

УСКОРЕНИЕ ИОНОВ СЕРФАТРОННЫМ МЕХАНИЗМОМ УСКОРЕНИЯ

А.С. Петухова, С.И. Петухов

ION ACCELERATION BY SHOCK SURFING

A.S. Petukhova, S.I. Petukhov

Бесстолкновительные ударные волны в космических условиях являются источником энергичных частиц. Частицы, имеющие небольшую скорость вдоль нормали к поверхности ударного фронта, могут многократно отражаться от электрического поперечного потенциала квазиперпендикулярной ударной волны и ускоряться серфингом. Серфинг может обеспечить предускорение частиц для последующего диффузионного механизма ускорения. Исследование серфинга представляет интерес для расчета инъекции и элементного состава ускоренных частиц.

В работе изложен метод расчета функции распределения частиц, ускоренных серфингом в области изомагнитного скачка потенциала, в том случае, когда задан источник частиц. Представлены результаты расчета спектров частиц в области изомагнитного скачка потенциала.

Collisionless shocks in space conditions are a source of energetic particles. The particles having low velocity along the normal to the surface of the shock front can be multiply reflected from the electric cross potential of a quasiperpendicular shock and be accelerated by shock surfing. Shock surfing can provide pre-acceleration of particles for subsequent diffusive shock acceleration. The research of shock surfing is of interest for calculation of injection and element composition of the accelerated particles.

The calculation method of distribution function of the accelerated particles by shock surfing is suggested in that case, when the source of energetic particles is specified. The results of calculation of particle spectra in the region of the isomagnetic potential jump are shown.

Введение

Наблюдения показывают, что ударные волны являются источником энергичных частиц. В настоящее время популярным у исследователей является диффузионный механизм (регулярный механизм ускорения, механизм ускорения Ферми 1-го рода).

Формирование электростатического поля в области ударного фронта предоставляет новую возможность ускорения частиц – серфатронный механизм ускорения (MRI) [Zank, 1998]. Считается, что серфатронный механизм определяет инъекцию частиц в процесс ускорения [Lee, 1998; Shapiro, 2003].

А.С. Липатов и др. [Lipatov, 1998] использовали упрощенный подход к решению этих задач.

В данной работе представлен метод расчета функции распределения ускоренных частиц.

Формулировка метода расчета

Метод расчета изложим в его применении к решению задачи ускорения нерелятивистских ионов (протонов) серфатронным механизмом на изомагнитном скачке потенциала. Подобные скачки регистрировались в области подножия фронта околоземной ударной волны [Кичигин, 2007]. На рис. 1 приведена принятая система координат и схема.

Скорость течения плазмы, приходящей к скачку $\vec{u} = -i\vec{u}$; $\vec{B} = -i\vec{B}_x (\vec{i} \cos \alpha_B + \vec{k} \sin \alpha_B)$ – напряженно-

сть магнитного поля, α_B – угол между осью X и вектором напряженности; $\vec{E} = -\frac{\vec{u}_1 \times \vec{B}_1}{c} = \frac{\vec{j}uB \sin \alpha_B}{c}$ –

электрическое поле индукции. Считаем, что параметры плазмы в области скачка не меняются (изомагнитный скачок). Потенциал в области скачка задаем в виде $\varphi = \varphi_a x/d$, где $0 \leq x \leq d$, d – ширина скачка. Соответствующее электростатическое поле

$E_a = -\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{\varphi_a}{d}$. Его величину задаем из соотно-

шения $e\varphi_a = eE_a d = \eta \frac{mu^2}{2}$, где $0 \leq \eta \leq 1$; e , m – заряд и

масса протона. Полагаем, что частицы, приходящие в виде потока к скачку потенциала описываются плотностью функции распределения Максвелла

$f_{v_0} = \frac{1}{\pi^{3/2} v_s^3} \exp\left(-\frac{(\vec{v} - \vec{u})^2}{v^2}\right)$, где v – скорость частиц,

$v_s = \sqrt{2kT/m}$ – тепловая скорость, T – температура, k – постоянная Больцмана.

Метод расчета основан на сохранении плотности функции распределения вдоль траектории частиц в электромагнитном поле – теорема Лиувилля.

В предварительном расчете выявляются возможные в задаче типы траекторий. Далее рассчитывается множество траекторий, связывающих источник частиц – функцию распределения частиц приходящего потока – с разными группами. При этом используются прямые и обратные траектории. Прямой траекторией называется траектория, начинающаяся в источнике и являющаяся решением системы уравнений движения при положительном шаге по времени. Обратные траектории связывают группы частиц с источником и определяются системой уравнений движения при отрицательном временном шаге [Петухов, 2009]. Для решения системы уравнений движения использован численный метод Рунге-Кутты 4-го порядка точности.

