

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

АВГУСТ, 1976

ВЫПУСК 3

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ В ОКРЕСТНОСТЯХ ПУЛЬСАРА

М. ХАКИМОВА, Ф. К. ХАКИМОВ, В. Н. ЦЫТОВИЧ

Поступила 23 апреля 1975

Пересмотрена 22 сентября 1975

В данной работе исследована модуляционная неустойчивость релятивистской турбулентной плазмы, которая, образуя когерентные сгустки, может быть использована для объяснения радиоизлучения пульсаров. Приведены оценки времени развития неустойчивости, определен уровень турбулентности, при котором неустойчивость успеет развиться, а также определены размеры неоднородности, при которых возможно когерентное излучение.

1. Известно, что радиоизлучение пульсаров обладает высокой эффективной температурой $T_{\text{эфф}} \approx 10^{11} - 10^{12} \text{ К}$ и поэтому оно должно быть связано с когерентным механизмом излучения. Когерентное излучение возникает в сгустках частиц, размеры которых должны быть меньше длины волны излучения. Заметим, что сгустки могут образоваться при распространении в плазме сильной нелинейной волны, которая создает глубокую потенциальную яму из-за нарастания амплитуды волны при модуляционной неустойчивости. Впервые явление модуляционной неустойчивости было рассмотрено Вedenовым и Рудаковым в нерелятивистской плазме [1, 2].

Задача настоящего исследования состоит в рассмотрении модуляционной неустойчивости в релятивистской турбулентной плазме, которую можно использовать для объяснения радиоизлучения пульсаров.

Насколько нам известно, модуляционная неустойчивость релятивистской плазмы ранее не рассматривалась. Есть предположение, что модуляционная неустойчивость приводит к солитонной структуре. Излучение пульсаров в этих предположениях о солитонной структуре рассмотрено в работе [3]. Однако сама модуляционная неустойчивость — более общее явление, и имеются возможности различных нелинейных стадий. В частности, нелинейная теория модуляционной неустойчивости со статистической точки зрения развита в работах [4, 5]. В работе [5] показано, что в ре-

зультате взаимодействия высокочастотных и низкочастотных колебаний на нелинейной стадии происходит перекачка потока энергии в область больших значений волновых чисел (область затухания Ландау).

Поэтому этапом в исследовании модуляционной неустойчивости релятивистской плазмы должно быть создание для релятивистской плазмы линейной теории модуляционной неустойчивости. Таким образом, задача состоит: 1) в исследовании линейной стадии модуляционной неустойчивости а) без учета перенормировки заряда, учитывающей нелинейную поправку к частоте; б) с учетом перенормировки; 2) оценке времени развития неустойчивости, определения уровня турбулентности, при котором она успеет развиваться; 3) определении размеров неоднородности, при которых возможно когерентное излучение.

Качественно само явление модуляционной неустойчивости может быть объяснено следующим образом: при распространении высокочастотных плазменных волн меняются средние характеристики плазмы (плотность и др.), что в свою очередь приводит к изменению частоты высокочастотных волн. Иными словами, высокочастотные колебания захватываются областями разреженной плотности, которые, увеличивая радиационное давление, выталкивают плазму из этой области, что еще больше увеличивает разрежение плотности. В работе [1, 2] показано, что модуляционная неустойчивость возникает при достижении определенного уровня турбулентности. В случае релятивистской плазмы этот критерий по аналогии можно было бы записать в виде

$$\frac{W}{n_*^2 \varepsilon_*} > (k/k_*)^2, \quad (1)$$

где W — плотность энергии турбулентности, $n_*^2 \varepsilon_*$ — плотность энергии частиц, n_* — концентрация частиц в области излучения, ε_* — средняя энергия частиц плазмы, k — волновое число ленгмюровских колебаний,

$k_d = \frac{\omega_p}{c}$ — обратная величина дебаевского радиуса экранировки.

