

УДК 523.98

А. В. Степанов<sup>1</sup>, Ю. Т. Цап<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Головна астрономічна обсерваторія РАН, Санкт-Петербург, Росія

<sup>2</sup>НДІ «Кримська астрофізична обсерваторія», с. Наукове, Крим

## Сравнительный анализ конусных неустойчивостей в коронах Солнца и звезд

---

У наближенні «холодної» фонові плазми розглядається збудження анізотропними електронами електромагнітних і електростатичних хвиль. Показано, що в коронах Сонця і зірок найефективніше збуджуються свисти. Результати роботи можна використати для діагностики спалахової плазми.

---

### ВВЕДЕНИЕ

При интерпретации многих нетепловых вспышечных явлений, наблюдаемых в коронах Солнца и некоторых звезд, довольно часто привлекается модель коронального пробкотрона [3, 5]. Суть ее состоит в том, что вспышечная петля представляется в виде магнитной ловушки, в которую «впрыскиваются» нетепловые электроны. Часть частиц, у которых угол  $\alpha$  между направлением магнитного поля  $\mathbf{B}$  и вектором скорости  $\mathbf{v}$  (питч-угол) больше некоторого критического значения  $\alpha_0$ , становится «захваченной». Частицы с  $\alpha < \alpha_0$  покидают магнитную ловушку и попадают в плотные слои атмосферы, где полностью теряют свою энергию из-за столкновений. В результате распределение энергичных электронов, заполняющих ловушку, становится анизотропным, что может привести к раскачке различных колебаний и волн, вызывающих диффузию захваченных частиц в конус потерь [5]. Если плазменная частота  $\omega_e$  превышает гирочастоту электронов  $\omega_c$ , то в условиях корон Солнца и звезд наиболее эффективно возбуждаются свисты и электростатические волны [4]. Между тем вопрос о том, какие моды определяют диффузию как нерелятивистских, так и особенно релятивистских частиц по-прежнему остается до конца не выясненным.

Сравнительно недавно благодаря микроволновым наблюдениям, выполненным с высоким пространственным разрешением ( $< 10''$ ) на радиогелиографе Nobeyama (17 и 34 ГГц), впервые удалось обнару-

жить распространение фронта энергичных электронов вдоль вспышечной петли [6]. Скорость продвижения фронта оказалась приблизительно в 30 раз меньше скорости света  $c$ . Поскольку высокочастотное микроволновое излучение солнечных вспышек определяется электронами релятивистских энергий, то возникает вопрос о природе столь необычного явления.

Наиболее аргументированной представляется гипотеза, в соответствии с которой за низкую скорость фронта энергичных электронов ответственны плазменные колебания и волны [6]. Они способны вызвать эффективное рассеяние частиц, которое будет препятствовать их свободному распространению вдоль магнитного поля. Это предполагает необходимость детального исследования инкрементов кинетических неустойчивостей для различных плазменных мод, возбуждаемых неравновесными электронами.

Цель представленной работы — провести сравнительный анализ инкрементов, связанных с возбуждением свистов и электростатических волн анизотропными электронами различных энергий в корональных арках.

### ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

Исходный вид функции распределения энергичных электронов задавался в виде

$$f(p, \alpha) = Dp^{-\beta}\theta(\alpha - \alpha_0), \quad (1)$$

где  $\theta(\alpha)$  — функция Хэвисайда. Основное достоинство данного распределения состоит в том, что оно позволяет существенно расширить рамки применимости аналитических методов исследования даже в том случае, когда импульс электронов  $p$  ограничен снизу некоторой предельной величиной  $p_{\min}$ .

