

УДК 524.3-6

## ПЛАЗМЕННЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ, ГЕНЕРИРУЕМЫЕ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ В ПРЕДФРОНТЕ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

© 2019 г. А. М. Быков<sup>1,2,\*</sup>, С. М. Осипов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого”, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: byk@astro.ioffe.ru

Поступила в редакцию 10.10.2018 г.

После доработки 20.02.2019 г.

Принята к публикации 26.04.2019 г.

Неравновесные распределения космических лучей (КЛ), ускоренных по механизму Ферми в предфронте ударной волны, формируются за счет рассеяния на флуктуациях магнитного поля. Кинетическая энергия ударной волны передается КЛ, которые в свою очередь усиливают магнитную турбулентность. Рассмотрена коротковолновая плазменная неустойчивость в предфронте бесстолкновительной ударной волны, вызванная взаимодействием плазмы с космическими лучами.

DOI: 10.1134/S0367676519080118

### ВВЕДЕНИЕ

Ускорение космических лучей (КЛ) сильными ударными волнами (УВ) сопровождается существенным усилением магнитной турбулентности. Наиболее эффективные механизмы усиления магнитного поля связаны с потоковой неустойчивостью КЛ, акустической неустойчивостью Друри и Фалле и нерезонансной токовой неустойчивостью Белла (см. обзоры [1–3]). Предполагается, что акустическая неустойчивость связана с наличием градиента давления ускоренных частиц в предфронте УВ и возмущением давления КЛ, а коротковолновая неустойчивость Белла связана с током ускоренных частиц относительно фоновой плазмы в предфронте [4, 5]. Распределение КЛ формируется в предфронте УВ при их ускорении, описываемом механизмом Ферми, за счет рассеяния на движущихся флуктуациях магнитного поля. В процессе ускорения в предфронте УВ формируется неравновесное распределение ускоренных частиц, обладающее током относительно фоновой плазмы и градиентом давления, которые связаны друг с другом.

В данной работе мы на основе уравнений, описывающих поведение КЛ и фоновой плазмы в предфронте бесстолкновительной УВ (полученных в работе [6]), исследуем рост коротковолновых возмущений на фоне крупномасштабного состояния системы, состоящей из ускоренных частиц и фоновой плазмы, формирующегося в

процессе рассеяния частиц и их ускорения в предфронте УВ. Особенность данного рассмотрения заключается в согласованном учете и градиента давления КЛ, и их тока. Найдены показатели роста новых растущих мод.

### ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ КОРТОКОВОЛНОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Рассмотрим систему уравнений, описывающую плазму в предфронте бесстолкновительной ударной волны, состоящую из холодных фоновых протонов и электронов, а также частиц, ускоренных до высоких энергий. Плазма в целом предполагается квазинейтральной. Для описания динамики плазмы в предфронте используем уравнения, полученные в работе [6]

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \vec{u} \right) = -\nabla p_g + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} - \frac{1}{c} (\vec{j}^{cr} - en_{cr} \vec{u}) \times \vec{B} - \int \vec{p} I[f] d^3 p, \quad (1)$$

$$\frac{\partial P_\alpha}{\partial t} + \nabla_\alpha p_{cr} + \nabla_\beta \Pi_{\alpha\beta} = \left[ \frac{1}{c} (\vec{j}_{cr} - en_{cr} \vec{u}) \times \vec{B} + \int \vec{p} I[f] d^3 p \right]_\alpha. \quad (2)$$

Здесь  $\rho$ ,  $\vec{u}$ ,  $p_g$  — плотность, скорость и давление фоновой плазмы соответственно,  $\vec{B}$  — индукция

магнитного поля,  $c$  – скорость света,  $\bar{p}, f, e, n_{cr}, \bar{j}_{cr}, p_{cr}, \bar{P}, \Pi_{\alpha\beta}$  – импульс, усредненная функция распределения, электрический заряд, плотность, электрический ток, давление, плотность потока импульса и тензор натяжений ускоренных частиц соответственно,  $I[f]$  – стохастический интеграл столкновений. При этом концентрация КЛ много меньше, чем фоновой плазмы.