а $\omega_p = 2\pi n_* e^2 c^2 / \varepsilon_*$ — основная плазменная частота ультрарелятивистской плазмы в сильном магнитном поле. Особенностью околопульсарной плазмы является существование здесь очень сильного магнитного поля. Ультрарелятивистские частицы в сильном магнитном поле быстро теряют поперечную к магнитному полю энергию на синхротронное излучение, в результате чего движения частиц можно считать одномерными. Свойства ультрарелятивистской плазмы с одномерными функциями распределения в сильном магнитном поле исследованы в [6]. Для этого случая были найдены три ветви колебаний. Одна из них при малых частотах соответствует продольным волнам, т. е. аналогична ленгмюровской ветви. Эта ветвь является продольной только в случае распространения под малым углом

$\theta \ll \frac{m_e}{z_e}$. Если угол $\theta \gg \frac{m_e}{z_e}$, то такая волна оказывается продольной только в непосредственной окрестности ω_p , а при $\omega > \omega_p$ она переходит в обычную поперечную волну (рис. 1). Исходя из этого, можно предположить, что модуляционная неустойчивость приводит к сгусткам и скоплению энергии продольных возмущений на дне дисперсионной кривой. Эти модуляционные сгустки продольных волн когерентно излучают поперечные электромагнитные волны. На этом пути можно попытаться объяснить радионизлучение пульсаров.

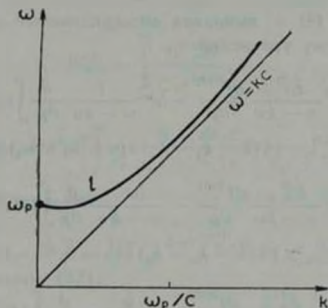


Рис. 1.

2. Задача решается методом, аналогичным рассмотренным в [7], т. е. функция распределения частиц f_p и электрическое поле E разбиваются на регулярную, описывающую низкочастотные возмущения, часть и турбулентную, описывающую высокочастотные ленгмюровские колебания

$$f_p = f_p^T + f_p^R, \quad (2)$$

$$E = E^T + E^R. \quad (3)$$

В результате усреднения по статистическому ансамблю уравнений движения и уравнений Максвелла и вычитания усредненных уравнений из исходных находятся системы уравнений для регулярных и быстроосциллирующих частей. Все величины E^T , E^R , f_p^T , f_p^R раскладываются по $E^{R(1)}$ (в случае $E^{R(0)} = 0$, $E^{R(1)} = E^R$) и оставляются лишь линейные по $E^{R(1)}$ члены, таким образом получаются системы уравнений для основного турбулентного состояния и отклонения от него.

Поскольку осуществляется условие $\omega_H \gg \omega_p$, то все движения можно считать одномерными. Исходные уравнения имеют вид

$$\frac{\partial f_p^s}{\partial t} + v \frac{\partial f_p^s}{\partial r} + e^* E \frac{\partial f_p^s}{\partial p} = 0, \quad (4)$$

где $\alpha = e, i$

$$\operatorname{div} E = 4\pi e^* \int_{(-\infty)}^{\infty} f_p^s dp. \quad (5)$$

Из (5) подна нормировка функции распределения $n^s = \int_{(-\infty)}^{\infty} f_p^s dp$. Под-

ставляя (2), (3) в (4) и выполняя вышеуказанные операции, получаем следующую систему уравнений:

$$f_{k,\omega}^{T(0)} = -ie^* \frac{E_{k,\omega}^{T(0)}}{\omega - kv} \frac{\partial f_{k,\omega}^{R(0)}}{\partial p} - ie^* \frac{1}{\omega - kv} \frac{\partial}{\partial p} \int (E_{k_1,\omega_1}^{T(0)} f_{k_2,\omega_2}^{T(0)} - \langle E_{k_1,\omega_1}^{T(0)} f_{k_2,\omega_2}^{T(0)} \rangle) \delta(k - k_1 - k_2) \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) dk_1 dk_2 d\omega_1 d\omega_2, \quad (6)$$

$$f_{k,\omega}^{R(1)} = -ie^* \frac{E_{k,\omega}^{R(0)}}{\omega - kv} \frac{\partial f_{k,\omega}^{R(0)}}{\partial p} - \frac{ie^*}{\omega - kv} \frac{\partial}{\partial p} \int (\langle E_{k_1,\omega_1}^{T(1)} f_{k_2,\omega_2}^{T(0)} + E_{k_1,\omega_1}^{T(0)} f_{k_2,\omega_2}^{T(1)} \rangle) \delta(k - k_1 - k_2) \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) dk_1 dk_2 d\omega_1 d\omega_2, \quad (7)$$

