

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Г. Ф. Крымский, Регулярный механизм ускорения заряженных частиц на фронте ударной волны, *Докл. АН СССР*, 1977, том 234, номер 6, 1306–1308

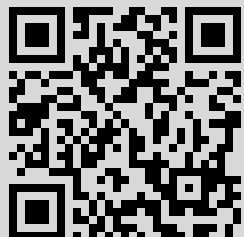
Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 188.123.230.120

11 марта 2021 г., 15:36:35



Г. Ф. КРЫМСКИЙ

РЕГУЛЯРНЫЙ МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

(Представлено академиком С. Н. Верновым 18 X 1976)

В работах (¹, ²) рассматривалось ускорение заряженных частиц на фронте ударной волны с регулярным магнитным полем. Основной результат, полученный в этих работах, состоит в том, что ускорение имеет «адиабатический» характер, т. е. набор энергии частицей ограничен в соответствии с тем, как это происходит при обычном адиабатическом сжатии магнитного поля с газом космических лучей.

Идея ускорения частиц в межпланетной среде базируется на том экспериментальном факте (³), что прохождение Земли через фронты межпланетных ударных волн сопровождается возрастаниями космических лучей низких энергий. По-видимому, первой работой, где был разработан конкретный механизм такого ускорения, была работа (⁴). В ней рассмотрено статистическое ускорение частиц на турбулентности за фронтом ударной волны. Вспышки космических лучей в августе 1972 г., ноябре 1968 г. и другие факты побуждают вернуться к рассмотрению «чистого» случая (сверхадиабатического) ускорения частиц на ударном фронте.

Рассмотрим идеализированную задачу об ускорении частиц сильной ударной волной плоской геометрии, распространяющейся в среде, где содержатся маломасштабные нерегулярности магнитного поля, рассеивающие частицы. Будем считать среду однородной, а распространение ударной волны стационарным. В такой постановке фронт ударной волны разделяет два полупространства: $x < 0$ и $x > 0$, причем скорость среды

$$u(x) = \begin{cases} u_0 & \text{при } x < 0, \\ \frac{\kappa-1}{\kappa+1} u_0 & \text{при } x > 0. \end{cases}$$

Показатель адиабаты κ считается постоянным по обе стороны фронта.

Пусть $D(x, p)$ — коэффициент диффузии частиц с импульсом p , а $n(p, x)$ — плотность частиц, отнесенная к единичному интервалу скалярного импульса. Тогда можно воспользоваться уравнением

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla(D\nabla n) - \nabla(nu) + \frac{1}{3} \frac{\partial(np)}{\partial p} \nabla u, \quad (1)$$

полученным в работах (⁵⁻⁸), для определения плотности ускоренных частиц. Для нашей задачи с одномерной геометрией имеем в стационарном случае

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial n}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (nu) - \frac{1}{3} \frac{\partial(np)}{\partial p} \frac{2}{\kappa+1} u_0 \delta(x) = 0.$$

Интегрируя уравнение по x , получаем

$$D \frac{\partial n}{\partial x} - nu - \frac{1}{3} \frac{\partial(np)}{\partial p} \Big|_{x=0} \cdot \frac{2}{\kappa+1} u_0 \theta(x) = C_1.$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0, \\ 1 & \text{при } x > 0. \end{cases}$$

Замечая, что «вверх по потоку» от фронта частицы далеко распространяться не могут (т. е. $n|_{x \rightarrow -\infty} \rightarrow 0$) видим, что константа интегрирования $C_1 = 0$. Производя повторное интегрирование убеждаемся, что ограниченное решение в правой области не зависит от расстояния и не зависит от конкретного вида функции $D(x, p)$:

$$n(x, p) = - \frac{2}{3(\kappa-1)} \frac{\partial(np)}{\partial p} \Big|_{x=0}$$

Для левой области получается экспоненциально убывающее от фронта решение, которое легко может быть найдено и здесь не выписывается. Последнее соотношение можно рассматривать как дифференциальное уравнение, определяющее зависимость плотности от импульса. Очевидно,

$$n(p) \sim p^{-\gamma}, \quad \gamma = \frac{3\kappa-1}{2}. \quad (2)$$

В случае идеального газа $\kappa = 5/3$, а в случае «сильного» магнитного поля $\kappa = 2$. Показатель спектра соответственно $\gamma = 2$ и $\gamma = 2,5$, т. е. получаем жесткий энергетический спектр.

Итак, мы получили механизм ускорения частиц на ударном фронте, который обеспечивает наблюдаемый спектр галактических космических лучей или даже более жесткий. Физический смысл механизма ускорения очевиден: частицы в результате рассеяний на нерегулярностях магнитного поля среды многократно могут пересекать область сжатия вещества в окрестностях фронта, прежде чем они будут унесены от фронта потоком вещества в возмущенную область.

Можно ожидать, что рассмотренный механизм ускорения будет «универсальным», т. е. пригодным к ускорению частиц в системах различных масштабов. Для того чтобы ускорение космических лучей могло быть обеспечено этим механизмом, необходимо выполнение некоторых дополнительных условий. Совершенно ясно по энергетическим соображениям, что механизм не должен действовать на все или на большую часть частиц. Это требование, по-видимому, выполняется довольно легко, так как ударный фронт не является бесконечно тонким. Толщина фронта «автоматически» устанавливается такой, чтобы основная часть частиц была лишена возможности многократно пересекать фронт и, следовательно, подвергаться ускорению. Лишь небольшая доля наиболее энергичных частиц сможет получить дальнейшее ускорение. Механизм, регулирующий число ускоренных частиц, должен описываться нелинейным взаимодействием между колебаниями на фронте и отдельными частицами.

Описанная выше модель предусматривала лишь один источник потерь частиц; их конвективный снос от фронта. В дополнение к нему могут иметь место потери за счет ухода частиц из области ускорения (конечные размеры системы), расширения ударных волн наружу и соответствующих эффектов замедления. Во всех этих случаях спектр ускоренных частиц должен быть мягче, чем определенный выше теоретически достижимый предел.

ЛИТЕРАТУРА

¹ В. П. Шабанский, ЖЭТФ, т. 41, № 4 (10), 1107 (1961). ² Л. И. Дорман, Ускорительные процессы в космосе, «Итоги науки», сер. Астрономия, т. 7, М., 1972, стр. 233. ³ А. Н. Чарахчян, УФН, т. 83, 35 (1964). ⁴ Б. А. Тверской, ЖЭТФ, т. 53, 1417 (1967). ⁵ E. N. Parker, Proc. IX Intern. Conf. on Cosmic Rays, v. 1, 1965, p. 26. ⁶ А. З. Долгинов, И. Н. Топтыгин, Изв. АН СССР, сер. физ., т. 30, № 11, 1780 (1966). ⁷ L. J. Glesson, W. I. Axford, Astrophys. J., v. 154, 1011 (1968). ⁸ Г. Ф. Крымский, Геомагнетизм и аэрономия, т. 4, № 6 (1964). Модуляция космических лучей в межпланетном пространстве, «Наука», 1969.