При проведении расчетов инкрементов, связанных с возбуждением свистов и электростатических волн, за основу брались соотношения, полученные в приближении «холодной» фоновой плазмы:

$$\Gamma_w = A_w \sum_{l=\pm 1} \int_0^{\pi} \int_{p_{\min}}^{\infty} \frac{\hat{K}_w f}{\tilde{m}^2} \delta \left( \omega - l\tilde{\omega}_c - \frac{kp \cos \alpha}{\tilde{m}} \right) p^3 \sin^2 \alpha dp d\alpha \quad (2)$$

$$\Gamma_p = A_p \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \int_0^{\pi} \int_{p_{\min}}^{\infty} \hat{K}_p f \delta \left( \omega - l\tilde{\omega}_c - \frac{kp \cos \varphi \cos \alpha}{\tilde{m}} \right) J_1^2 \left( \frac{kp \sin \varphi \sin \alpha}{\tilde{m} \tilde{\omega}_c} \right) p dp d\alpha. \quad (3)$$

Здесь  $\varphi$  — угол между направлением магнитного поля и волновым вектором,  $\tilde{m} = \sqrt{m^2 + (p/c)^2}$ ,  $\tilde{\omega}_c = eB/(\tilde{m}c)$  — соответственно релятивистская масса и гирочастота электрона,

$$A_w = 4\pi^3 e^2 \left( 2N^2 \omega + \frac{\omega_e^2 (2\omega - \omega_c)}{(\omega - \omega_c)^2} \right)^{-1},$$

$$N^2 = 1 + \frac{\omega_e^2}{\omega(\omega_c - \omega)},$$

$$A_p = \frac{4\pi^3 e^2}{k^2 \omega_e^2} \left( \frac{\omega}{(\omega^2 - \omega_c^2)^2} \cos^2 \varphi + \frac{\sin^2 \varphi}{\omega^3} \right)^{-1}, \quad (4)$$

$$\hat{K}_w = \left( \frac{\tilde{m}\omega}{p} \cos \alpha - k \right) \frac{\partial}{\partial \alpha} + \tilde{m} \omega \sin \alpha \frac{\partial}{\partial p},$$

$$\hat{K}_p = \left( \frac{\tilde{m}\omega}{p} \cos \alpha - k \cos \varphi \right) \frac{\partial}{\partial \alpha} + \tilde{m} \omega \sin \alpha \frac{\partial}{\partial p}.$$

Также заметим, что при получении формулы (2) учитывались только продольные электромагнитные волны ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$ ).

В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением двух предельных случаев нерелятивистских,  $((mc)^2 \gg p^2)$ , и релятивистских  $((mc)^2 \ll p^2)$  электронов. При этом из условия резонанса

$$\omega - l\tilde{\omega}_c - kv \cos \varphi \cos \alpha = 0,$$

следует, что в нерелятивистском случае можно пренебречь релятивистскими поправками, если

$$\cos \varphi \cos \alpha \gg \frac{l\omega_c v}{2kc^2}.$$

В свою очередь, релятивистское приближение предполагает  $\tilde{m} = \sqrt{m^2 + (p/c)^2} \approx p/c$  и  $\gamma^2 =$

$= 1/(1 - v^2/c^2) \gg 2$ . Для  $\gamma = 3$  кинетическая энергия  $E = (\gamma - 1)mc^2 \approx 1$  МэВ соответствует электронам, которые дают основной вклад в высокочастотное гиротронное излучение солнечных и звездных вспышек [2].

#### НЕРЕЛЯТИВИСТСКИЙ СЛУЧАЙ

Если считать частоту свистов  $\omega \ll \omega_c$ , а также пренебречь аномальным эффектом Доплера ( $l = -1$ ), то из (1), (2) и (4) получим

$$\Gamma_w^n \approx -A_w^0 D \frac{k}{|k|} \frac{\sin^2 \alpha_0}{|\cos \alpha_0|} v_0^{1-\beta} \Bigg|_{v_0 = \left| \frac{\omega_c}{k \cos \alpha_0} \right|},$$

$$A_w^0 = \frac{4\pi^3 e^2 \omega_c}{m \omega_e^2}. \quad (5)$$

Как видно из уравнения (5), раскачиваться могут только такие волны, у которых  $\cos \varphi < 0$ , и в силу условия резонанса за их генерацию должны быть ответственны частицы с  $\cos \alpha > 0$ .