$$f_{k,\omega}^{T(1)} = -ie^* \frac{E_{k,\omega}^{T(1)}}{\omega - kv} \frac{\partial f_{k,\omega}^{R(0)}}{\partial p} - \frac{ie^*}{\omega - kv} \frac{\partial}{\partial p} \int (E_{k_1,\omega_1}^{T(0)} f_{k_2,\omega_2}^{R(1)} + E_{k_1,\omega_1}^{R(0)} f_{k_2,\omega_2}^{T(0)}) \delta(k - k_1 - k_2) \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) dk_1 dk_2 d\omega_1 d\omega_2, \quad (8)$$

$$E_{k,\omega}^{T(0)} = -i \frac{4\pi e^*}{k} \int f_{k,\omega}^{T(0)} dp, \quad (9)$$

$$E_{k,\omega}^{T(1)} = -i \frac{4\pi e^*}{k} \int f_{k,\omega}^{T(1)} dp, \quad (10)$$

$$E_{k,\omega}^{R(0)} = -i \frac{4\pi e^*}{k} \int f_{k,\omega}^{R(0)} dp. \quad (11)$$

Подставляя выражения для $f_{k,\omega}^{T(0)}, f_{k,\omega}^{T(1)}$ в (7), после соответствующих расчетов, с необходимой точностью считая $\frac{W}{\pi \omega^2 \epsilon} \ll 1$, $\frac{k_0 \epsilon}{\omega \epsilon} \ll 1$, получаем уравнение для низкочастотных возмущений, учитывающее влияние высокочастотных колебаний:

$$-i(\omega - kv) f_{k,\omega}^{R(1)} - e^* E_{k,\omega}^R \frac{\partial f_{k,\omega}^{R(0)}}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial p} D_s \frac{\partial f_{k,\omega}^{R(0)}}{\partial p}, \quad (12)$$

где

$$D_1 = -4\pi e^4 m_e^2 \int \frac{I_{k_1, \omega} (\omega - kv) dk_1 d\omega}{\varepsilon_{k_1, \omega}^2 \omega_1 (\omega - \omega_1)^2} \int \frac{f_{k_1, \omega}^{(1)}}{z^2} dv. \quad (13)$$

Здесь частоты ω и волновые числа „ k “ относятся к низкочастотным колебаниям; ω_1 и k_1 — к ленгмюровским колебаниям; $\varepsilon_{k, \omega}^L$ — линейная часть диэлектрической проницаемости; $I_{k, \omega}$ — пореляционная функция ленгмюровских колебаний на дне дисперсионной кривой $k_1 c / \omega_1 \ll 1$ (рис. 1). Выражение для D_1 после введения следующих обозначений

$$\Psi_{k, \omega}^{(1)} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_{k, \omega}^{(1)} dv}{z^2}, \quad (14)$$

$$d_1 = 4\pi e^4 m_e^2 \int \frac{I_{k_1, \omega} dk_1 d\omega}{\varepsilon_{k_1, \omega}^2 \omega_1 (\omega - \omega_1)^2}, \quad (15)$$

приобретает приближенный вид

$$D_1 \approx -i(\omega - kv) \Psi_{k, \omega}^{(1)} d_1 \quad (16)$$

и соответственно уравнение (12)

$$i(\omega - kv) f_{k, \omega}^{R(1)} = -e E_{k, \omega}^R \frac{\partial f_{k, \omega}^{R(0)}}{\partial p} + i \Psi_{k, \omega}^{(1)} d_1 \frac{\partial}{\partial p} (\omega - kv) \frac{\partial f_{k, \omega}^{R(0)}}{\partial p}. \quad (17)$$

Величина $\Psi_{k, \omega}^{(1)}$ пошла вместо изменения плотности

$$n_{k, \omega}^{(1)} = \int f_{k, \omega}^{(1)} dv$$

в нерелятивистском случае.

Умножая уравнение (17) на z^{-3} и проинтегрировав по dv , можно получить следующее выражение:

$$\Psi_{k, \omega}^{(1)} = \frac{ie E_{k, \omega}^R \int \frac{\partial f_{k, \omega}^{R(0)}}{\partial p} \frac{1}{z^3} (\omega - kv) dp}{1 - d_1 \int \frac{1}{z^3} \frac{\partial}{\partial p} (\omega - kv) \frac{\partial f_{k, \omega}^{R(0)}}{\partial p} dp}. \quad (18)$$

Подставляя $\Psi_{k, \omega}^{(1)}$ в уравнение (17) и используя (5), находим следующее выражение для диэлектрической проницаемости ε , характеризующей низкочастотные свойства плазмы:

$$\varepsilon_{k, \omega} = \varepsilon_{k, \omega}^A + \frac{4\pi e^2}{k} \frac{d_1 J_1}{1 - d_2 J_2}, \quad (19)$$

