# ПОТОКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ИЗ КОРОНАЛЬНЫХ ЗОН С ПРОДОЛЬНЫМИ ТОКАМИ

**П.А. Беспалов**

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Области продольных вдоль магнитного поля токов характерны для солнечной плазменной оболочки. Продольные токи существуют в зонах ее нетвердотельного вращения. Только продольные токи возможны в бессиловых конфигурациях, которые широко обсуждаются в моделях корональных магнитных полей (Амари и др, 1997).

В данной работе рассматриваются особенности основных механизмов ускорения и формирования потоков частиц в областях продольных токов. Области корональных продольных токов удобны для ускорения заряженных частиц до умеренных энергий в стационарном и нестационарном режимах, особенно, если мы имеем дело с турбулентной плазмой и "открытой" в солнечный ветер геометрией магнитного поля.

**Ускорение электростатическим полем.** В области с плотностью продольного тока $j_z$ имеется и продольное электрическое поле $E_z = j_z/\sigma_z$, оказывающее влияние на энергетические спектры заряженных частиц. Обычно продольная проводимость плазмы высока и соответствующий эффект невелик. Значительное ускорение такого типа возможно только в зоне аномально низкой проводимости, на которую придется основное падение потенциала. По нашему мнению это может иметь место, например, в сильно турбулизованной плазме. Максимальная разность потенциалов, приложенная к силовой линии солнечного магнитного поля из-за нетвердотельного вращения солнечной плазменной оболочки, порядка униполярной разности потенциалов (Беспалов и Чугунов, 1996).

$$\Delta\varphi \approx \frac{\omega_\odot}{c} R_\odot^2 B_\odot. \qquad (1)$$

где $\omega_\odot$ - угловая скорость солнечного вращения, $R_\odot$ - радиус Солнца, $B_\odot$ - характерное магнитное поле на солнечной поверхности.

Ускорение электростатическим полем происходит по простейшему закону, в соответствии с которым (3) функция распределения ускоренных частиц $f$ в стационарном случае зависит от $W + q\varphi$ , а в автомодельном режиме $W \sim q\varphi$ , где $W = mv_z^2/2$ - кинетическая энергия. Анализу наблюдений потоков ускоренных частиц посвящено очень много работ, например статьи (Римес и др., 1997, Кляйн и др., 1997). Часто отмечается, что функция распределения ускоренных частиц меняется по отмеченному "электростатическому" закону как для ионов, так и для электронов. Для предварительного объяснения такой возможности рассмотрим некоторые особенности турбулентного ускорения.

**Ускорение слабой плазменной турбулентностью.** В зонах продольных токов из-за наличия надтепловых потоков в том числе и связанных с продольным электрическим полем, могут реализоваться условия пучковой плазменной неустойчивости, ответственной за возбуждение электростатических колебаний в полосе верхнего гибридного резонанса. Стационарный режим ускорения этой турбулентностью описывается квазилинейным кинетическим уравнением для каждого сорта частиц. Для частиц со скоростями резонансными с плазменными колебаниями $\omega_p$ , отвечающими максимуму спектра $\varepsilon_\circ$ эволюция функции распределения определяется уравнением

$$\frac{\partial f}{\partial z} = D\frac{\partial^2 f}{\partial W^2}, \tag{2}$$

где введен коэффициент диффузии

$$D = \pi q^2 \varepsilon_\circ. \tag{3}$$

Функция Грина для уравнения (2) имеет простой гауссов вид. Поэтому легко записать общее решение и закон изменения средней энергии с расстоянием. В режиме автомодельного разлета функция распределения зависит от $W/\mid q \mid$, то есть так как это отмечается в экспериментах.

