

УДК 533.932

О ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ МОЩНОГО НИЗКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ РАЗВИТИЯ ВЗРЫВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В СИСТЕМЕ ПОТОК—НЕИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

С. М. Файнштейн

В статье обсуждается возможность реализации взрывной неустойчивости резонансного триплета продольных волн: ионной ленгмюровской и двух пучковых мод (медленной и быстрой) в системе пучок заряженных частиц—неизотермическая плазма. Приведены оценки для плазмосферы Земли.

ВВЕДЕНИЕ

Известно (см., например, [1–5]), что в неравновесной среде возможна взрывная неустойчивость, которая характеризуется резким ростом амплитуд взаимодействующего триплета волн. Указанная неустойчивость возникает, если волна высшей частоты резонансного триплета имеет отрицательную энергию, а две другие — положительную, и наоборот, две низшие моды имеют отрицательные энергии, а высшая — положительную [5]. Взрывная неустойчивость стабилизируется либо нелинейным сдвигом частоты [2], либо нелинейным затуханием в среде со слабым поглощением и слабой дисперсией [4]. Возможен также стохастический режим стабилизации взрыва [6]. В данной работе рассмотрено резонансное трёхволновое взаимодействие медленной и быстрой пучковых мод с ионной ленгмюровской волной в неизотермической плазме ($T_e \gg T_i$, где T_e и T_i — температуры электронов и ионов плазмы соответственно), пронизываемой слаборелятивистским моноскоростным потоком заряженных частиц [1]. Поскольку волна высшей частоты (медленная пучковая мода) имеет отрицательную энергию, а две другие (быстрая пучковая и ленгмюровская ионная моды) — положительную, то в системе поток—плазма возбуждается взрывная неустойчивость, которая стабилизируется нелинейным сдвигом частоты, связанным с зависимостью массы заряженной движущейся частицы пучка от скорости. Отметим, что полученные результаты весьма полезны для инерционного управляемого термоядерного синтеза [7], а также для создания генераторов, усилителей низкочастотного излучения в лабораторной (газоразрядной, твёрдотельной) плазме [8, 9] и объяснения генерации мощного излучения в атмосферах звёзд, пульсаров и т. д. (см., например, [10, 11]).

1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ, УСЛОВИЯ СИНХРОНИЗМА, УРАВНЕНИЯ ДЛЯ АМПЛИТУД ВОЛН

Пусть слаборелятивистский моноскоростной поток заряженных частиц пронизывает неизотермическую плазму. Плазма с пучком в равновесном состоянии предполагается квазинейтральной, а взаимодействие частиц пучка и ионов плазмы осуществляется через электрическое поле $\mathbf{E}$, параллельное оси x ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{v}_0 \parallel \mathbf{k}_j$, где $\mathbf{v}_0$ — скорость частиц пучка, $\mathbf{k}_j$ — волновой вектор моды, $j = 1; 2; 3$). Считается, что $\omega_{0i} \gg k_1 v_{Ti}$, где ω_{0i} — ленгмюровская частота, v_{Ti} — тепловая скорость ионов, k_1 — волновое число ионной ленгмюровской моды, поэтому затуханием Ландау для ионных мод можно пренебречь и использовать квазигидродинамическое приближение для описания

воздействия релятивистских движущихся заряженных частиц пучка и ионов плазмы [12, 13]:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial E}{\partial x} &= 4\pi (e_s \bar{\rho}_s + e_i \bar{\rho}_i), \\
 \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial t} + \bar{v}_s \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial x} &= \frac{e_s}{M_0 \gamma} (E + c^{-2} \bar{v}_s^2 E), \\
 \frac{\partial}{\partial t} (\gamma \bar{\rho}_s) + \frac{\partial}{\partial x} (\gamma \bar{\rho}_s \bar{v}_s) &= 0, \\
 \frac{\partial \bar{\rho}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho}_i \bar{v}_i) &= 0, \\
 \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \bar{v}_i \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x} &= \frac{e_i}{M_i} E - \frac{v_{Ti}^2}{\rho_i} \frac{\partial \rho_i}{\partial x},
 \end{aligned} \tag{1}$$

