

УДК 524.354.4—726

О ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ
В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРОВ

В. Д. ЕГОРЕНКОВ, Д. Г. ЛОМИНАДЗЕ, П. Г. МАМРАДЗЕ

Поступила 22 марта 1983

Принята к печати 4 августа 1983

Показано, что для принятых в настоящее время моделей релятивистской электронно-позитронной плазмы нижнего слоя магнитосферы пульсаров возможно развитие только «гидродинамических» пучковых неустойчивостей, кинетические неустойчивости продольных колебаний такой плазмы не возникают.

1. *Введение.* Попытки объяснения особенностей радиоизлучения пульсаров развитием неустойчивостей околопульсарной плазмы привели к появлению значительного числа работ, посвященных исследованию спектров колебаний и возможных неустойчивостей релятивистской плазмы [1—10]. В частности, некоторое число работ посвящено исследованию пучковых неустойчивостей потенциальных колебаний релятивистской плазмы, аналогичных известной пучковой неустойчивости нерелятивистской плазмы [2, 6, 7, 9, 11—14]. Возникавшие сомнения о невозможности возбуждения потенциальных колебаний в ультрарелятивистской плазме пучком малой плотности с большим разбросом по энергиям из-за якобы имеющего место сильного черенковского поглощения продольных колебаний с фазовой скоростью $v = \omega/k$, меньшей скорости света ($\omega/k < c$), были устранены в работе [2]. В этой работе было показано, что в такой плазме в действительности существуют слабозатухающие продольные колебания с фазовой скоростью близкой, но несколько меньшей скорости света, которые могут возбуждаться резонансными частицами пучка. Факт существования слабозатухающих медленных ($v_\phi < c$) продольных колебаний в релятивистском газе был установлен задолго до открытия пульсаров в работах [15, 16]. В работе [15] была также дана оценка декремента в ультрарелятивистском случае.

С другой стороны, в ряде работ исследованы неустойчивости в системе релятивистских моноэнергетических пучков применительно к плазме пульсаров [2, 6, 7, 9, 11—14]. Однако непосредственная применимость

этих работ к явлениям плазмы в магнитосфере пульсаров вызывает естественное возражение, так как распределение частиц в плазме пучка вряд ли является моноэнергетическим. Скорее можно ожидать, что функция распределения по продольным импульсам является сильно размазанной, причем типичные значения отношений плотностей пучка n_b к плотности плазмы n_p порядка $n_b/n_p \sim 10^{-3}$, а отношение релятивистского фактора пучка γ_b к релятивистскому фактору плазмы γ_p порядка $\gamma_b/\gamma_p \sim 10^3$ при $\gamma_p \sim 1 + 10$, а $\gamma_b \sim 10^3 \div 10^4$ (данные приведены в системе покоя плазмы) [8, 17—20].

Настоящая работа посвящена выяснению вопроса о том, какие пучковые неустойчивости могут возникать в околопульсарной ультрарелятивистской плазме. В ней показано, что при известных в настоящее время параметрах плазмы магнитосферы пульсаров развитие пучковой неустойчивости может идти только через гидродинамическую стадию, причем пучок может быть размытым. Таким образом картина генерации излучения оказывается качественно аналогичной картине, данной в [17], с тем отличием, что плазму следует считать релятивистской, а пучок — размытым.

2. Для того, чтобы иметь возможность проанализировать приложения результатов теории пучковой неустойчивости в релятивистской плазме к околопульсарной плазме, напомним, следуя работе [2], основные результаты теории пучковой неустойчивости в релятивистской плазме с «одномерной» функцией распределения электронов и позитронов по продольным импульсам (поперечные скорости этих частиц пренебрежимо малы из-за чрезвычайно сильных радиационных потерь в сильном магнитном поле пульсара) [21]. Дисперсионное уравнение продольных колебаний релятивистской плазмы имеет вид

$$1 - \sum_{a=p, b} \omega_a^2 \langle \gamma^{-3} (\omega - kv)^{-2} \rangle = 0, \quad (1)$$

где $\omega_a^2 = \frac{4\pi e^2 n_a}{m}$, γ — релятивистский фактор $\gamma = \left(1 + \frac{p^2}{m^2 c^2}\right)^{1/2}$. Символ $\langle \rangle$ означает усреднение по импульсам частиц $\langle (...) \rangle = \int f_0(p) \times \times (...) \frac{dp}{n}$. $n = \int f_0(p) dp$ — плотность плазмы, $f_0(p)$ — равновесная функция распределения частиц по импульсам (одномерная), $v = c \left(1 + \frac{m^2 c^2}{p^2}\right)^{-1/2}$ — скорость частицы, c — скорость света, индексы p и b обозначают соответственно плазму и пучок.

