

ОСОБЕННОСТИ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА СКЛ

Ковальцов Г.А.¹, Остряков В.М.², Шараг С.П.²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

ISOTOPIC PECULIARITIES OF SCRs

Kovaltsov G.I.¹, Ostryakov V.M.², Sharag S.P.²

¹A.F. Ioffe Physical Technical Institute, St.-Petersburg, Russia

²Peter the Great St.-Petersburg State Polytechnical University,
St.-Petersburg, Russia

We solve analytically the stationary Fokker-Planck equation which describes acceleration and leakage of particles from some flare region of the Sun. The spatial and momentum diffusion coefficients depend on the ratio Q/A (Q is the ion charge and A is its atomic mass number). This dependence is of a certain structure for the Alfvénic wave turbulence with random phases which was earlier obtained in the framework of quasi-linear plasma physics approach. The obtained solutions of the Fokker-Planck equation are applied to account for the anomalies in the isotopic composition of the solar cosmic rays (SCRs) which were detected as an enhanced abundance of different isotopes with respect to that in the solar wind. Our model requires the power law index of turbulence s to be of the order of 3 which is in favor of the unsteady state of this turbulence generated in the process of the flare.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-157-160

1. Введение

Химический состав солнечных космических лучей (СКЛ), т.е. энергичных частиц, может значительно отличаться от состава тепловой плазмы, из которой эти частицы ускоряются. Наибольшую известность в этом смысле имеют так называемые ³He-богатые события (импульсные солнечные вспышки). Эти сравнительно слабые события характеризуются также повышенным содержанием и более тяжёлых элементов, их более высоким средним зарядом, избытком электронов и т.д. [1, 2]. В последние годы были также экспериментально обнаружены изотопные аномалии в подобных событиях, характеризующиеся увеличением содержания изотопов различных элементов в 1.3–4.4 раза [3]. Современные модели происхождения химических аномалий связывают обычно с селективными механизмами ускорения частиц в рамках стохастического ускорения Ферми II рода, описываемого уравнением Фоккера-Планка. При этом коэффициенты пространственной и импульсной диффузии зависят от заряда (Q) и атомного номера (A) данного химического элемента.

2. Модель ускорения и аналитические решения

Для рассмотрения изотопных особенностей в СКЛ будем исходить из уравнения Фоккера-Планка, описывающего прирост энергии частицы и её утечку из области:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 (ap^n) \frac{\partial f}{\partial p} - \frac{f}{T_x}. \quad (1)$$

Здесь f – функция распределения частиц, зависящая от Q и A ; $D_p(p) = ap^n$ – коэффициент диффузии в импульсном пространстве и $T_x = 1/bp^m$ – характерное время ухода частиц из области за счёт пространственной диффузии, $T_x \sim L^2/\pi^2 D_x$ (L – пространственный масштаб области ускорения). Коэффициенты диффузии в координатном и импульсном пространствах (соответственно, D_x и D_p) могут быть найдены в рамках квазилинейного подхода в теории плазмы и определяются взаимодействием волна – частица, если турбулентность представляет собой набор волн со случайными фазами. В случае Альвеновских волн эти величины были вычислены в работе [4]:

$$\begin{aligned} D_p \equiv ap^n &= D_{p0} \left(\frac{Q}{A} \right)^{2-s} p^n & (a > 0, \quad n = s-1 \text{ при } s < 2 \text{ и } n = 1 \text{ при } s \geq 2) \\ \frac{1}{T_x} \equiv bp^m &= \pi^2 D_{x0} \left(\frac{Q}{A} \right)^{s-2} p^m / L^2 & (b > 0, \quad m = 3-s \text{ при } s < 2 \text{ и } m = 1 \text{ при } s \geq 2) \end{aligned} \quad (2)$$