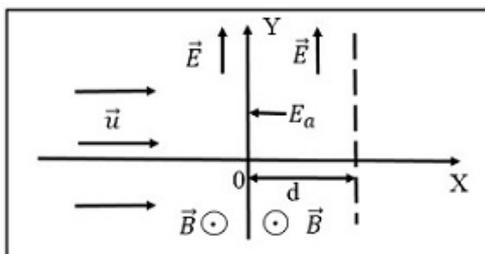


Рис. 1. Схема потока плазмы и направлений электромагнитных полей.

Результаты расчетов

В качестве параметров течения плазмы использованы характеристики потока солнечного ветра на орбите Земли $u=4 \cdot 10^7$ см/с, $B=5 \cdot 10^{-5}$ Гс, $T=10^5$ К.

Ширина скачка $d = \frac{5c}{\omega_{ci}} = 10^6$ см при циклотронной

частоте протона $\omega_{ci} = \frac{eB}{mc}$. Из системы уравнений

движения частицы следует закон сохранения энергии $\frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = e(\vec{E}_a + \vec{E})(\vec{r}_2 + \vec{r}_1)$. В расчете закон сохранения энергии использован для определения точности решения. Система уравнений движения в координатной записи и безразмерном виде имеет вид

$$\frac{dv_x}{dt} = -\frac{cE_a}{uB} + v_y \sin \alpha_B,$$

$$\frac{dv_y}{dt} = \sin \alpha_B + (v_z \cos \alpha_B - v_x \sin \alpha_B),$$

$$\frac{dv_z}{dt} = -v_y \cos \alpha_B,$$

$$\frac{dx}{dt} = v_x, \quad \frac{dy}{dt} = v_y, \quad \frac{dz}{dt} = v_z,$$

где u – масштаб скорости, $T = \omega_{ci}^{-1}$ – масштаб времени,

$R = \frac{u}{\omega_{ce}}$ – масштаб расстояний.

В предварительных расчетах было получено, что частицы приходящего потока в результате их взаимодействия со скачком потенциала могут разделиться на четыре группы: 1) пролетные – частицы с 1-го попадания проходят скачок; 2) захваченные – частицы после нескольких отражений проходят скачок; 3) идеально захваченные – частицы остаются в области скачка неограниченное время, двигаясь вдоль оси Y и ускоряясь; 4) отраженные – частицы после отражения (отражений) уходят обратно в приходящий поток.

Распределение частиц по группам можно определить, используя расчет плотности потока приходящих к скачку частиц

$$J = \int_0^\infty \int_\Omega v_x f_v(v, \Omega') v^2 dv d\Omega',$$

где Ω – телесный угол в пространстве направлений скорости. Источник частиц, имеющих максвелловское распределение располагаем при $x=0$. Проводим расчет прямых траекторий для всех возможных значений скорости. Направления скорости задаем, разделив телесный угол ($\Omega=2\pi$ для $v_x>0$) на множество элементов (в представленных расчетах 3308 элементов). Каждому элементу телесного угла соответствует траектория с заданной плотностью функции распределения. По результатам расчета траекторий получаем распределение общего потока по группам частиц. Общий поток частиц с максвелловским распределением, нормированным на единицу, $J_0=u$. На рис. 2 приведены относительные величины потоков частиц разных групп (J/J_0) в зависимости от η . Соотношение между группами зависит от величины η .

Соотношение не зависит от угла между нормалью к поверхности скачка и вектором напряженности магнитного поля. Однако при $\alpha_B=45^\circ$ и $\eta=1$ от потока захваченных частиц отделяется поток отраженных частиц с $J/J_0=0.268$. Поток захваченных частиц равен 0.22, поток пролетных – 0.521.

Можно рассчитать энергетический спектр групп частиц, формирующихся при их взаимодействии со скачком потенциала.

На рис. 3 приведены спектры частиц разных групп

$$n_\varepsilon(\varepsilon) \int_\Omega f_\varepsilon d\Omega' = \frac{v}{\sqrt{2me}} \int_\Omega f_v d\Omega' [1 / \text{cm}^3 \text{eV}],$$

где ε – кинетическая энергия.