Для гауссовского распределения частиц пучка

$$f_0(p) = \frac{n_b}{\sqrt{\pi} p_{Tb}} \exp \left[-\frac{(p - p_b)^2}{p_{Tb}^2} \right]$$

имеем

$$\langle \gamma^{-3} (\omega - kv)^{-2} \rangle = \frac{2\gamma_b^3}{k^2 c^2 \gamma_{Tb}^2} [1 + i\sqrt{\pi} x W(x)], \quad (2)$$

где $\gamma_b = P_b/mc$, $\gamma_{Tb} = P_{Tb}/mc$, $x = \frac{(\omega - kv_b) \gamma_b^3}{|k| c \gamma_{Tb}}$, $v_b = c \left(1 + \frac{1}{\gamma_b^2} \right)^{-1/2}$, $W(x)$ — функция Крампа.

В отсутствие пучка из уравнения (1) имеем следующий спектр продольных колебаний:

$$\omega = c[k - \alpha(k - k_0)], \quad (3)$$

где

$$\alpha = \langle \gamma(1 + v/c)^2 \rangle / \langle \gamma^3(1 + v/c)^3 \rangle,$$

$$k_0^2 = \frac{\omega_p^2}{c^2} \langle \gamma(1 + v/c)^2 \rangle,$$

$$\frac{k - k_0}{k} = \frac{\Delta k}{k} \ll 1.$$

Если плотность пучка достаточно мала, то неустойчивость является кинетической. Полагая в этом случае $\omega = \omega(k) + i\Gamma(k)$, где $\Gamma \ll \Delta\omega$, $\Gamma \ll kc\gamma_{Tb}/\gamma_b^3$, $\Delta\omega \equiv \omega(k - k_0)$, получим

$$\frac{\Gamma}{ck} = \frac{\pi}{2} \frac{m^2 c^2}{n_p} \left(\frac{\partial b_0}{\partial p} \gamma^3 \right)_{p=p_{res}} \langle \gamma^{-3}(1 + v/c)^{-3} \rangle \quad (4)$$

или в частном случае гауссовского распределения

$$\Gamma = -\sqrt{\pi} ck_0 \frac{n_b}{n_p} \frac{\gamma_b^3}{\gamma_{Tb}^2} \langle \gamma^{-3}(1 + v/c)^{-3} \rangle x e^{-x^2}. \quad (5)$$

По порядку величин получим

$$\Gamma_{\max} \sim \frac{n_b}{n_p} \frac{\gamma_b^3}{2 \langle \gamma^3 \rangle} \frac{ck_0}{\gamma_{Tb}^2}. \quad (6)$$

Необходимые условия применимости этих выражений для Γ

$$\Gamma \ll \frac{ck\gamma_{Tb}}{\gamma_b^3}, \quad \frac{n_b}{n_p} \frac{\gamma_b^3}{\langle \gamma^3 \rangle \gamma_{Tb}^2} \ll 1$$

имеют вид

$$\frac{n_b}{n_p} \ll \frac{\gamma_{Tb}^3 \langle \gamma^3 \rangle}{\gamma_b^6} \ll 1. \quad (7)$$

Используя приведенные выше оценки для плотностей и релятивистских факторов пучка и плазмы в нижнем слое магнитосферы пульсара, легко видеть, что условие (7) не выполняется. ($n_b/n_p \sim 10^{-3}$, $\gamma_{Tb}^3 \langle \gamma^3 \rangle / \gamma_b^6 < 10^{-9}$), очевидно, что рассматриваемая неустойчивость в плазме с такими параметрами развиваться не может.

Если плотность n_b достаточно велика, то можно считать, что $x = \frac{\Gamma \gamma_b^3}{kc \gamma_{Tb}} \gg 1$, тогда дисперсионное уравнение примет вид

$$1 - \omega_p^2 \langle \gamma^{-3} (\omega - kv)^{-2} \rangle - \omega_b^2 \gamma_b^{-3} (\omega - kv_b)^{-2} = 0, \quad (8)$$

где $v_b = c(1 + 1/\gamma_b^2)^{-1/2}$.