Следуя работе [6], для описания рассеяния КЛ используем модельный интеграл столкновений в системе покоя фоновой плазмы, имеющий вид

$$I[f] = -\chi(f - f_{iso}), \quad (3)$$

где  $f_{iso}$  – изотропная часть функции распределения ускоренных частиц,  $\chi$  – частота столкновений. Рассматриваем возмущение индукции магнитного поля  $\delta\bar{b}$  на фоне постоянного магнитного поля  $\bar{B}_0$ . Также мы предполагаем, что  $\chi = a\Omega$ , где  $\Omega = \frac{ecB_0}{\varepsilon}$ ,  $a$  – постоянный параметр,  $\varepsilon$  – энергия ускоренной частицы. Используя выражение (3), получим

$$\int \bar{p} I[f] d^3 p = -\frac{aB_0}{c} \bar{j}^{cr}, \quad (4)$$

в правых частях выражений (1) и (2).

Далее анализ роста возмущений проводим в коротковолновом пределе, по аналогии с работой [5]. В рассматриваемом пределе, когда длина волны возмущения много меньше длины свободного пробега ускоренной частицы  $\frac{kv}{\chi} \gg 1$ , и ее гирорадиуса  $\frac{kv}{\Omega} \gg 1$ , отклик функции распределения на возмущение магнитного поля мал (см. [5, 7]) и им можно пренебречь. Здесь  $v$  – модуль скорости ускоренной частицы,  $k$  – модуль волнового вектора возмущения. Поэтому можно пренебречь возмущением тока ускоренных частиц и интегралом столкновений для возмущений в уравнении (1), при этом невозмущенные вклады от ускоренных частиц учтены.

Запишем соотношение для невозмущенного состояния на основе уравнения (2) в системе покоя фоновой плазмы в виде

$$\nabla p_{cr0} = \frac{1}{c} \bar{j}_0^{cr} \times \bar{B}_0 + \int \bar{p} I[f_0] d^3 p, \quad (5)$$

где  $p_{cr0}, \bar{j}_0^{cr}, f_0$  – невозмущенные давление, электрический ток и функция распределения ускоренных частиц в системе покоя невозмущенной фоновой плазмы соответственно.

На основе выражений (1) и (5) получаем уравнение движения фоновой плазмы для малых воз-

мущений в коротковолновой области в системе покоя невозмущенной фоновой плазмы

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta\bar{u}}{\partial t} = & -\frac{1}{\rho_0} \nabla \delta p_g + \frac{1}{4\pi\rho_0} (\nabla \times \delta\bar{b}) \times \\ & \times \bar{B}_0 - \frac{1}{c\rho_0} \bar{j}_0^{cr} \times \delta\bar{b} + \frac{\delta\rho}{\rho_0^2} \nabla p_{cr0}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь величины, содержащиеся в обозначении  $\delta$ , соответствуют малым возмущениям на фоне невозмущенного состояния системы. Пренебрегаем градиентами невозмущенных величин, кроме

слагаемого  $\frac{\delta\rho}{\rho_0^2} \nabla p_{cr0}$  в уравнении (6). Заметим, что

в работе [5] вместо слагаемого  $\frac{\delta\rho}{\rho_0^2} \nabla p_{cr0}$  в уравнении (6) входила плотность силы  $\frac{\delta\rho}{\rho_0} \bar{j}_0^{cr} \times \bar{B}_0$ .

Далее из уравнения (6), уравнений неразрывности для фоновой плазмы и вмороженности магнитного поля в фоновую плазму, рассматривая возмущения в виде плоских волн, находим дисперсионное соотношение для усиливающихся мод в предфронте ударной волны. Соотношения между невозмущенными электрическим током и градиентом давления ускоренных частиц получим из уравнения (5).