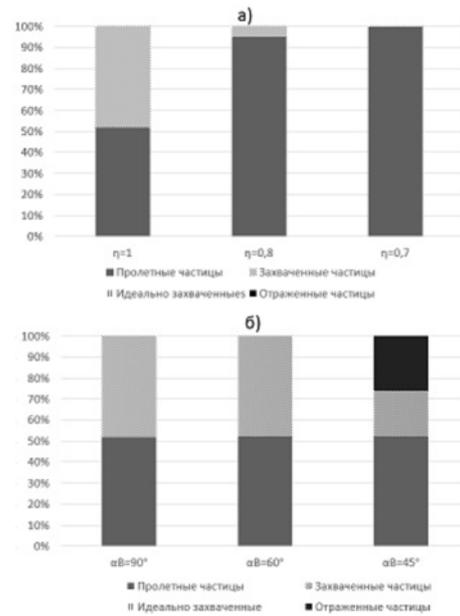


Рис. 2. а) Моделирование потоков с разными значениями скачка потенциала (η), $\alpha_B=90^\circ$; б) Моделирование потоков с разными углами (α_B) между нормалью к плоскости границы скачка потенциала и вектором магнитного поля, $\eta=1$.

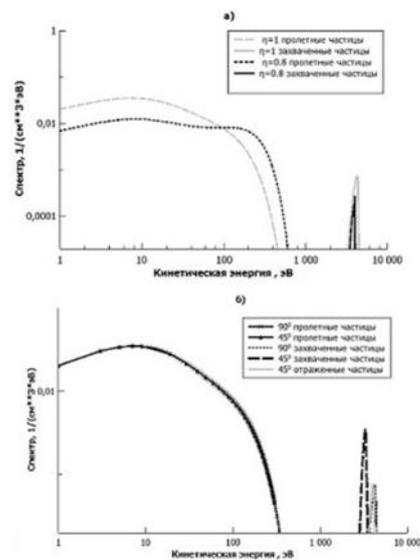


Рис. 3. а) Моделирование спектров с разными значениями скачка (η), $\alpha_B=90^\circ$; б) Моделирование спектров с разными углами (α_B) между нормалью к плоскости границы скачка потенциала и вектором магнитного поля, $\eta=1$.

Для рассчитанных спектров частиц определены также потоки частиц разных групп. Потоки пролетных и захваченных частиц, определенные посредством расчета прямых и обратных траекторий согласуются с относительной точностью в десятки доли процента. Потоки отраженных частиц согласуются с точностью 5 %.

Заключение

Предложен метод расчета функции распределения частиц, захваченных плазменными структурами и ускоренных серфатронным механизмом, в том случае когда задан источник частиц.

Показано, что при взаимодействии частиц с изоманнитным скачком потенциала формируются пролетные и захваченные частицы. Соотношение между количеством пролетных и захваченных частиц зависит от величины скачка потенциала: чем меньше скачок, тем меньше количество захваченных частиц. Соотношение не зависит от угла между нормалью к плоскости границы скачка и вектором магнитного поля. В том случае когда этот угол становится меньше 45° , захваченные частицы становятся отраженными.

Определен энергетический спектр частиц разных групп. Получено, что захваченные частицы и ускоренные серфатронным механизмом приобретают энергию равную 2–3 КэВ и по энергии отделяются от тепловых частиц.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00760).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. Процессы энерговыделения в космической плазме. Иркутск: Изд-во ИрГТУ, 2007. 396 с.

Петухов И.С., Петухов С.И. Динамика интенсивности галактических космических лучей в присутствии крупномасштабных возмущений солнечного ветра // Письма в Астрон. Ж. 2009. С. 777–788.

Lee M.A., Shapiro V.D., Sagdeev R.Z. Pickup Ion Energization by Shock Surfing // J. Geophys. Res. 1996. V. 101, N A3. P. 4777–4789.

Lipatov A.S., Zank G.P., Pauls H.L. The Acceleration of Pickup Ions at Shock Waves: Test Particle-mesh Simulation // J. Geophys. Res. 1998. V. 103, N A12. P. 29,679–29,696.

Shapiro V.D., Ucer D. Shock Surfing Acceleration // Planetary and Space Science. 2003. V. 51. P. 665–680.

Zank G.P., Pauls H.L., Cairns I.H., Webb G.M. Interstellar Pickup Ions and Quasi-perpendicular Shocks: Implications for the Termination Shock and Interplanetary Shocks // J. Geophys. Res. 1996. V. 101, N A1. P. 457–477.

Институт космофизических исследований и астрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия