Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 1, стр. 43 – 45 *5 января 1983 г.*

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ НАЛИЧИИ ОТРАЖАТЕЛЬНО НЕИНВАРИАНТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Л.Л.Кичатинов

Показано, что в гиротропно турбулентной космической плазме при наличии среднего магнитного поля имеет место ускорение заряженных частиц.

1. В формировании нетепловых спектров высокоэнергичных частиц (космических лучей) играют большую роль различные механизмы ускорения [1-3]. Не случайно поиск таких механизмов продолжается в настоящее время [1]. В данной работе рассматривается новый механизм ускорения частиц при наличии отражательно неинвариантной (гиротропной) турбулентности (ОНИТ). Ранее интерес к гиротропной турбулентности был обусловлен, главным образом, способностью ОНИТ генерировать магнитные поля (α-эффект) [4]. Таким образом, динамо магнитных полей и ускорение заряженных частиц могут быть следствием одного эффекта. Оказывается, что эффективность данного механизма ускорения в $(\lambda/R)^2$ больше эффективности известного механизма ускорения Ферми [5] (R – ларморовский радиус, λ – длина пробега до рассеяния на магнитных неоднородностях).

2. Рассмотрим магнитное поле $\mathbf{H}$, вмороженное в плазму, движущуюся со среднемассовой скоростью $\mathbf{u}_n$. При наличии турбулентности, поля $\mathbf{H}$ и $\mathbf{u}_n$ на фоне относительно крупномасштабных (с масштабом L) компонент содержат мелкомасштабные (с характерным масштабом l, $l \ll L$) флуктуации. Усреднение выделяет масштабы:

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} + \mathbf{h}, \quad \mathbf{B} = \langle \mathbf{H} \rangle, \quad \mathbf{u}_n = \mathbf{V} + \mathbf{u}, \quad \mathbf{V} = \langle \mathbf{u}_n \rangle .$$

Кинетическое уравнение для функции распределения высокоэнергичных ($R_{st} \gg l$, R_{st} – характерный ларморовский радиус в поле $\mathbf{h}$) частиц, распространяющихся в турбулентной космической плазме имеет вид [6]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \langle \mathbf{F} \rangle \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = St, \tag{1}$$

$$\mathbf{F} = \frac{e}{c}[\mathbf{v} - \mathbf{u}_n, \mathbf{H}].$$

Легко видеть, что

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \frac{e}{c}[\mathbf{v} - \mathbf{V}, \mathbf{B}] - \frac{e}{c}\langle [\mathbf{u}\mathbf{h}] \rangle . \tag{2}$$

Обычно электрическое поле $-\frac{1}{c}\langle [\mathbf{u}\mathbf{h}] \rangle$ полагают равным нулю. Вывод кинетического уравнения с учетом этого поля проделан в [7]. В отсутствие среднего магнитного поля корреляция между $\mathbf{u}$ и $\mathbf{h}$ действительно отсутствует. Однако, в теории турбулентного динамо показано, что для ОНИТ при $B \neq 0$ имеет место соотношение [4]:

$$< [\,\mathbf{u}\mathbf{h}\,] > \; = \; -\nu_{\mathrm{T}} \operatorname{rot} \mathbf{B} + \alpha \mathbf{B}, \quad \alpha = -\frac{\tau}{3} < \mathbf{u} \operatorname{rot} \mathbf{u} >, \qquad (3)$$

где ν_{T} – турбулентная магнитная вязкость, τ – характерное время турбулентных пульсаций

3. Рассмотрим ускорение частиц, вызванное электрическим полем $-\frac{1}{c} < [\,\mathbf{u}\mathbf{h}\,] >$ (3). Заметим, что вектор $< [\,\mathbf{u}\mathbf{h}\,] >$, в отличие от электрического поля $-\frac{1}{c}[\,\mathbf{V}\mathbf{B}\,]$, имеет компоненту, направленную вдоль вектора $\mathbf{B}$, и среднее магнитное поле не препятствует ускорению. Электрическое поле $-\frac{1}{c}[\,\mathbf{u}_n\ \mathbf{H}\,]$, разумеется, перпендикулярно магнитному полю $\mathbf{H}$. Но $\mathbf{H}$ есть суперпозиция полей $\mathbf{B}$ и $\mathbf{h}$, действующих на частицы совершенно различным образом. Характерный пространственный масштаб магнитных флюктуаций мал ($l \ll R_{st}$) и взаимодействие частиц с полем $\mathbf{h}$ носит характер слабого случайного рассеяния. При этом движение частиц близко к ларморовскому вращению вокруг силовых линий поля $\mathbf{B}$, даже если $B/\sqrt{< h^2 >} \sim 1$ [8].