Предположим, что разница между плазменной частотой и гирочастотой электронов не слишком велика ( $\omega_e/\omega_c < 3 \dots 5$ ), а показатель спектра  $\beta \gg 1$ . В этом случае значение инкремента (3) будет определяться членом ряда, у которого величина расстройки  $|\omega - l\omega_c|$  окажется минимальной. Тогда, как нетрудно показать, из (1) и (3) следует

$$\Gamma_p^n \approx \frac{A_p^0 D}{|\cos \alpha_0|} J_1^2 \left( \frac{kv \sin \varphi \sin \alpha_0}{\omega_c} \right) v_0^{1-\beta} \Bigg|_{v_0 = \left| \frac{\omega - l\omega_c}{k \cos \varphi \cos \alpha_0} \right|}. \quad (6)$$

Когда  $\omega_e^2 \gg \omega_c^2$ , дисперсионные уравнения для электростатических волн верхнегибридной и нижнегибридной частоты соответственно принимают вид

$$\omega_{uh} = \omega_e + \frac{\omega_c^2}{2\omega_e} \sin^2 \varphi, \quad \omega_{lh} = \omega_c \cos \varphi,$$

откуда с учетом (4) находим

$$A_{uh}^0 = \frac{4\pi^3 e^2 \omega_e}{mk^2}, \quad A_{lh}^0 = \frac{4\pi^3 e^2 \omega_c^2}{mk^2} \cos \varphi. \quad (7)$$

Полагая для электростатических волн  $k \sim 3\omega_e/c$  [6], согласно (5)–(7) получим

$$\frac{\Gamma_{uh}^n}{\Gamma_{lh}^n} \sim \left( \frac{\omega_e}{\omega_c} \right)^3 \frac{1}{\cos \varphi}, \quad (8)$$

$$\frac{\Gamma_{uh}^n}{\Gamma_{lh}^n} \sim 10 \left( \frac{v_0}{c} \right)^2 \frac{\omega_c}{\omega_e} \frac{\sin^2 \alpha_0}{J_1^2 \left( 3 \frac{\omega_e v}{\omega_c c} \sin \varphi \sin \alpha_0 \right)}. \quad (9)$$

Из уравнения (8) следует, что верхнегибридные

волны возбуждаются значительно эффективней нижегибридных, поскольку  $\omega_e^2 \gg \omega_c^2$ . В свою очередь, положив  $v/c \approx 0.3$ ,  $\omega_e/\omega_c \approx 3$ ,  $\alpha_0 \approx 20^\circ$ ,  $l = 3$ , из (9) находим  $\Gamma_w^n/\Gamma_{uh}^n \sim 10$ , что свидетельствует о преобладании инкремента свистов.

### РЕЛЯТИВИСТСКИЙ СЛУЧАЙ

Для высокоэнергичных электронов,  $p^2 \gg (mc)^2$ , уравнения (2) и (3) сводятся к виду

$$\Gamma_w^r = A_w m c^2 \sum_{l=\pm 1} \int_0^\pi \int_{p_{\min}}^\infty \hat{K}_w f \delta(p(\omega - kpc \cos \alpha) - leB) p^2 \sin^2 \alpha dp d\alpha, \quad (10)$$

$$\Gamma_p^r = A_p \frac{m}{c} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \int_0^\pi \int_{p_{\min}}^\infty \hat{K}_p f \delta[p(\omega - kpc \cos \alpha) - leB] J_l^2 \left( \frac{kpc \sin \phi \sin \alpha}{eB} \right) p^2 dp d\alpha. \quad (11)$$