Полагая в (8) $\omega = kv_b + \Delta\omega$, где $|\Delta\omega| \ll kv_b$, $v_b \approx c$, $\langle \gamma \rangle^2 \Delta\omega / kc \ll 1$, $v \approx c(1 - 1/2\gamma^2)$, $v_b \approx c(1 - 1/2\gamma_b^2)$, получим

$$1 - \frac{4\omega_p^2}{c^2 k^2} \langle \gamma \rangle - \frac{16\omega_b^2 \langle \gamma^3 \rangle}{c^2 k^2} \Delta\omega - \frac{\omega_b^2}{\gamma_b^3 (\Delta\omega)^2} = 0. \quad (9)$$

Пренебрегая третьим слагаемым в (9), получим, что

$$\Delta\omega = \omega_b \gamma_b^{-3/2} \left(1 - \frac{4\omega_p^2}{c^2 k^2} \langle \gamma \rangle \right)^{-1/2}. \quad (10)$$

Неустойчивость возникает при $k < k_0$, и если k не близко к k_0 , то из (9) по порядку величины имеем

$$\Gamma = \text{Im } \Delta\omega \sim \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/2} \frac{ck}{\gamma_b^{3/2} \langle \gamma \rangle^{1/2}}. \quad (11)$$

Условие применимости этих выражений

$$x \sim \frac{\Gamma \gamma_b^3}{ck \gamma_{Tb}} \gg 1$$

выполняется, если

$$\left(\frac{n_b}{n_p}\right)^{1/2} \gg \frac{\langle \gamma \rangle^{1/2} \gamma_{Tb}}{\gamma_b^{3/2}}. \quad (12)$$

Инкремент (10) увеличивается при $k \rightarrow k_0$. В этом случае необходимо удержать в дисперсионном уравнении (9) третье слагаемое, пропорциональное $\Delta\omega$.

В результате получим

$$\Delta\omega = \frac{1 + i\sqrt{3}}{4 \cdot 2^{1/3}} \left(\frac{n_b}{n_p}\right)^{1/3} \frac{ck_0}{\gamma_b (\langle \gamma^3 \rangle)^{1/3}}. \quad (13)$$

$$\Gamma_{\max} = \frac{\sqrt{3}}{4 \cdot 2^{1/3}} \left(\frac{n_b}{n_p}\right)^{1/3} \frac{ck_0}{\gamma_b (\langle \gamma^3 \rangle)^{1/3}}. \quad (14)$$

Условие $x > 1$ имеет вид

$$\left(\frac{n_b}{n_p}\right)^{1/3} \gg \frac{\langle \dot{\gamma} \rangle \gamma_{Tb}}{\gamma_b^2}. \quad (15)$$

Определим ширину зоны $\Delta k/k_0$, в которой плазменная и пучковая ветви колебаний близки (инкремент гидродинамической неустойчивости максимален)

$$\omega = kv_b = ck \left(1 - \frac{1}{2 \langle \gamma \rangle^2} \frac{\Delta k}{k_0}\right). \quad (16)$$

Из (16) имеем

$$\frac{\Delta k}{k_0} \sim \frac{\langle \gamma \rangle^2}{\gamma_b^2}. \quad (17)$$

Подстановка условия (17) в условие пренебрежения поправкой $\Delta k/k_0$ к дисперсии плазменных волн

$$\frac{\Delta k}{k_0} \ll \frac{\omega_p^2 \langle \gamma \rangle^3 \Gamma}{k^3 c^3} \quad (18)$$

дает

$$\left(\frac{n_b}{n_p}\right)^{1/3} \gg \frac{\langle \gamma \rangle}{\gamma_b}. \quad (19)$$

Условие (19) следует рассматривать наряду с условием (15).

Общая картина ветвей колебаний, описываемых уравнением (8) в области волновых чисел, близких к k_0 , представлена на рис. 1. Здесь же отложен инкремент колебаний. Рис. 1 аналогичен рис. 1.1 в [22].

Нетрудно убедиться, что условия (12), (15) и (19) существования гидродинамических неустойчивостей с инкрементами (11) и (14) для пульсара с приведенными выше значениями плотностей и релятивистских факторов пучка и плазмы выполняются. Таким образом, в околорпульсарной плазме могут развиваться не только гидродинамические неустойчивости $\Gamma_{\text{max}} \sim (n_b/n_p)^{1/3}$, но и гидродинамические неустойчивости с $\Gamma_{\text{max}} \sim (n_b/n_p)^{1/2}$.