где

$$J_1 = \int \frac{dp}{\omega - kv} \frac{\partial}{\partial p} (\omega - kv) \frac{\partial f^{R(1)}}{\partial p} \int \frac{\partial f^{R(1)}/\partial p}{v^2 (\omega_1 - kv_1')} dp',$$

$$J_2 = \int \frac{1}{v^2 (\omega - kv)} \frac{\partial}{\partial p} (\omega - kv) \frac{\partial f^{R(2)}}{\partial p} dp.$$

Удобно использовать аналогичную [6] функцию распределения, нормированную по энергиям ε в виде

$$f_i = \frac{n_i \varepsilon_i}{(\varepsilon + \varepsilon_i)^2}, \quad f_i d\varepsilon = f_p dp, \quad (20)$$

где ε_i выступает в роли средней энергии и согласно [8] зависит от W' — плотности энергии турбулентности следующим образом:

$$\frac{\varepsilon_i}{m_e c^2} = \frac{\omega_{pe}}{\omega_p} \left(\frac{4\pi W'}{5H^2} \right)^{1/4}, \quad (21)$$

а спектр продольных колебаний в области $k \ll \omega/c$ принимает вид

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{3}{4} k^2 c^2. \quad (22)$$

Для этого случая в пределе $\omega < \omega_1$, $k < k_1$, $\frac{\omega}{k} < \frac{\omega_1}{k_1}$, $\omega > kv_e$ (где $v_e = \frac{3}{2} \frac{k_1 c^2}{\omega_p} \ll c$ при $k_1 \ll \omega_1/c$, т. е. на дне ямы дисперсионной кривой рис. 1). Для d_1 получаем следующее выражение:

$$d_1 = \frac{3}{4} \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \frac{\varepsilon_i^2 m_e^2}{n^2} W' \quad (23)$$

и соответственно для диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{k, \omega}^A + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{3}{4} = 0, \quad (24)$$

где

$$\beta = \frac{3}{4} k^2 c^2 \frac{W^2}{n_{a1} m_e^2} \frac{z_*^2}{m_e^2}. \quad (25)$$

Решая дисперсионное соотношение (24), получаем выражения для инкремента неустойчивости для двух случаев: а) релятивистские электроны $v_* > m_e$ и нерелятивистские ионы при наличии ленгмюровской турбулентности; б) релятивистские ионы $v_* > m_i$ и релятивистские электроны $v_* > m_e$.

Результаты, полученные в разных областях фазовых соотношений для модуляционных возмущений, отражены в табл. 1 (1-й и 2-й столбцы).

3. В турбулентной плазме появляются нелинейные поправки к функции Грина $\varepsilon^{-1}(k, \omega)$, т. е. к оператору распространения плазмона $\varepsilon(k, \omega)$, которые в первом приближении пропорциональны энергии турбулентности $I_{k, \omega}$.

Эти нелинейные поправки описывают электромагнитную шубу плазмона. Раскладывая в уравнениях (6) и (9) для соударений частиц и турбулентных пульсаций все величины по турбулентному полю $E^{(T)}$, получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon(k_1) I_{k_1} &= e^2 I_{k_1} \int \bar{\Sigma}_{k_1, k_1, k_1, -k_1} I_{k_1} dk_1 + \\ &+ \frac{e^2}{2} \int I_{k_1} I_{k_1} |S_{k_1, k_1, k_1}|^2 \varepsilon^{-1}(-k_2 - k_3) \varepsilon(k_1 - k_2 - k_3) dk_2 dk_3. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь

$$\bar{\Sigma}_{k_1, k_1, k_1, k_1} = \Sigma_{k_1, k_1, k_1, k_1} - S_{k_1, k_1, k_1, k_1} \varepsilon^{-1}(k - k_1) S_{k - k_1, k_1, k_1}, \quad (27)$$

$$S_{k_1, k_1, k_1} = 4\pi e^2 m^2 \int \frac{1}{\varepsilon^2(\omega - kv)^2} \frac{\frac{\partial f^{R(0)}}{\partial p} dp}{(\omega_1 - k_1 v)(\omega_2 - k_2 v)} \quad (28)$$

$$\Sigma_{k_1, k_1, k_1, k_1} = 12\pi e^2 m^2 \int \frac{1}{\varepsilon^2(\omega - kv)^2} \frac{\frac{\partial f^{R(0)}}{\partial p} dp}{[\omega_1 - \omega_2 - (k_1 - k_2)v](\omega_3 - k_3 v)}. \quad (29)$$

