КИНЕТИКА ПУЧКА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С УЧЕТОМ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

HYDRODYNAMIC FLARING PLASMA RESPONSE AND KINETICS OF ACCELERATED ELECTRONS

Charikov Yu.E., Shabalin A.N.

Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia

Flaring loop plasma and electron beam dynamics are considered together. The Fokker-Planck equation and a set of HD equations were numerically solved. The one-dimensional and time-dependent problem was considered. At the first step, plasma density, temperature and speed of plasma along the loop were calculated by the RADYN code for initial and boundary conditions at injection electron beam in plasma. Then the electron beam distribution function was calculated using a finite difference scheme for the Fokker-Planck equation and for accounted plasma parameters calculated at the first step. The temporal evolution of the plasma and the beam was considered for several tens of seconds. It was tested different energy fluxes, different values of the lower boundary energy and the exponent of the energy spectra. The effective evaporation of chromospheric plasma into the coronal part of the loop occurs when powerful energy fluxes (10^{11} – 10^{12} erg/cm²s) of accelerated electrons are injected. A similar effect of increasing evaporation is observed when the energy value of the lower boundary of the spectrum is reduced from 25 to 10 keV while maintaining the value of the energy flux. Plasma evaporation leads to an increase in plasma density in the higher parts of the loops (legs) which in turn leads to effective Coulomb collisions of accelerated electrons and an increase in the hard X-ray flux.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-435-438

В стандартной модели солнечных вспышек ускорение электронов происходит в корональной части магнитных конфигураций с довольно сложными магнитными полями (см., например, [1]). Однако моделирование процессов распространения электронов и излучения осуществляется в упрощающих предположениях о структуре поля, концентрации и температуры плазмы вспышечной петли. Обычно численно интегрируется уравнение Фоккера-Планка в стационарной плазме петли с заданными распределениями поля и концентрации плазмы [2–4]. Однако условия стационарности характеристик плазмы в петле не выполняются – уже ранние работы по гидродинамике вспышечной плазмы выявили эффект “испарения”, то есть движение частиц плазмы в корону при распространении ускоренных электронов вниз, в хромосферу [5, 6]. В настоящий момент развито несколько численных гидродинамических кодов расчета параметров плазмы – Pluto, Flash, RADYN. В задаче динамики плазмы и пучка наиболее приемлемым является использование кода RADYN [8], наиболее аккуратно учитываю-

щим излучение от наиболее обильных элементов в различных состояниях возбуждения и использующим в качестве источника нагрева плазмы пучки ускоренных электронов. В коде RADYN численно интегрируются одномерные, нестационарные уравнения одножидкостной ГД. В момент инжекции электронов в верхнюю часть петли задавался спектр – показатель степени δ (выбирался 3 или 5) и значение энергии нижней границы – 25 кэВ или 10 кэВ. Поток ускоренных электронов определялся через задание плотности потока энергии – от 10^{10} до 10^{12} эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ в момент инжекции. Длительность инжекции полагалась 20 с, с симметричным ростом и спадом треугольной формы. Начальные условия в плазме петли задавались полуэмпирической моделью атмосферы val [7]. Перейдем к обсуждению результатов. На рис. 1 показаны временные изменения вдоль петли концентрации, температуры и скорости движения плазмы для плотности потока ускоренных электронов $3 \cdot 10^{10}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, жесткого спектра с $\delta=3$ и граничной энергией 25 кэВ, что характерно для вспышек рентгеновского класса ниже M.

Рис. 1. Концентрация плазмы и электронов, степень ионизации вдоль петли для разных моментов времени (слева); скорость движения нагретой плазмы, температура, давление и источник энергии (справа). $F_e = 3 \cdot 10^{10}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

Источник нагрева плазмы – ускоренные электроны. В пике инжекции $t = 10$ с мощность нагрева составляет порядка 10 эрг/см² с и менее на длине $5 \cdot 10^8$ см. Нагрев плазмы приводит к ее испарению вверх – в корону (верхняя панель слева) со скоростями 10 км/с – 40 км/с. Распространение холодной хромосферной плазмы в корону смещает высокотемпературный переходный слой (панель справа) вверх и увеличивает концентрацию плазмы в средней части петли от значений 10^9 см^{-3} до 10^{11} см^{-3} . Кинетиче-

ское рассмотрение динамики изотропного электронного пучка проводилось с учетом магнитного отражения, регулярных потерь энергии, кулоновского рассеяния, обратного тока.

Рис. 2. Распределение ЖР излучения вдоль петли со временем для 2-х диапазонов энергии.

Из анализа кривых на рис. 2 следует, что для данного начального распределения электронов и плазмы для угла наблюдения 90° в начальный момент времени $t = 1.5$ с поток ЖР излучения локализован преимущественно в основаниях, в вершине меньше на 2–3 порядка (нижняя кривая). В процессе инжекции электронов рентгеновский поток возрастает, причем наиболее интенсивно из верхней части петли. Подобное возрастание связано с ростом концентрации плазмы в результате эффекта испарения (рис. 1).

Рассмотрим вариант с мощным источником нагрева плазмы – пусть в момент инжекции плотность потока энергии ускоренных электронов равна 10^{12} эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Все остальные параметры остаются прежними.

Рис. 3. То же, что и рис. 1, но $F_e = 10^{12}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

Как и следовало ожидать энергосодержание пучка возрастает и составляет порядка 10^2 эрг/см³ с и менее на длине $6.5 \cdot 10^8$ см. Мощный источник эффективно прогревает более глубокие слои, тепловой фронт смещается вниз. Однако испарение плазмы происходит так же в верх со скоростями 400–600 км/с (рис. 3 справа), в результате возрастает температура корональной части петли до $5 \cdot 10^6$ К. Концентрация плазмы на тепловом фронте возрастает с 10^{12} см⁻³ практически на порядок (рис. 3 слева), за фронтом концентрация увеличивается до 10^{10} см⁻³. Динамика функции распределения ускоренных электронов отражается в распределении ЖР потока, приведенного на рис. 4.

Рис. 4. То же, что и рис. 2, но $F_e = 10^{12}$ эрг см⁻² с⁻¹.

жесткости спектра при сохранении потока и нижней границы спектра.

Работа поддержана Грантом РФФ N17-12-01378.

Литература

1. *Aschwanden M.J.* Physics of the Solar Corona / M.J. Aschwanden. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2004. – 908 p.
2. *Hamilton R., Lu E., Petrosian V.* // Ap. J., 1990, v. 354, pp. 726-734
3. *Melnikov V.F., Gorbikov S.P., Pyatakov N.P.* // Universal Heliophysical Processes Proceedings IAU Symposium. 2008. Vol. 257. P. 323–328
4. *Charikov Y.E., Shabalin A.N.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2015, v. 55, № 8, p. 1104–1111.
5. *Сомов Б.В.* // ПАЖ, 1980, т. 6, N 9, с. 597-601.
6. *Liu W., Petrosian V., Mariska J.* // Ap.J., 2009, v. 702, pp. 1553-1566.
7. *Vernazza, J.E., Avrett, E.H., & Loeser, R.* // ApJS, 1976, 30, 1.
8. *Allred J., Kowalsky A., Karlson M.* // Ap.J., 2015, 809 (14 pp.)

Яркость ЖР излучения из вершины и промежуточных областей петли (leg) возрастает, контраст уменьшается. Расчеты кинетики пучка и ГД отклика плазмы показали, что эффект испарения возрастает так же и при снижении нижней границы спектра ускоренных электронов при сохранении величины потока энергии и жесткости спектра. К аналогичному результату приводит уменьшение