Подставляя (1) в (10) и (11) и поступая так же, как и в предыдущем разделе, после простых, но громоздких преобразований получим

$$\Gamma_w^r \approx A_w^0 D m c \sin^2 \alpha_0 p_0^{2-\beta} \Big|_{p_0 = \left| \frac{eB}{\omega - kcc \cos \alpha_0} \right|}, \quad (12)$$

$$\Gamma_p^r \approx A_p^0 D \frac{m}{c} J_l^2 \left( \frac{kpc \sin \phi \sin \alpha_0}{eB} \right) p_0^{2-\beta} \Big|_{p_0 = \left| \frac{leB}{\omega - kcc \cos \phi \cos \alpha_0} \right|}. \quad (13)$$

Принимая во внимание (5), (7), (12) и (13), нетрудно заключить, что в релятивистском случае, как и в нерелятивистском, вышегибридные моды возбуждаются более эффективно, чем нижегибридные, причем

$$\frac{\Gamma_w^r}{\Gamma_{uh}^r} \propto 10 \frac{\omega_c}{\omega_e} \frac{\sin^2 \alpha_0}{J_l^2 \left( 3 \frac{\omega_e}{\omega_c} \sin \phi \sin \alpha_0 \right)}. \quad (14)$$

Уравнения (9) и (14) предполагают следующие соотношения между инкрементами для нерелятивистских и релятивистских электронов

$$\frac{\Gamma_w^r}{\Gamma_{uh}^r} \Big/ \frac{\Gamma_w^n}{\Gamma_{uh}^n} \sim \left( \frac{c}{v_0} \right)^2. \quad (15)$$

Как следует из уравнения (15), в релятивистском случае роль свистов в диффузии энергичных электронов становится еще более существенной.

### ВЫВОДЫ

В представленной работе мы провели сравнительный анализ инкрементов кинетических неустойчивостей, связанных с возбуждением свистов и электростатических мод анизотропными электронами. Применительно к коронам Солнца и звезд нами были получены следующие основные результаты.

1. Как в релятивистском, так нерелятивистском случае наиболее эффективно возбуждаются свисты.

2. Значения инкрементов для вышегибридных волн превышают соответствующие значения инкрементов для нижегибридных.

3. Скорость раскачки свистов в релятивистском случае больше, чем в нерелятивистском приблизительно в  $(c/v_0)^2$  раз.

Отметим, что если диффузия анизотропных релятивистских электронов определяется свистами, то они будут распространяться в корональных арках со скоростью, близкой к альфвеновской. Следовательно, результаты данной работы могут быть использованы для диагностики вспышечной плазмы.

Работа поддержана грантом ИНТАС № 00-543 и частично грантом РФФИ № 03-02-17218.

1. Пытович В. Н. Теория турбулентной плазмы. — М.: Атомиздат, 1971.—423 с.
2. Bastian T. S. Solar physics with radio observations // Proc. of the Nobeyama Symp. / Eds T. Bastian, N. Gopalswamy, K. Shibasaki. — Kiyosato, Japan, 1998.—P. 211—221.
3. Melrose D. B., Brown J. C. Precipitation in trap models for solar hard X-ray bursts // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1976.—176, N 1.—P. 15—30.
4. Sharma R. R., Vlahos L. Comparative study of the loss cone-driven instabilities in the low solar corona // Astrophys. J.—1984.—280, N 1.—P. 405—415.
5. Stepanov A. V., Tsap Yu. T. Electron-whistler interaction in coronal loops and radiation signatures // Solar Phys.—2002.—211, N 1.—P. 135—154.
6. Yokoyama T., Nakajima H., Shibasaki K., et al. Microwave observations of the rapid propagation of nonthermal sources in a solar flare by the Nobeyama Radioheliograph // Astrophys. J.—2002.—576, N 1.—P. L87—L90.

### COMPARATIVE ANALYSIS OF LOSS-CONE INSTABILITIES IN THE CORONAE OF THE SUN AND STARS

A. V. Stepanov, Yu. T. Tsap

In a cold plasma approximation the excitation of electromagnetic and electrostatic waves by anisotropic electrons is considered. It is shown that whistlers are excited in the coronae of the Sun and stars most effectively. Results of this work may be used for the flare plasma diagnostics.