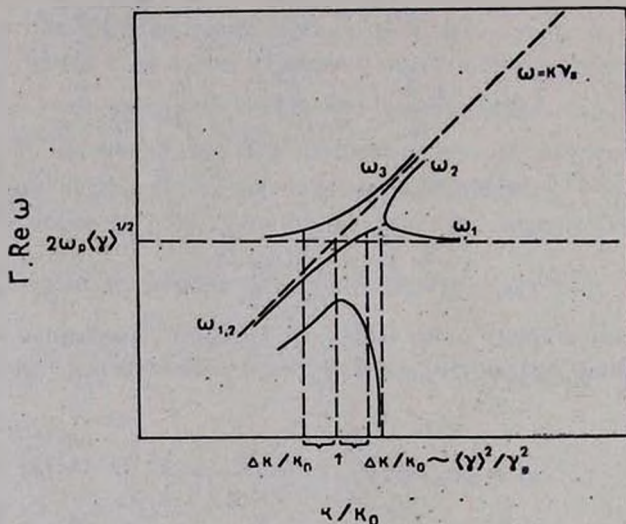


Рис. 1.

Прежде всего отметим, что в релятивистской электронно-позитронной плазме неустойчивости гидродинамического типа возникают не только для моноэнергетического распределения частиц и пучка по импульсам, но и в случае, когда разброс по импульсам велик, например даже в случае, когда $\gamma_{\text{TB}} \sim \gamma_b \gg \langle \gamma \rangle$. При этом важным обстоятельством является то, что энергия частиц пучка значительно превосходит энергию частиц плазмы, так что в силу $\gamma_b \gg \langle \gamma \rangle$ выполняется условие (15).

Таким образом, мы показали, что в околорпульсарной ультрарелятивистской электронно-позитронной плазме с параметрами $\gamma_b/\gamma_p \sim 10^3$ и $n_b/n_p \sim 10^{-3}$ развития кинетической пучковой неустойчивости продольных колебаний не происходит. Однако гидродинамическая пучковая неустойчивость с максимальным инкрементом может развиваться даже в тех условиях, когда разброс пучка по импульсам велик.

В заключение авторы выражают благодарность К. Н. Степанову за многочисленные ценные замечания и постоянный интерес к работе и В. В. Усову и Г. Э. Мачабели за полезные обсуждения.

Харьковский

государственный университет

Абастуманская астрофизическая

обсерватория

ON PLASMA BEAM INSTABILITIES IN THE MAGNETOSPHERES OF PULSARS

V. D. EGORENKOV, J. G. LOMINADZE, P. G. MAMRADZE

It has been shown that for the recently accepted models of relativistic electron-positron plasmas of the lower layer in the magnetosphere of pulsars the development of "hydrodynamic" beam instabilities is only possible; kinetic instabilities of longitudinal waves in such plasmas do not exist.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Buschauer, G. Benford, M. N. RAS, 179, 99, 1977.
2. Д. Г. Ломинадзе, А. Б. Михайловский, ЖЭТФ, 76, 959, 1979.
3. Д. Г. Ломинадзе, А. Б. Михайловский, Ф. Э. Саидсев, ЖЭТФ, 77, 1952, 1979.
4. Д. Г. Ломинадзе, Г. Э. Мачабели, А. Б. Михайловский, Физика плазмы, 5, 1337, 1979.
5. Г. Э. Мачабели, В. В. Усов, Письма АЖ, 5, 445, 1979.
6. А. Б. Михайловский, Письма АЖ, 5, 604, 1979.
7. A. B. Mikhailovskii, Plasma Physics, 23, 413, 1981.
8. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, Ap. J., 196, 51, 1975.
9. P. E. Hardee, W. K. Rose, Ap. J., 219, 274, 1978.
10. В. Н. Цытович, С. А. Каплан, Астрофизика, 8, 411, 1972.
11. K. Kawamura, I. Suzuki, Ap. J., 217, 832, 1977.
12. А. Б. Михайловский, Физика плазмы, 6, 283, 1980.
13. P. E. Hardee, P. J. Morrison, Ap. J., 227, 252, 1979.
14. S. Hinata, Ap. J., 206, 282, 1976.
15. В. П. Силин, ЖЭТФ, 38, 1577, 1960.
16. В. И. Цытович, ЖЭТФ, 40, 1775, 1961.
17. G. Benford, R. Buschauer, M. N. RAS, 179, 189, 1977.
18. J. Doviak, G. Wright, G. Benford, Astrophys. Space Sci., 71, 51, 1980.
19. P. Sturrock, Ap. J., 164, 529, 1971.
20. E. Tademaru, Ap. J., 183, 625, 1973.
21. I. V. Chugunov, E. V. Suvorov, Astrophys. Space Sci., 23, 189, 1973.
22. А. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, т. 1, Атомиздат, М., 1975.