Приведем частные случаи геометрии системы и направлений волнового вектора мод:

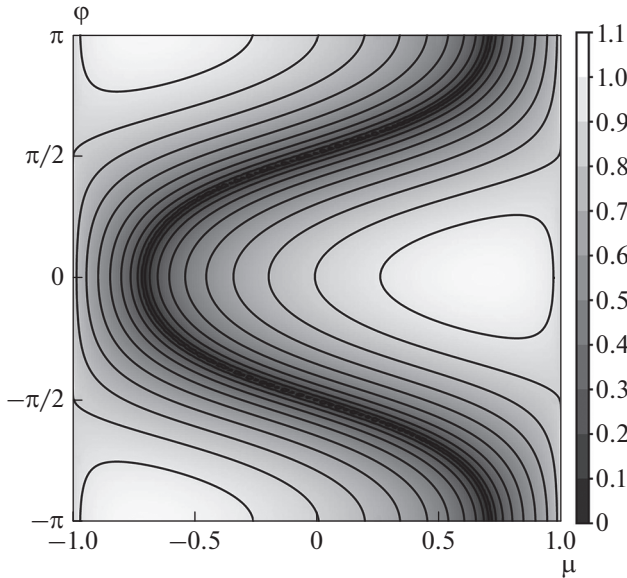
а) В продольной ударной волне орт  $\bar{e}_x$  совпадает с направлением нормали к фронту ударной волны и направлением невозмущенного магнитного поля  $\bar{B}_0$ . В данной геометрии в соответствии с (5) имеем  $\nabla p_{cr0} = -\frac{aB_0}{c} \bar{j}_0^{cr} \bar{e}_x, \bar{j}_0^{cr} = \bar{j}_0^{cr} \bar{e}_x$ . В случае продольного распространения, когда волновой вектор  $\vec{k}$  параллелен вектору  $\bar{B}_0$ , имеем дисперсионные соотношения

$$\omega^2 = v_a^2 k^2 - v_a^2 k_0 k, \quad (7)$$

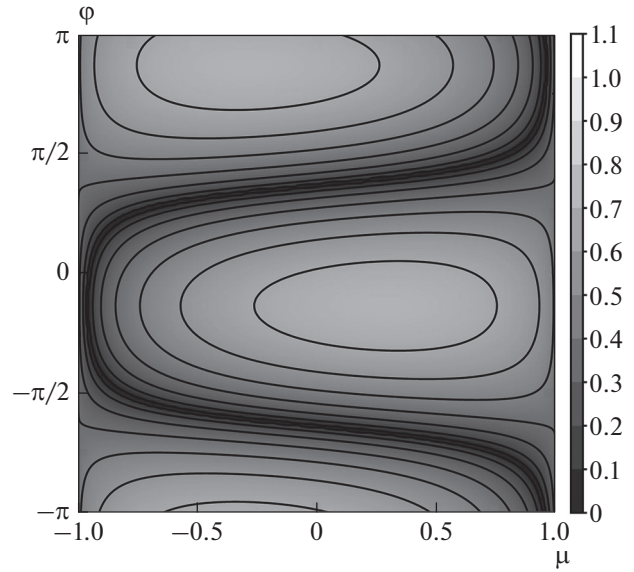
$$\omega^2 = v_s^2 k^2 - iav_s^2 k_0 k, \quad (8)$$

где  $v_a = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}$ ,  $v_s$  – скорость звука в фоновой

плазме,  $k_0 = \frac{4\pi j_{0x}^{cr}}{cB_0}$ . В предфронте ударной волны ток ускоренных частиц относительно фоновой плазмы, направленный вдоль нормали к фронту  $j_{0x}^{cr} \approx en_{cr} u_{sh}$ , где  $u_{sh}$  – скорость ударной волны относительно фоновой плазмы. Дисперсионное соотношение (7) совпадает с результатом работ [4, 5], а моды из дисперсионного соотношения (8) связаны с градиентом давления ускоренных частиц.