где e_s и e_i — заряды движущейся и покоящейся частиц соответственно, M_0 — масса покоя движущейся частицы, M_i — масса покоящейся частицы, $\bar{\rho}_s = N_s + \rho_s$, $\bar{\rho}_i = N_i + \rho_i$, $\bar{v}_s = v_0 + v_s$, $\bar{v}_i = v_i$ — возмущение скорости ионов, равновесное значение которой считается равным нулю, ρ_s , ρ_i , v_s — малые отклонения концентрации частиц пучка, концентрации ионов плазмы и скорости частиц пучка от их равновесных значений N_s , N_i , v_0 соответственно; $\gamma = (1 - \bar{v}_s^2 c^{-2})^{-1/2}$. Линеаризуя (1) для процессов, пропорциональных зависимости $\exp(i\omega t - ikx)$, получим приближённые дисперсионные уравнения для нормальных мод системы:

$$\omega_1 \approx \omega_{0i} (1 + k_1^2 v_{Ti}^2 \omega_{0i}^{-2} / 2) + \delta_1, \tag{2}$$

где $\delta_1 / \omega_{0i} \ll 1$;

$$\omega_2 - k_2 v_0 \approx \omega_{0s} + \delta_2, \quad \omega_3 - k_3 v_0 \approx -\omega_{0s} + \delta_2, \tag{3}$$

где $\omega_{0s}^2 = 4\pi e_s^2 N_s M_0^{-1}$, $\delta_2 \ll \omega_{0s}$. Выражение (2) описывает ионные волны плазмы, (3) — медленную и быструю пучковые моды.

Из анализа (2), (3) следует, что для этих мод выполнены условия синхронизма [14]:

$$\omega_3 \approx \omega_2 + \omega_1, \quad k_3 \approx k_2 + k_1, \tag{4}$$

из которых находим, что

$$k_1 \approx \omega_{0i} v_0^{-1}, \tag{5}$$

где $c_s^2 = \kappa T_e / M_i$, κ — постоянная Больцмана. Затем разложим нелинейные слагаемые в (1) в ряд Тейлора вплоть до кубичных членов по малым отклонениям и, используя стандартную методику [2, 14], получим укороченные уравнения для медленно меняющихся амплитуд волн a_j :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial a_1}{\partial t} + v_{Ti} \frac{\partial a_1}{\partial x} &= \sigma_1 a_3 a_2^* + i a_1 \sum_{m=1}^3 \alpha_{1m} |a_m|^2, \\
 \frac{\partial a_2}{\partial t} + v_0 \frac{\partial a_2}{\partial x} &= \sigma_2 a_3 a_1^* + i a_2 \sum_{m=1}^3 \alpha_{2m} |a_m|^2, \\
 \frac{\partial a_3}{\partial t} + v_0 \frac{\partial a_3}{\partial x} &= \sigma_3 a_1 a_2 + i a_3 \sum_{m=1}^3 \alpha_{3m} |a_m|^2.
 \end{aligned} \tag{6}$$

Электрическое поле каждой моды описывается выражением $E_j = a_j(\mu x, \mu t) \exp(i\omega_j t - ik_j x)$, $j = 1; 2; 3$, $\mu \ll 1$ — малый параметр, введённый для обозначения малых нелинейностей, $\mu \sim \{v_s / v_0$,

$\rho_s/N_s, \rho_i/N_i\}$, индекс * означает комплексное сопряжение. Приближённые выражения для σ_j, α_{mn} имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_1 &\sim -\frac{e_i}{M_0 v_0} \frac{\omega_{0i}^2}{\omega_{0s}^2}, & \sigma_2 &\sim \sigma_3 \sim \frac{-2e_i \omega_{0s}}{M_0 v_0 \gamma_0^4 \omega_{0i}}, & \gamma_0 &= v_{Ti} v_0^{-1}, \\ \alpha_{11} &\sim \frac{4e_i^2 N_s N_i^{-1}}{M_0 c^2 \omega_{0s} \gamma_0^6}, & \alpha_{11} &\gg \alpha_{22} \sim \alpha_{23} \sim \alpha_{32}, & \alpha_{12} &\sim \alpha_{13} \sim \alpha_{21} \sim \alpha_{31}. \end{aligned} \quad (7)$$

Перейдём к новым функциям $u_j = a_j / \sqrt{\sigma_m \sigma_n}$ ($j \neq m \neq n$), тогда при одинаковых начальных условиях для пространственно-однородных решений максимум $u_{1\max}$ функции u_1 имеет вид ¹