Для ленгмюровской турбулентности, которая является нераспадной, из (26) имеем вместо $\varepsilon(k) = 0$,

$$\begin{aligned} \varepsilon(k_1, \omega_1) I_{k_1, \omega_1} &= 0, \\ \varepsilon(k_1, \omega_1) &= \varepsilon(k_1, \omega_1) - e^2 \int \bar{\Sigma}_{k_1 - k_1, k_1 - k_1, k_1 - k_1, -k_1, -\omega_1} I_{k_1 - k_1} dk_2 d\omega_2. \end{aligned} \quad (30)$$

Таблица 1

ИНКРЕМЕНТЫ МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ
В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

	Без учета перенормировки		С учетом перенормировки	
	ионы релятивистские*	ионы нерелятивистские	ионы релятивистские	ионы нерелятивистские
$kv_{Ti} < \omega < kv_{Te}$	Нет области существования	$kv_{Ti} < \omega < kc$ $\gamma = \sqrt{\frac{3}{2}} kc \left(\frac{W^i}{n_{*}^{\varepsilon^i}} \right)^{1/2} \frac{\varepsilon^e}{m_e}$	Нет области существования	$\gamma = 3 \sqrt{\frac{3}{2}} kc \left(\frac{W^i}{n_{*}^{\varepsilon^e}} \right)^{1/2} \frac{\varepsilon^e}{m_e}$
$\omega < kv_{Te}$ $\varepsilon^i < \varepsilon^e$	$\gamma = \sqrt{\frac{3}{2}} kc \left(\frac{W}{n_{*}^{\varepsilon^i}} \right)^{1/2} \frac{\varepsilon^i}{m_e}$	$\omega < kv_{Ti} < kc$ $\gamma = \sqrt{\frac{3}{2}} kc \left(\frac{W}{n_{*}^{\varepsilon^e}} \right)^{1/2} \frac{\varepsilon^e}{m_e}$	$\gamma = \frac{3}{\sqrt{2}} kc \left(\frac{W}{n_{*}^{\varepsilon^i}} \right)^{1/2} \frac{\varepsilon^i}{m_e}$	$\gamma = \sqrt{\frac{3}{2}} kc \left(\frac{W}{n_{*}^{\varepsilon^e}} \right)^{1/2} \frac{\varepsilon^e}{m_e}$
$\omega < kv_{Ti}$; $\varepsilon^i > \varepsilon^e$	$\gamma = \sqrt{\frac{3}{2}} kc \left(\frac{W}{n_{*}^{\varepsilon^e}} \right)^{1/2} \frac{\varepsilon^e}{m_e}$		$\gamma = \sqrt{6} kc \left(\frac{W}{n_{*}^{\varepsilon^e}} \right)^{1/2} \frac{\varepsilon^e}{m_e}$	

* Электроны всегда предполагаются релятивистскими.

Используя методику расчетов, описанную в [7], можно получить выражение коэффициента D_1 , входящего в уравнение (12):

$$D_1 = - \frac{4ie^4 (\omega - k v) W_k^{(1)} \int \frac{I_k dk_1}{\varepsilon(k - k_1) \omega_1 (\omega_1 - \omega)^2}}{1 + \frac{2e^2 \omega^2}{m_e^2} \left(\frac{3\varepsilon'' + 5\varepsilon'}{\varepsilon'' + \varepsilon'} \right) \int \frac{I_k dk_1}{\varepsilon(k - k_1) \omega_1^2 (\omega_1 - \omega)^2}}. \quad (31)$$

Из (31) и (12) находим диэлектрическую проницаемость:

$$\varepsilon(k, \omega) = \varepsilon_0^i(k, \omega) + (\varepsilon_0^r(k, \omega) - 1) - \frac{2 \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{n_0 d_1}{m_e^2 \varepsilon'}}{1 + \frac{n_0 d_2}{2m_e^2 \varepsilon'} \left(\frac{3\varepsilon'' + 5\varepsilon'}{\varepsilon'' + \varepsilon'} \right) + \frac{3}{2} \frac{n_0 d_1}{m_e^2 \varepsilon'}}, \quad (32)$$

