ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Ватагин П.В., Кудрявцев И.В.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

SPATIAL-TEMPORAL DYNAMICS OF A FAST ELECTRONS AND PLASMA TURBULENCE IN FLARES NON-UNIFORM PLASMA

Vatagin P.V., Kudryavtsev I.V.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

The propagation of the fast electrons in the solar flare plasma take into account the interaction with Langmuir waves is considered. As the result of numerical simulation the decisions for the distribution function of fast electrons and the spectral energy densities of Langmuir waves for the various moments of time on various distances from a place of acceleration of the fast electrons in flare loop are obtained. The Langmuir waves generate in plasma by the fast electrons as result of beam instability. It is shown that the value of maximum of the distribution function of the fast electrons f unchanged up to distance $\sim 10^6$ cm. The electron distribution function decies at more distances. But the fast electrons can propagate in flare loop at distance $\sim 10^8$ cm at least. The maximum of value of the turbulence take place at distance up to 10^4 cm.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-41-44

В работе [1] была рассмотрена стационарная задача о распространении быстрых электронов в неоднородной вспышечной плазме с учетом генерации ленгмюровских волн и взаимодействия с ними. Так как процесс ускорения во вспышках имеет выраженную импульсную структуру [2], то в данной работе мы рассмотрим эволюцию функции распределения быстрых электронов f и спектральной плотности энергии ленгмюровской турбулентности W_k при импульсной инжекции электронов. Данная задача описывается следующими уравнениями [3–5]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial v} \left(D \frac{\partial f}{\partial v} + v_e (vf + v_{Te}^2 \frac{\partial f}{\partial v}) \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial W_k}{\partial t} + v_g \frac{\partial W_k}{\partial x} = (\gamma_k - v_{eff}) W_k + Q_k, \quad (2)$$

$$D = \frac{\pi \omega_e^2}{m_e n_e v} (W_k)_{k=\omega_e/v}; \quad \gamma_k = \left(\frac{\pi \omega_e}{n_e} v^2 \frac{\partial f}{\partial v} \right)_{v=\omega_e/k}, \quad (3)$$

где t и x – время и координата; v – скорость электронов, k – волновое число ленгмюровских волн; v_e – частота столкновений электронов с частицами

плазмы; v_{Te} – тепловая скорость электронов; v_g – групповая скорость ленгмюровских волн; γ_k – инкремент пучковой неустойчивости; v_{eff} – эффективная частота затухания ленгмюровских волн из-за столкновений частиц плазмы; n_e – концентрация электронов плазмы; Q_k – мощность тепловых ленгмюровских флуктуаций (см., например [6, 7]).

При этом аналогично [1] будем считать, что изменение концентрации плазмы идет согласно выражению

$$n_e = n_o(1 + x/L). \quad (4)$$

Дополним систему уравнений (1–3) начальными и граничными условиями. Пусть в начальный момент времени функция распределения электронов f является суммой максвелловского распределения тепловых электронов плазмы f_M и «пучкового» распределения быстрых электронов f_b :

$$f(t=0, x, v) = f_M + f_b \exp(-x/x_0)$$

$$f_M = \frac{n_e}{\sqrt{2\pi} v_{Te}} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{Te}^2}\right); f_b = \frac{n_b}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(v-v_o)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (5)$$

где n_b – концентрация быстрых электронов при $x=0$; σ – среднеквадратичное отклонение распределения быстрых электронов по скоростям.

В качестве граничного возьмем следующее условие

$$f(t, x=0, v) = f_M + f_b \exp(-t/t_0). \quad (6)$$

Параметры x_0 и t_0 – задают пространственное и временное распределения инжектированных в плазму электронов.

В качестве граничных условий по скорости v выберем следующие:

$$f(t, x, v=0) = f_M(v=0) + f_b(v=0) \exp(-x/x_0) \exp(-t/t_0);$$

$$f(t, x, v=v_{max}) = f_M(v=v_{max}) + f_b(v=v_{max}) \exp(-x/x_0) \exp(-t/t_0) \quad (7)$$

В качестве начального и граничного условий для W_k аналогично [7] возьмем спектр тепловых ленгмюровских флуктуаций [6], но с учетом затухания волн на тепловых электронах. Для решения данной задачи мы использовали метод суммарной аппроксимации [8].

Результаты расчетов при $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_b = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10^6 \text{ K}$, $v_o = 10^{10} \text{ см/с}$, $\sigma = 0.07 \cdot v_o$, $x_0 = 10^2 \text{ см}$, $t_0 = 10^{-3} \text{ с}$, $L = 10^7 \text{ см}$ представлены на рисунках 1 и 2. На рис. 1 представлены результаты расчетов функции f в различные моменты времени на различных расстояниях от места их ускорения во вспышечной плазме. Из рис. 1а–с видно, что максимальное значение f практически не меняется до $x \sim 10^6 \text{ см}$, а её релаксация происходит при взаимодействии с ленгмюровскими волнами. При этом происходит возбуждение волн от их фонового значения (рис. 2а–с). По мере уменьшения функции распределения электронов происходит и уменьшение плотности энергии ленгмюровских волн (кривые 6–8 на рис. 2b, c) и перехода их значения к фоновому уровню. На больших расстояниях происходит уменьшение величины f (рис. 1d) и спектральной плотности энергии волн (рис. 2d).

Рис. 1. Функция распределения электронов f на различных расстояниях x от места ускорения в различные моменты времени t .

Рис. 2. Спектральная плотность энергии ленгмюровских волн W_k на различных расстояниях x от места ускорения в различные моменты времени t .

На рис. 3а показаны значения функции f при $x = 10^6$ см для различных скоростей. Этот рисунок иллюстрирует распространение быстрых электронов вдоль вспывочной петли. На рис. 3б приведена полная плотность энергии ленгмюровских волн. Видно, что можно выделить две области во вспывочной плазме. При $x < 10^7$ см происходит генерация ленгмюровских волн в результате развития пучковой неустойчивости быстрых электронов с первоначальной функцией распределения пучкового вида. Эта стадия проходит достаточно быстро, за время $t \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ с (рис. 1с). На расстояниях, превышающих $x = 10^7$ см, начинает проявляться влияние кулоновских столкновений и начинает образовываться участок с положительной производной по скорости на функции распределения электронов (см. также [3]) и вновь начинает происходить возбуждение плазменных волн. При $t > 2 \cdot 10^{-2}$ с (рис. 1д) происходит релаксация функции распределения f из-за кулоновских столкновений, происходит её максвеллизация, а полная плотность энергии ленгмюровских волн приближается к фоновым значениям (рис. 3б).

Рис. 3. (а) – значение функции распределения быстрых электронов при $x = 10^6$ см для различных скоростей; (б) – распределение полной плотности энергии ленгмюровских волн вдоль координаты x для различных моментов времени t .

Литература

1. Kudryavtsev I.V. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2019, V.59, P. 838.
2. Dmitriev P.B. et al. // Solar System Research, 2006, V. 40(2), P.142.
3. Zheleznyakov V.V., Zaitsev V.V. // Soviet Astronomy, 1970, V.14, P.47.
4. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы – М.: Атомиздат, 1970. – 424 с.
5. Melrose D.B. Instabilities in space and laboratory plasmas – Cambridge University press, 1986, 280 p.
6. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика – М.: Наука, 1972. – 394 с.
7. Vatagin P.V. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2012, V.52, P. 1015.
8. Самарский А.А. Теория разностных схем – М.: Наука, 1989. – 616 с.