МИКРОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛИ ПРИ НАЛИЧИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВИСТЛЕРОВ

Филатов Л.В.¹, Мельников В.Ф.²

¹*Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет,
Нижний Новгород, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

MICROWAVE RADIATION OF A FLARE LOOP IN THE PRESENCE OF WHISTLER TURBULENCE

Filatov L.V.¹, Melnikov V.F.²

¹*Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering,
Nizhny Novgorod, Russia*

²*Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia*

In this paper, self-consistent interactions of fast electrons with the whistler turbulence in the corona plasma is investigated, when the particles not only scatter on the Whistler turbulence, but also change the turbulence itself through the mechanism of resonance interaction. Microwave radiation of fast electrons under turbulence conditions is considered.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-419-422

Микроволновое излучение активной области солнечной короны формируется быстрыми электронами, инжектируемыми во вспышечную петлю из области энерговыделения [1–7]. Характеристики микроволнового излучения определяются величиной магнитного поля, плотностью фоновой плазмы петли и распределением быстрых электронов. Ранее авторами настоящей статьи в работе [8] исследовалось влияние турбулентности на распределение быстрых электронов для случая, когда турбулентность вистлеров в петле была задана и постоянна во времени. Целью же настоящей работы является исследование согласованного взаимодействия быстрых электронов и генерируемой ими вистлеровской турбулентности, когда частицы не только рассеиваются на турбулентности вистлеров, но и через механизм резонансного взаимодействия влияют на интенсивность самой турбулентности.

Описание модели

Рассматривается одномерная модель вспышечной петли в виде симметричной магнитной трубки с неоднородным по длине магнитным полем и плотностью заполняющей ее холодной фоновой плазмы. В вершине петли производится нестационарная инжекция быстрых нетепловых электронов. Начальным источником вистлеров в петле является процесс конверсии БМЗ волн, образующихся в области вспышечного энерговыделения [2]. Начальная плотность энергии волн соответствует спектру Колмогорова

$W_0 \sim k^{-q}$. При продольном распространении волн частота ω и волновое число k в каждой точке петли с координатой s связаны дисперсионным соотношением [2]:

$$\left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_e - \omega)}, \quad \omega_i < \omega < \omega_e < \omega_p,$$

где $\omega_p(s)$ – плазменная частота, $\omega_e(s)$ – гирочастота электронов. Полагая турбулентность слабой [2], будем использовать для описания взаимодействия быстрых электронов с вистлерами квазилинейное приближение [3, 4]. При взаимодействии волна-частица [2] для электронов с энергией $E = \gamma - 1$ ($\gamma^{-2} = 1 - v^2/c^2$) и косинусом pitch-угла μ ($|\mu| \leq 1$) согласно

условию Черенкова-Доплера $\omega - \mu v k = \omega_e / \gamma$ может быть определена резонансная волна с волновым числом k_r , с которой у электрона происходит энергообмен. Такое взаимодействие на циклотронном резонансе может приводить как к затуханию вистлеров, так и к их нарастанию (мазер-эффект [4]). Для исследования этих процессов рассмотрим плотность энергии турбулентности $W(k, s, t)$, которая, согласно геометрическому приближению [2], описывается уравнением [4]:

$$\dot{W} = \frac{\partial W}{\partial t} + v_g \frac{\partial W}{\partial s} = 2\eta W.$$

Здесь v_g групповая скорость пакета продольных волн. Инкремент затухания η определяется мощностью излучения G_k вистлеров и анизотропией функции распределения быстрых электронов $f(E, \mu, s, t)$ [3, 4]:

$$\eta(k, s, t) = \frac{4\pi^4}{m_e} \int G_k 2v \left\{ \frac{\partial f}{\partial E} + \frac{1}{\mu \beta^2 \gamma^3} \left(\frac{\omega_e}{\omega} - 1 + \mu^2 \right) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right\}_{\mu=\mu_r} dE, \text{ где}$$

$$G_k = \frac{e^2}{4\pi c^2} \frac{\omega \cdot v_g}{k} v^2 (1 - \mu_r^2), \quad v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad \gamma = 1 / \sqrt{1 - (v/c)^2}, \quad \mu_r = \frac{\omega - \omega_e / \gamma}{k_r \cdot v}.$$