где

$$d_1 = \frac{e^2 \omega_p^2}{m_e^2 n_0} \int \frac{I_k dk_1}{\varepsilon(k - k_1) \omega_1 (\omega - \omega_1)^2}, \quad (33)$$

$$d_2 = \frac{e^2 \omega_p^2}{m_e^2 n_0} \int \frac{I_k dk_1}{\varepsilon(k - k_1) \omega_1^2 (\omega - \omega_1)^2}. \quad (34)$$

В пределе $\omega \ll \omega_1$, $k \ll k_1$, $\frac{\omega}{k} \ll \frac{\omega_1}{k_1}$ получим

$$d_1 \approx d_2 \approx \frac{3}{4} \frac{k_1^2 c^2}{\omega^2} \frac{\varepsilon'' m_e^2}{n^2} W^{(1)} \quad (35)$$

и

$$\varepsilon_0^i(k, \omega) + (\varepsilon_0^r(k, \omega) - 1) - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\beta}{\omega^2}}{1 + \frac{\beta}{\omega^2} \left(\frac{3\varepsilon'' + 5\varepsilon'}{\varepsilon'' + \varepsilon'} \right) + \frac{3}{2} \frac{\beta}{\omega^2}} = 0, \quad (36)$$

где

$$\beta = \frac{3}{2} k^2 c^2 \varepsilon'' \frac{W^{(1)}}{n_0 \varepsilon'}.$$

Решая это дисперсионное соотношение, получим выражения для икрементов неустойчивости (табл. 1, 3-й и 4-й столбцы).

4. Сравним результаты, полученные с учетом перенормировки групповой скорости плазмона, учитывающей нелинейную поправку к частоте и без учета этой перенормировки. Оказывается, перенормировка существенна при $k < k_0 = \frac{\omega_p}{c} \frac{W'}{n_0 \varepsilon_0}$, т. е. на дне дисперсионной кривой, а при увеличении k и за точкой k_0 , т. е. $k > k_0 = \frac{n_0}{c} \frac{W'}{n_0 \varepsilon_0}$, перенормировка не существенна. Следует подчеркнуть, что перенормировка меняет только численные значения коэффициентов в икременте модуляционной неустойчивости, тогда как аналитическая зависимость от волнового числа k , энергии турбулентности W' и параметра $W/n_0 \varepsilon_0$ остаются теми же.

В случае, когда и ионы, и электроны являются релятивистскими, основная плазменная частота, как обычно, определяется частицами с наименьшей средней энергией, т. е. если, например, средняя энергия электронов больше средней энергии ионов, $\varepsilon_e' > \varepsilon_i'$, то ионы можно считать легкими, а электроны тяжелыми. В этом случае во всех расчетах для случая релятивистских ионов электроны заменяются на ионы, и наоборот, т. е. в выражении для диэлектрической проницаемости поправки, связанные с воздействием низкочастотных колебаний, появляются к ионной части, а электронная остается линейной, конечные же результаты остаются неизменными, лишь с заменой ε_e' на ε_i' .

Теперь, принимая следующие значения параметров в пульсаре: размер области излучения $L = 10^7$ см, плазменная частота в области генерации радиоизлучения не больше 10^8 сек $^{-1}$, получаем следующие значения для характерного времени распространения электромагнитных возмущений и релятивистских частиц в пульсаре: $t \approx 3 \cdot 10^{-8}$ сек и для характерного времени развития модуляционной неустойчивости $\tau \approx 5 \cdot 10^{-9}$ сек. Из сравнения характерных времен видно, что неустойчивость за время t вполне может развиться вплоть до минимальных значений энергии

$$\frac{W}{n_0 \varepsilon_0} \approx 10^{-7}.$$

Для того, чтобы неустойчивость успела развиться, необходимо выполнение следующего условия:

$$\gamma \sim kc \left(-\frac{W}{n_0 \varepsilon_0} \right)^{1/2} > \frac{1}{t} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}.$$

Отсюда находим минимальное значение волнового числа k , начиная с которого, возникает модуляционная неустойчивость:

$$k > \frac{m_p}{c} \left(\frac{n_e \tau_e}{W} \right)^{1/2} \cdot 3 \cdot 10^1 \approx k_{\min}.$$

Максимальное полное число $k_{\max}$ при распространении по направлению поля $\vec{b} \ll mc^2/\epsilon_\phi$ равняется

$$k_{\max} \approx \frac{v_p}{c},$$

а при $\vec{b} > mc^2/\epsilon_\phi$

$$k_{\max} \approx \frac{v_p}{c} \frac{\tau_e}{m \cdot c^2}.$$

Приведенные максимальные значения волнового числа k соответствуют области существования продольных волн, однако развитая теория модуляционных неустойчивостей справедлива в области $k \ll \frac{m_p}{c}$. Модуляционные возмущения ленгмюровских колебаний, согласно существующим численным экспериментам и теории, в нерелятивистской плазме создают поток от малых значений k к большим, т. е. нелинейно трансформируются в область меньших длин волн.

