредненной по телесному углу функции распределения (нулевой момент), \bar{A} — анизотропия (1-ый момент).

Всякий симметричный тензор 2-го ранга можно привести к диагональному виду. Для этого вычисляем собственные числа и собственные вектора тензора. Диагональный вид тензора соответствует эллипсоидальной форме угловой зависимости функции распределения — 2-й момент. Форма эллипсоида зависит от отношения собственных чисел, а его ориентация определяется собственными векторами.

Результаты расчета и обсуждение

Для сегмента тора, использованного в иллюстративном расчете, приняты следующие параметры начального состояния: радиус сечения тора $0.043r_e$ (r_e — астрономическая единица), ось тора расположена в плоскости солнечного экватора на расстоянии $0.457r_e$ от Солнца; угловая ширина сегмента $\pi/2$; напряженность магнитного поля на оси тора 20 нТл; скорости лагранжевых частиц которого в пределах тора распределены линейно по радиусу от 500 до 400 км/с. МО окружает паркеровский солнечный ветер. Взаимодействие МО с солнечным ветром не учитывается. Параметры, представленные на рисунках относятся к точке с координатами $x=1r_e, y=z=0$ в гелиоцентрической системе координат. Кинетическая энергия частиц $\epsilon_k=10$ ГэВ. На рис. 1 изображены величина напряженности магнитного поля и его компоненты в МО.

На рис. 2 представлена амплитуда ФП $A_{ФП} = ((f_0 - f_{00}) / f_{00}) 100 \%$, где f_{00} — плотность функции распределения за пределами МО. Кривые, расположенные сверху вниз, соответствуют набору значений $\alpha=(0-5)\%$ с шагом 1.

На рис. 3 приведены компоненты анизотропии при $\alpha=5\%$. На рис. 5, 6 изображены собственные числа и углы, определяющие ориентацию эллипсоида: α, β, γ — углы курса, тангажа и крена. Как видно из рис. 5, формирование эллипсоидальной структуры 2-го момента по времени совпадает с поведением ФП. В этот период времени 2-й момент

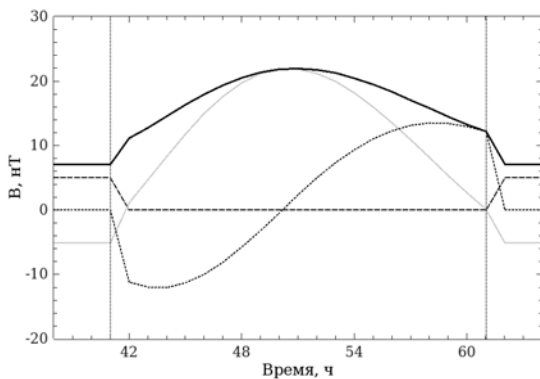


Рис. 1. Напряженность магнитного поля в МО в зависимости от времени. Модуль поля — толстая черная кривая, B_x — штрихованная кривая, B_y — серая кривая, B_z — точечная кривая. Вертикальные линии — границы МО

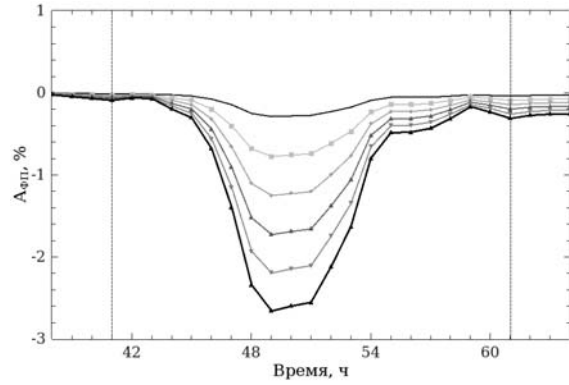


Рис. 2. Амплитуда ФП в зависимости от времени. Кривые, расположенные сверху вниз соответствуют разным значениям коэффициента потерь частиц на торцах $\alpha=(0-5)\%$

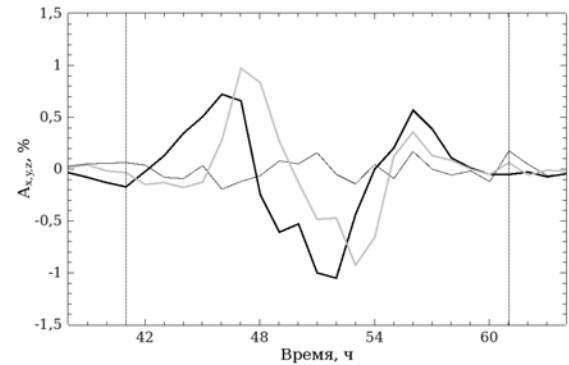


Рис. 3. Компоненты анизотропии в зависимости от времени. A_x — тонкая черная кривая, A_y — толстая черная кривая, A_z — серая кривая. Тип структуры поля в МО — SWN

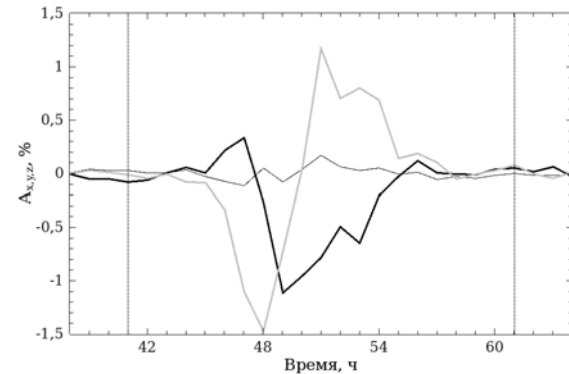


Рис. 4. То же, что на рис. 3. Тип структуры поля в МО — NES

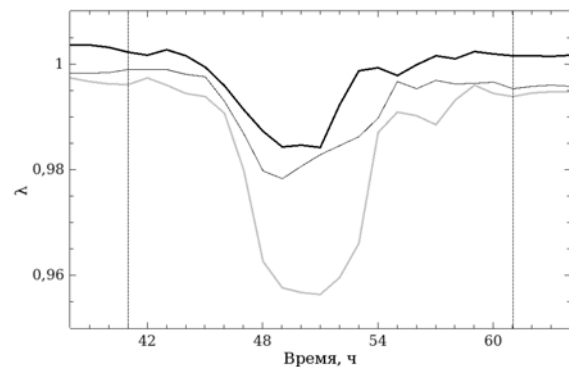


Рис. 5. Собственные числа 2-го момента функции распределения частиц в зависимости от времени

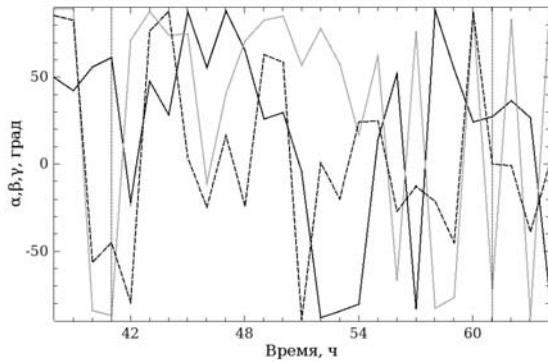


Рис. 6. Углы ориентации 2-го момента функции распределения частиц в зависимости от времени. Угол курса α — толстая черная кривая, угол тангажа β — серая кривая, угол крена γ — штрихованная кривая

представляет двухосный эллипсоид: разница 2-х осей составляет 0.4 % и они отличаются от 3-й оси на 3 %. В этот период ориентация эллипсоида изменяется плавно (рис. 6). За пределами данного интервала времени ориентация меняется хаотично, что объясняется слабо выраженной эллипсоидальностью (рис. 5). Аналогичные расчеты для КЛ с энергией 60 ГэВ — характерная энергия КЛ, регистрируемых мюонными телескопами — показывают отсутствие ФП, что объясняется недостаточной величиной напряженности поля в МО. Поведение анизотропии в МО зависит от типа структуры поля. На рис. 4 приведены результаты расчета анизотропии в случае NES структуры. Из сопоставления рис. 3 и 4 видна сильная зависимость поведения анизотропии от типа структуры.

В работе [Абунин и др., 2013] приведены результаты анализа поведения плотности анизотропии КЛ с жесткостью 10 GV (9 ГэВ) в 99 событиях 23-го и 24-го солнечных циклов, в которых было установлено присутствие МО. В данной выборке выделено характерное поведение плотности и анизотропии в МО: максимальная величина $A_{\text{ФП}}$ заключена в пределах 1–12 %; спад плотности резкий, а ее восстановление более плавное; анизотропия существенно меняется при входе и/или выходе из МО; внутри МО часто наблюдается систематическое изменение анизотропии; северо-южная компонента A_z часто меняет знак в окрестности центра МО. Как видно из результатов, представленных на рис. 1–4 модельные расчеты, в общем, воспроизводят наблюдаемое в МО поведение плотности и анизотропии КЛ.

Заключение

Предложен и реализован метод расчета ФП в МО. Получены соотношения между функцией распределения КЛ и ее моментами. Рассчитано поведение во времени 2-го момента функции распределения КЛ в МО. Рассчитанная временная динамика плотности и анизотропии функции распределения, в общем, согласуется с измерениями. Полученные результаты свидетельствуют об определяющем влиянии структуры магнитного поля МО на динамику ФП.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-42-05085-р_восток_a.

Список литературы

- Абунин А.А., Абунина М.А., Белов А.В. и др. Воздействие магнитных облаков на плотность и первую гармонику анизотропии космических лучей // Труды всероссийской конференции по солнечно-земной физике, посвященной 100-летию со дня рождения члена-корреспондента РАН В.Е. Степанова. 2013. С. 11.
- Петухова А.С., Петухов И.С., Петухов С.И. Форбуш-понижение космических лучей в тороидальной модели магнитного облака // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102, № 11. С. 807.
- Петухова А.С., Петухов И.С., Петухов С.И., Григорьев В.Г. Форбуш-понижение космических лучей в тороидальной модели магнитного облака // Изв. РАН. Сер. Физ. 2017. Т. 81, № 4. С. 571.
- Cane H. V., Richardson I. G., and Wibberenz G. The Response of Energetic Particles to the Presence of Ejecta Material // Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf. 1995. V. 4. P. 377–380.
- Miller G., Turner L. Force free equilibria in toroidal geometry // Phys. Fluids. 1981. V. 24. P. 363.
- Munakata K., Yasue S., Kato C., et al. On the cross-field diffusion of galactic cosmic rays into an ICME // Adv. Geosci. 2006. V. 2. P. 115.