Для того, чтобы рассмотреть эффект ускорения в чистом виде, будем предполагать, что среднее значение гидродинамической скорости среды равно нулю и средние характеристики системы не зависят от координат. Заметим, что в этом случае генерация среднего магнитного поля отсутствует, $\partial \mathbf{B}/\partial t = 0$ [4]. Уравнение (1), с учетом (2) и (3) приобретает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{e}{c}\left([\mathbf{v}\ \mathbf{B}\,] - \alpha \mathbf{B}\right)\frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = \frac{v}{2\lambda}\hat{L}^2 f, \qquad (4)$$

$$\hat{L} = [\,\mathbf{P}\frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}\,], \quad \lambda = \frac{3\, c^2 p^2}{2\, e^2\, l\, < h^2 > \int_0^\infty \psi(x)\, dx}$$

ψ – корреляционная функция магнитных неоднородностей.

Будем считать, что функция f слабо анизотропна в пространстве импульсов. Изотропизация вызвана рассеянием на магнитных неоднородностях. Ограничиваясь первыми двумя членами разложения функции распределения в ряд по сферическим гармоникам, и используя обычный метод моментов, можно получить уравнение для фазовой плотности частиц $N(p)$:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{p^2}\frac{\partial}{\partial p} p^2 D_p \frac{\partial N}{\partial p}, \qquad D_p = p^2\frac{\alpha^2 \lambda}{3 v R^2}, \qquad R = \frac{cp}{eH}\ . \qquad (5)$$

4. Правая часть (5) описывает ускорение. При наличии электрического поля $\mathbf{E} = -\frac{\alpha}{c}\mathbf{B}$ поток частиц $\mathbf{j}$ параллелен данному полю

$$\mathbf{j} = \mathbf{B}\frac{\alpha \lambda e}{3c}\frac{\partial N}{\partial p}\ .$$

Ток вдоль электрического поля приводит к появлению источника энергии:

$$Q = e\int_0^\infty \mathbf{j}\mathbf{E} p^2\, dp = \frac{4\alpha^2 \lambda_0}{3 R_0^2}\int_0^\infty p^3 N(p)\, dp\ , \qquad (6)$$

где λ_0 и R_0 – характерные длина свободного пробега и ларморовский радиус, соответственно. Формула (6) может быть получена и непосредственно из (5).

Время ускорения $T_p = p^2/D_p$ легко найдем с помощью (5):

$$T_p = 3v\, R^2/\gamma\lambda < u^2 >\ . \qquad (7)$$

Здесь $\gamma = \alpha^2/< u^2 >$ – мера гиротропности турбулентности, $0 \leqslant \gamma \leqslant 1$. В случае механизма ускорения Ферми второго порядка время ускорения $T_{pF} = 3\, v\lambda/< u^2 >$ [5]. Отношение времен $T_{pF}/T_p = \gamma(\lambda/R)^2$ велико, что свидетельствует о бóльшей эффективности рассматриваемого здесь механизма по сравнению с механизмом [5] при наличии ОНИТ и $B \neq 0$. Для солнечного ветра, как можно полагать, $\gamma \sim 0{,}8$ [9]. Тогда для частиц с энергией 1 ГэВ и характерных значений полей получим $T_{pF}/T_p \sim 100$; $T_p \sim 100$ суток, что совпадает по порядку величины со временем диффузии частиц в межпланетном пространстве, т.е. рассматриваемый механизм ускорения является эффективным. Заметим, что для релятивистских частиц T_p не зависит от энергии. При этом собственные функции оператора $\frac{1}{p^2}\frac{\partial}{\partial p}p^2 D_p \frac{\partial}{\partial p}$ являются степенными функциями импульса, т.е. ускоренные частицы имеют степенной спектр.

Литература

1. *Бережко Е.Ф.* Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 416.
2. *Крымский Г.Ф.* Доклады АН СССР, 1977, 234, 1306.
3. *Тверской Б.А.* ЖЭТФ, 1968, 53, 1417.
4. *Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А.,* Турбулентное динамо в астрофизике. М.: Наука, 1980.
5. *Fermi E.* Phys. Rev., 1949, 75, 1169.
6. *Долгинов А.З., Топтыгин И.Н.* ЖЭТФ, 1966, 51, 1771.
7. *Кичатинов А.Л., Матюхин Ю.Г.* Геомагнетизм и аэрономия, 1981, 21, 412.
8. *Кичатинов Л.Л., Матюхин Ю.Г.* Геомагнетизм и аэрономия, 1982, 22, 192.
9. *Matthaeus W.H., Goldstein M.L.* Proc. of the 17-th ICRC, 1981, 3, 291.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
26 сентября 1982 г.