$$|u_{1\max}| \sim |\alpha_{11}^{-1}|. \quad (8)$$

2. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как одно из возможных приложений результатов данной работы приведём оценки наблюдаемого низкочастотного излучения [17] внутри каверн плотности в плазмосфере [18]. Поскольку наиболее полно последние результаты как теоретических, так и экспериментальных исследований различных аспектов плазменной гелиогеофизики представлены в монографии [19], для оценок будем использовать приведённые в них данные. Во-первых, в районе минимума магнитопаузы в области каспа проникают протоны солнечного ветра со скоростями $(3 \div 8) \cdot 10^7$ см/с, причём движение частиц близко к радиальному [20]. Параметры фоновой плазмы — концентрация и температуры электронов и ионов — выяснены с помощью спутниковых измерений указанных параметров и наблюдений вистлеров. Отметим, что наиболее сложной задачей является измерение температуры электронов, поэтому скорость ионного звука в рассматриваемой модели может быть наиболее неопределённой. Примем следующие параметры системы поток—неизотермическая плазма: скорость потока протонов $3 \cdot 10^7$ см/с, отношение концентраций частиц пучка и фоновой плазмы 10^{-3} , концентрация частиц плазмы $8 \cdot 10^4$ см⁻³, а её температура 10^6 К (эти данные соответствуют повышению температуры, зарегистрированному на спутнике EXOS-D («Акебон») [21]. Следуя (8), получим, что внутри каверн плотности может генерироваться излучение с частотой порядка 6 кГц и амплитудой 0,1 В/м. Отметим, что, если шумовое поле имеет уровень порядка 4 мкВ/м, то инкремент пучковой неустойчивости много меньше обратного времени «взрыва», а генерируемое низкочастотное излучение соответствует наблюдениям [17]. При развитии «взрыва» часть энергии ионных волн может служить дополнительным источником нагрева фоновой плазмы, о необходимости которого упоминается при построении моделей различных областей плазмосферы, т. к. ионные волны представляет собой колебания тяжёлых частиц основной плазмы (ионов).

Автор признателен А. Г. Литваку за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кадомцев Б. Б., Михайловский А. Б., Тимофеев А. В. // ЖЭТФ. 1964. Т. 7. С. 1266.
2. Вильхемсон Х., Вейланд Я. Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме. М.: Энергоиздат, 1981.

¹ Отметим, что обычная пучковая неустойчивость согласно [15] подавляется сильным высокочастотным полем, возникающим при развитии «взрыва». Кроме того, её можно не учитывать, если обратное время «взрыва» [2] много меньше линейного инкремента неустойчивости [16].

3. Незлин М. В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982.
4. Файнштейн С. М. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 1021.
5. Файнштейн С. М., Чернова Е. А. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109, вып. 3. С. 821.
6. Вышкинд С. Я., Дубинина Е. А., Саковская С. Л., Файнштейн С. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. С. 773.
7. Высокочастотный нагрев плазмы / Под ред. А. Г. Литвака. Горький: ИПФ АН СССР, 1983. С. 409.
8. Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твёрдого тела. М.: Атомиздат, 1973.
9. Вышкинд С. Я., Петров В. В., Файнштейн С. М. // ЖТФ. 1975. Т. 45, вып. 2. С. 214.
10. Железняков В. В. Излучение в астрофизической плазме. М.: Янус-К, 1997.
11. Фомичев В. В., Файнштейн С. М., Чернов Г. П. // Физика плазмы. 2009. Т. 35, № 12. С. 1114.
12. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1988.
14. Цытович В. Н. Нелинейные эффекты в плазме. М.: Наука, 1967.
15. Алиев Ю. М., Силин В. П. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 901.
16. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. М.: Атомиздат, 1970.
17. Green G. L., Reinisch B. W. // Space Sci. Rev. 2003. V. 109. P. 183.
18. Kotova G., Bezrukikh V., Verigin M., Smilauer J. // Earth, Planets and Space. 2004. V. 56. P. 989.
19. Плазменная гелиогеофизика. Т. 1, 2. / Под ред. Л. М. Зеленого, И. С. Веселовского. М.: Физматлит, 2008.
20. Proeess G. W. // Phys. of the Earth's Space Environment. Berlin: Springer, 2004.
21. Balan N., Oyama K. I., Bailey F. J., Abe T. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 15323.

Поступила в редакцию 20 апреля 2010 г.; принята в печать 29 марта 2011 г.

ON THE POSSIBILITY OF GENERATION OF HIGH-POWER LOW-FREQUENCY RADIATION AS A RESULT OF EVOLUTION OF EXPLOSIVE INSTABILITY IN THE FLOW–NONISOTHERMAL PLASMA SYSTEM

S. M. Fainshtein

We discuss the possibility of realization of explosive instability in a resonance triplet of longitudinal waves, specifically, an ion Langmuir mode and two beam modes (slow and fast ones) in the system of a beam of charged particles and nonisothermal plasma. Estimates for the plasmosphere of the Earth are given.