**Ускорение заряженных частиц сильной плазменной турбулентностью.** При сравнительно высоком уровне плазменной турбулентности она принципиально меняет свою волновую структуру. В результате модуляционной неустойчивости (Молхус, 1997) образуются каверны плотности с повышенным уровнем плазменных колебаний. В качестве простейшей модели солитонной турбулентности можно выбрать последовательность конденсаторов с электростатическим полем, колеблющимся на плазменной частоте. Конденсаторы расположены на некотором характерном расстоянии $l_\circ$ . Типичное расстояние между обкладками одного конденсатора $d_\circ$ . Средняя амплитуда электрического поля в нем $E_\circ$ . Движение отдельной заряженной частицы в такой системе носит характер броуновского процесса. Беспалов и Мизонова (1998) записали соответствующее уравнение Фоккера-Планка. Получены выражения для коэффициента диффузии при разных временах корреляции фазы электростатических колебаний. В практически важном случае $\max(\mid q \mid E_\circ/m\omega_p, d_\circ/\tau_{ph}, \omega_p d_\circ) \ll\mid v_z \mid\ll l_\circ/\tau_{ph}$ , где $\tau_{ph}$ - время корреляции фазы электростатических колебаний, мы имеем вместо (3)

$$D = \frac{\pi q^2}{4 l_\circ} < E_n^2 d_n^2 >, \tag{4}$$

где под знаком усреднения $d_n$ и $E_n$ - расстояние между обкладками n-го конденсатора и амплитуда электрического поля в нем. Стационарное кинетическое уравнение в простейшем случае совпадает по функциональной зависимости с уравнением(2). Соответственно сохраняются выводы и о свойствах потоков ускоренных частиц.

Более подробное рассмотрение вопроса об потоках частиц, формирующихся в зонах с сильной плазменной турбулентностью (Беспалов и Мизонова, 2000) дало возможность принять во внимание известную из наблюдений в авроральной магнитосфере типичную пространственную зависимость электростатических структур с несимметричным относительно их центра продольным и симметричным поперечным электрическим полем. Учтена неоднородность регулярного магнитного поля в зоне турбулентности и конечное время корреляции фазы электростатических колебаний. Получены выражения для функции распределения заряженных частиц выше и ниже турбулентной зоны. Показана возможность образования потоков частиц с некоторыми дискретными энергиями, формирование которых не описывается уравнением Фоккера-Планка.

**Заключение.** Таким образом при стационарном режиме ускорения электростатическим полем функция распределения в автомодельном режиме зависит от энергии пропорционально заряду и ускоряются заряженные частицы только одного знака, например, формируется поток убегающих электронов. Максимальная энергия ускоренных частиц пропорциональна их заряду и ограничена сверху полной разностью потенциалов, приложенной к магнитной трубке. Аналогичные закономерности в ряде случаев наблюдаются при одновременном ускорении зарядов обоих знаков. Для понимания этой возможности полезны результаты анализа ускорения заряженных частиц в зонах слабой и сильной плазменной турбулентностью при прохождении которых может формироваться функция распределения, зависящая от $W/\mid q \mid$. Ускорение имеет место для резонансных заряженных частиц, а его эффективность зависит от уровня плазменной турбулентности. Отметим, что анализ экспериментальных данных о нестационарных режимах ускорения может служить источником дополнительной информации о режиме ускорения так как в нестационарном случае меняется базовое уравнение (2). Данная работа выполнена при поддержке РФФИ по гранту N 98-02-16236.

**Литература**


Беспалов П.А., Мизонова В.Г., 1998, Геомагнетизм и аэрономия, 38, 148.

Беспалов П.А., Мизонова В.Г., 2000, Геомагнетизм и аэрономия, 20, 19.

Амари Т. и др. (Amari T., Aly J. J., Luciani J. F., Boulmezaoud T. Z., Mikic Z.), 1997, Solar Physics, 174, Issue1/2, 129.

Беспалов П.А., Чугунов Ю.В. (Bespalov P.A., Chugunov Yu.V.), 1996, J. of Atmospheric and Terrestrial Physics, 58, 601.

Кляйн К.Л. и др. (Klein K.-L., Aurass H., Soru-Escaut I., Kalman B.), 1997, Astronomy and Astrophysics, 320, 612.

Молхус Е. (Mjolhus E.), 1997, J. Plasma physics, 58, 747.

Римес Д.В. и др. (Reames D.V., Barbier L.M., Von Rosenvinge T.T., Mason G.M., Mazur J.E., Dwyer J.R.), 1997, Astrophysical Journal , 483, 515.