где s – показатель степени в распределении плотности энергии турбулентности по волновому числу k . Как видно, решение будет различным при $s < 2$ и $s \geq 2$. После серии преобразований стационарного уравнения (1), которые мы здесь опускаем, оно приводится к уравнению для функции Макдональда, K , решение которого будет:

$$f = \begin{cases} \text{const} \times p^{-s/2} K_{s/2(3-s)} \left(\sqrt{\frac{\tau_a}{\tau_e}} \frac{1}{3-s} \left(\frac{Q}{A} \right)^{s-2} E^{(3-s)/2} \right), & s < 2 \\ \text{const} \times p^{-1} K_1 \left(\sqrt{\frac{\tau_a}{\tau_e}} \left(\frac{Q}{A} \right)^{s-2} E^{1/2} \right), & s \geq 2 \end{cases} \quad (3)$$

где нерелятивистская энергия выражена в МэВ/нуклон и нормирована на 1 МэВ/нуклон (так же и, соответственно, импульс); величины $\tau_a = p^2/D_p$ и $\tau_e = L^2/\pi^2 D_x$ представляют собой характерные времена ускорения и утечки частиц из области, отнесённые к 1 МэВ/нуклон и $Q = A = 1$.

Как следует из приведённого решения (при заданных E и отношении τ_a/τ_e), подстановка различных величин A позволяет изучать особенности в ускорении (и распространении) разных изотопов СКЛ, считая, что их заря-

ды идентичны. Определим превышение содержания изотопов с массами A_1 и A_2 относительно их естественной распространённости (в солнечном ветре, SW) как

$$\alpha = \frac{F(A_1)/F(A_2)}{F_{SW}(A_1)/F_{SW}(A_2)} \quad (4)$$

Здесь мы перешли от функции распределения по импульсам f , к функции распределения по энергиям F , согласно соотношению $F = 4\pi p^2(dp/dE)f$, оставив в (4) в качестве аргумента лишь атомную массу. Положим в качестве Q одинаковый для разных изотопов заряд, равный его тепловому (инжекционному) значению [5], а вместо энергии подставим её среднюю величину в интервале измерений (12–60 МэВ/нуклон [3]). Таким образом, параметрами наших расчётов будут (помимо A) величины s и отношение времён τ_a/τ_e , влияние которых на α можно видеть на рисунках 1–2.

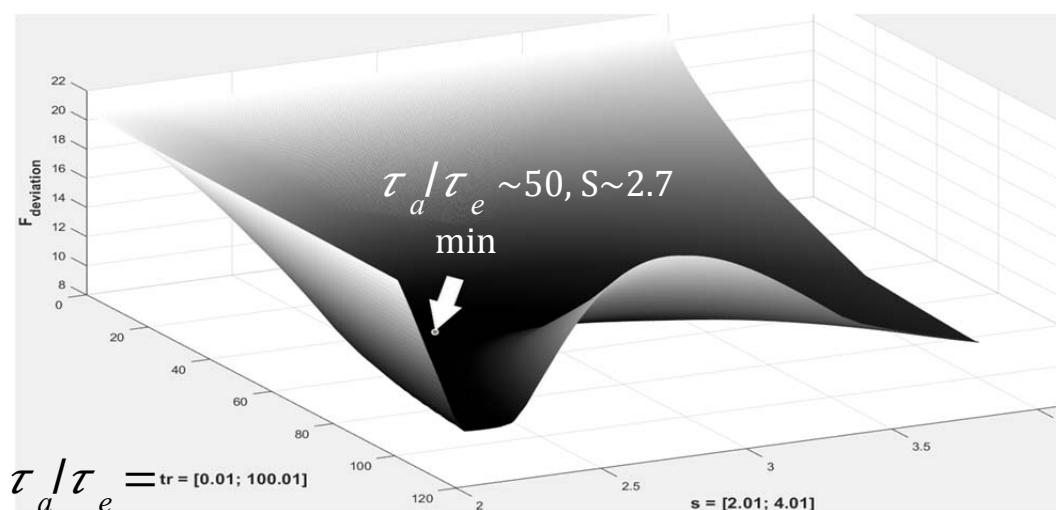


Рис. 1.

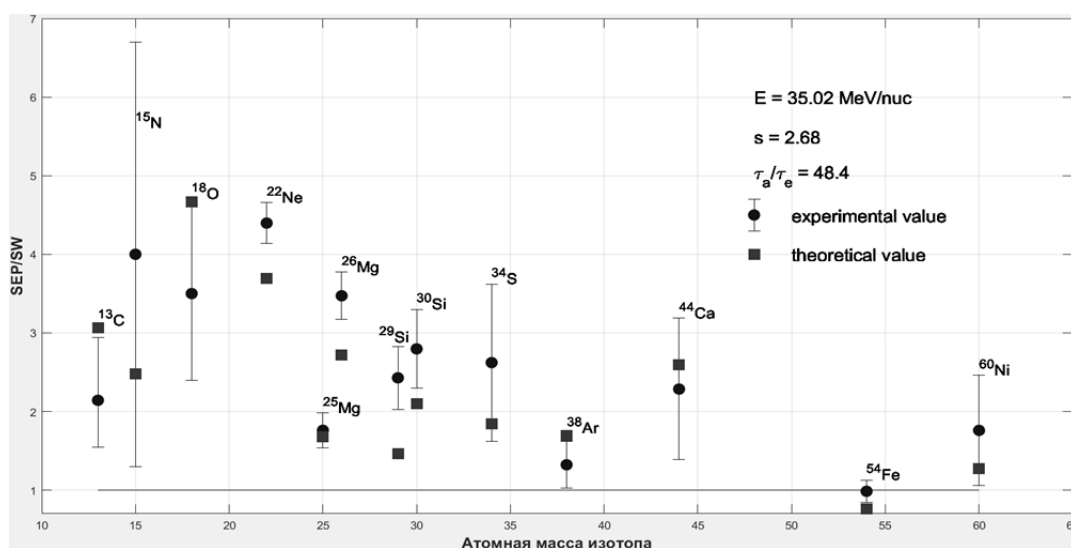


Рис. 2.

Была создана матрица из значений величины $s \in [2.01; 4.01]$ и отношений времён $\tau_a/\tau_e \in [0.01; 100.01]$ с заданным шагом. Далее вычислялось обогащение (4) для каждой пары параметров из данной матрицы и считалось суммарное отклонение от эксперимента по всем элементам. Данное отклонение записывалось в отдельную матрицу для удобства нахождения его минимума. Двумерная поверхность, описывающая этот функционал, представлена на рисунке 1 с обозначенной на ней светлой стрелкой расположения этого минимума.

3. Результаты и обсуждение

Итак, сравним наблюдаемые аномалии изотопного состава СКЛ с нашей теоретической моделью, рисунок 2. Обратим внимание, что ранее подобная процедура была проделана в работах [6,7] численными методами с включением даже большего числа эффектов, происходящих с частицей при её распространении в плазме. К ним относятся эффекты изменения заряда (во вспышечной области на Солнце [8]) и адиабатические потери энергии в межпланетной среде [9]. В этих работах также было получено ограничение на показатель s , $s > 3$, и на отношение времён, $\tau_a/\tau_e \gg 1$. Данное рассмотрение отличается своим аналитическим (т.е., более наглядным) подходом и говорит о преобладающей важности процессов, включённых в уравнение (1), хотя дополнительные эффекты из [6, 7], несомненно, имеют место при ускорении и распространении частиц.

Литература

1. Kocharov L.G. and Kocharov G.E. // Space Sci. Rev., 1984, V. 38, P. 89.
2. Reames D.V. // Rev. Geophys. Suppl., 1995, V. 33, № S1, P. 585.
3. Wiedenbeck M.E. et al. // Ap J, 719:1212, 2010, doi:10.1088/0004-637X/719/2/1212.
4. Schlickeiser R. and Steinacker J. // Solar Physics, 1989, V.122, P.29.
5. Arnaud M. and Raymond J. // Ap J, 1992, V. 398, P. 394.
6. Kartavykh Yu.Yu. et al. // Ap J., 888:48, 2020, doi.org/10.3847/1538-4357/ab584e.
7. Kartavykh Yu.Yu. et al. // Ap J, 906:6, 2021, doi.org/10.3847/1538-4357/abc62a.
8. Ostryakov V.M. et al. // J. of Geophys. Res., 2000, V. 105, A12, P.27, 315.
9. Kartavykh Yu.Yu. et al. // Solar Physics, 2005, V. 227, №1, P. 123.