Кинетика и рассеяние быстрых электронов в ловушке на турбулентности вистлеров, в рамках квазилинейной теории, описывается уравнением Фоккера-Планка [5] для функции распределения $f(E, \mu, s, t)$, где коэффициент диффузии на турбулентности вистлеров вычисляется как [6]:

$$D_{\mu\mu}^W = \frac{\pi \omega_e}{2B^2} (1 - \mu^2) \sum_r k_r W(k_r).$$

Инжекция быстрых электронов в петлю задается функцией инъекции $S(E, \mu, s, t)$ со степенным энергетическим спектром и гауссовым спектром по остальным независимым координатам.

Результаты моделирования и обсуждение

При отсутствии воздействия быстрых электронов на вистлеры с изначально заданной спектральной мощностью W_0 в [8] нами было показано, что при определенном уровне мощности вистлеровская турбулентность эффективно рассеивает быстрые электроны в конус потерь. Наиболее эффективно рассеиваются высокоэнергичные электроны с энергией более 100 кэВ, которые, кстати, очень слабо рассеиваются на частицах фоновой плазмы из-за кулоновского взаимодействия. Особенностью динамики микроволнового излучения при этом является постепенное укрупнение наклонного частотного спектра в оптически тонкой области ($f > f_{peak}$).

При учете взаимного влияния вистлеров и быстрых электронов, динамика изменения плотности $W(\omega, s, t)$ определяется знаком и величиной инкремента затухания. Анализ инкремента $\eta(\omega, s, t)$ показывает, что его знак определяется наклоном степенного энергетического спектра (всегда отрицательным) и степенью поперечной анизотропии питч-углового распределения резонансных электронов. При существенной анизотропии знак инкремента может стать положительным. Последнее обстоятельство говорит о возможности не только затухания вистлеровской турбулентности, но и её нарастания (генерации). Подробнее об условиях затухания и генерации вистлеров можно найти в статье [9] данного сборника.

Рис. 1.

На рис. 1 приведены рассчитанные в центре петли (точка LT) частотные профили плотности энергии W вистлеров и инкремента ее нарастания для случая изотропной питч-угловой инжекции электронов ($\mu_1 = \infty$) и с показателем наклона энергетического спектра $\delta = -3.6$. Приведены также значения коэффициента питч-угловой диффузии D электронов на вистле-

рах. Как видно из рисунка, для принятых параметров наблюдается отрицательные значения инкремента и соответствующее этому сильное затухание турбулентности вистлеров из-за её поглощения нетепловыми электронами. В итоге инжектированные электроны рассеиваются в конус потерь магнитной ловушки очень слабо, а интенсивность микроволнового излучения $F(\Omega, s, t)$ держится на постоянном уровне.

Рис. 2.

Рассмотрим теперь случай, когда электроны инжектируются в ловушку с относительно большой начальной поперечной анизотропией (с шириной $\mu_1 = 0.2$). Как видим на рис. 2, картина изменяется, наблюдается генерация вистлеров высоких частот и рассеяние быстрых электронов на них. Соответственно, интенсивность микроволнового излучения в этом случае заметно уменьшается на фазе спада инжекции электронов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-02-00856, 17-52-80064 и Программы ПРАН.

Литература

1. Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы солнца и звезд. – М.: Наука, 2018, – 392 с.
2. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. – М.: Наука, 1972, – 440 с.
3. Melrose D.B. // Solar Physics, 1974, V. 37, № 4, P. 353-365.
4. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфеновские мазеры, ИПФАН, 1986, – 190 с.
5. Hamilton R.J., Petrosian V. // Astrophys.J., 1992, V. 398, № 10, P. 350-358.
6. Minoshima T., Masuda S., Miyoshi Y., Kusano K. // ApJ. 2011, V. 732, № 10. P. 1-7.
7. Stepanov A.V., Tsap Y.T. // Solar Physics, 2002, V. 211, P. 135-154.
8. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2017, V. 57, № 8, P. 1001-1008.
9. Мельников В.Ф., Филатов Л.В. / Труды по ССЗФ-2019, ГАО РАН, СПб, 2019.