Нужно думать, что и в релятивистской плазме возникает такой поток энергии в сторону больших значений k , и, таким образом, вся область возможных значений k для продольных волн, вплоть до $k_{\max}$, будет заполнена колебаниями, собранными в когерентные сгустки. Хотя строгое доказательство этой картины — дело будущих исследований, при оценках возможного когерентного радиоизлучения можно пользоваться приведенным значением $k_{\max}$. Может быть, стоит подчеркнуть, что на дне дисперсионной кривой продольные колебания в релятивистской плазме образуются при любых одномерных функциях распределения в сильном магнитном поле, хотя бы из-за неустойчивости альфвеновских волн, максимальный инкремент которых приходится в области частот, близких к плазменным [8].

Обратные величины этих максимальных, минимальных и промежуточных волновых чисел дают возможные размеры неоднородностей. Зная плотность n_e и средние энергии τ_e , можно найти плазменную частоту для данного объекта и соответствующую длину волны излучения, которая при сравнении с характерным размером неоднородности позволяет определить размер того сгустка, для которого возможно когерентное излучение (используя условие $\lambda > l$). Если принять $n_e \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\tau_e \sim 10^1 \text{ м.э.в.}$, $\frac{W}{n_e \tau_e} \approx 0.1$ [8], то длины волн когерентного радиоизлучения можно ожидать в диапазоне $\lambda \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ м} - 30 \text{ м}$. Если же $n_e \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\tau_e \approx$

$\approx 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ [9], то наибольшая i будет иметь тот же порядок величины, при том же уровне турбулентности. Однако минимальное значение будет существенно больше, правда, это относится к волнам, распределенным в узком конусе углов вдоль магнитного поля. С другой стороны, при параметрах, соответствующих [9], абсолютное значение плотности энергии турбулентности W при том же отношении W/n_{e0} намного больше (приблизительно в 10^4 раз), поэтому наблюдаемая интенсивность радиоизлучения получится при значительно меньших значениях W/n_{e0} , но при этом картина станет не самосогласованной, так как при малых значениях $\frac{W}{n_{e0}} \approx 10^{-4}$ модуляционная неустойчивость развиваться не будет и когерентные сгустки плазменных колебаний, соответственно. Таким образом, в модели [9] нужно предполагать другие механизмы излучения.

В модели же [8] когерентное излучение естественно объясняется модуляционной неустойчивостью, рассмотренной в настоящей работе.

Ташкинский государственный
университет

MODULATION INSTABILITY OF RELATIVISTIC PLASMA IN THE VICINITY OF PULSAR

M. KHAKIMOVA, F. Kh. KHAKIMOV, V. N. TSITOVICH

In the present paper the modul instability of relativistic turbulent plasma has been investigated in which informing coherent coagulations may be used to explain the radio radiation of pulsars. The estimations of the time development of instability is given. The level of turbulence is determined in the case of which instability can be developed. The dimensions of heterogeneity have also been determined in the case when coherent radiation may take place.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Введенский, А. И. Рудаков, ДАН СССР, 159, 767, 1964.
2. А. Гийлхитис, Изв. АН Латв. ССР, сер. физ.-техн. наук, 4, 13, 1965.
3. V. I. Karpman, C. A. Normun, D. ter Haar, V. N. Tsytovich, Department of theoretical physics, University of Oxford, Ref. 35/74.
4. Ф. Х. Хакимов, В. Н. Цытович, ЖЭТФ, 64, 1261, 1973.
5. Ф. Х. Хакимов, В. Н. Цытович, ЖТФ, 43, 2481, 1973.
6. В. Н. Цытович, С. А. Каплан, Астрофизика, 8, 441, 1972.
7. В. Н. Цытович, Теория турбулентной плазмы, Атомиздат, М., 1971.
8. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.
9. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, Department of Physics, Columbia University, New York, 10027, 1974.