**Рис. 1.** Зависимость показателя роста моды от направления волнового вектора в единицах  $v_a\sqrt{k_0k}$ . При параметрах:  $a = 1$ ,  $\psi = \frac{\pi}{4}$ . Данная мода эквивалентна моде, полученной в работе [5]. Здесь  $k_x = k\sqrt{1-\mu^2}\cos\varphi$ ,  $k_y = k\sqrt{1-\mu^2}\sin\varphi$ ,  $k_z = k\mu$ .



**Рис. 2.** Зависимость показателя роста моды от направления волнового вектора в единицах  $v_a\sqrt{k_0k}$ . При параметрах:  $a = 1$ ,  $\psi = \frac{\pi}{4}$ . Данная мода отсутствует в случае задания невозмущенного состояния системы, как в работе [5], где не учитывался градиент давления ускоренных частиц, согласованный с их электрическим током. Здесь  $k_x = k\sqrt{1-\mu^2}\cos\varphi$ ,  $k_y = k\sqrt{1-\mu^2}\sin\varphi$ ,  $k_z = k\mu$ .

б) В поперечной ударной волне орт  $\vec{e}_x$  совпадает с направлением нормали к фронту ударной волны. Вектор  $\vec{B}_0$  направлен вдоль орта  $\vec{e}_z$ . В соответствии с (5) имеем  $\nabla p_{cr0} = -\frac{B_0 j_{0x}^{cr}}{c} \left( a + \frac{1}{a} \right) \vec{e}_x$ ,  $\vec{j}_0^{cr} = j_{0x}^{cr} \left( \vec{e}_x - \frac{1}{a} \vec{e}_y \right)$ . Для различных возможных направлений волнового вектора получим

$$\omega^2 = (v_a^2 + v_s^2)k^2 - iav_a^2k_0k, \text{ при } \vec{k} = k\vec{e}_x, \quad (9)$$

$$\omega^2 = (v_a^2 + v_s^2)k^2 + iv_a^2k_0k, \text{ при } \vec{k} = k\vec{e}_y, \quad (10)$$

$$\omega^2 = \frac{1}{2} \left\{ (v_a^2 + v_s^2)k^2 \pm \sqrt{(v_a^2 - v_s^2)^2 k^4 + 4v_a^4 k_0^2 k^2 \left( 1 + \frac{1}{a^2} \right)} \right\}, \quad (11)$$

при  $\vec{k} = k\vec{e}_z$ .

Заметим, что для невозмущенного состояния системы, рассмотренного в [5], существуют усиливающиеся моды из (11), однако растущие моды из (9) и (10) отсутствуют. Они возникают при учете связи градиента давления КЛ и электрического тока КЛ в условии (5).

в) Для наклонной ударной волны в пределе  $k_0 \gg k$  существует новая растущая мода. На рис. 1

и 2 приведены показатели роста двух растущих мод. Мода на рис. 1 соответствует моде Белла [5], а новая растущая мода показана на рис. 2. Орт  $\vec{e}_x$  здесь направлен по нормали к фронту ударной волны  $\vec{B}_0 = B_0 (\vec{e}_x \cos\psi + \vec{e}_z \sin\psi)$ .

Работа поддержана программой Президиума РАН № 12 (проект Минобрнауки КП19-270). Результаты работы получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра СПбПУ им. Петра Великого ([www.scc.spbstu.ru](http://www.scc.spbstu.ru)).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Blandford R., Eichler D. // Phys. Rep. 1987. V. 154. P. 1.
2. Schure K., Bell A.R., Drury L.O., Bykov A.M. // Space Sci. Rev. 2012. V. 173. P. 491.
3. Markowith A., Bret A., Bykov A. et al. // Rep. Prog. Phys. 2016. V. 79. № 4. Art. № 046901.
4. Bell A.R. // MNRAS. 2004. V. 353. P. 550.
5. Bell A.R. // MNRAS. 2005. V. 358. P. 181.
6. Bykov A.M., Brandenburg A., Malkov M.A. et al. // Space Sci. Rev. 2013. V. 178. № 2–4. P. 201.
7. Bykov A.M., Osipov S.M., Ellison D.C. // MNRAS. 2011. V. 410. P. 39.