

УДК 52—6—726

ЧЕРЕНКОВСКИЙ ЭФФЕКТ И ПЛАЗМЕННЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕАКТОР

Р. Д. ЛОМАДЗЕ

Поступила 7 декабря 1981

Принята к печати 27 июля 1982

Определены связанные с действием черенковского эффекта и ионизационных потерь ограничения на энергетический интервал формирующейся в плазменном турбулентном реакторе (ПТР) степенной функции распределения релятивистских электронов, знаки кривизны ее искажений в области низких энергий. Обсуждается возможность интерпретации особенностей спектров излучения космических радиоисточников на дециметровых волнах.

Степенная функция распределения релятивистских электронов, «вырабатываемая» в системе плазменного турбулентного реактора (основы теории ПТР изложены в работах [1—4]) при взаимодействии названных частиц с излучением в комптоновском (с конверсией электромагнитных волн в ленгмюровские) и синхротронном механизмах, соответствует области энергии электронов, где другие эффекты с их участием относительно малы. В настоящей статье, которая продолжает цикл выполненных С. А. Капланом и автором работ [5—8], исследуется влияние на функцию распределения быстрых электронов в ПТР черенковского взаимодействия этих частиц с плазменными волнами, а также ионизационных потерь.

Предполагается, что в реакторе поддерживается ленгмюровская турбулентность на постоянном уровне источником достаточной мощности, природа которого не конкретизируется.

Функция распределения f_e релятивистских электронов по энергиям ϵ в изотропном случае для квазистационарного состояния при нулевом потоке частиц по энергетической оси подчиняется уравнению

$$A f_e + c^2 \epsilon^2 D \frac{d}{d\epsilon} \left(\frac{f_e}{\epsilon^2} \right) = 0. \quad (1)$$

Величина $A = -d\epsilon/dt$ связана со спонтанными актами излучения волн электронами и описывает систематические потери энергии последними в

единицу времени, c — скорость света, D — диффузионный коэффициент, определяемый индуцированными процессами поглощения и испускания волн частицами и ответственный за их стохастическое ускорение.

В случае комптоновского рассеяния $l + e \rightleftharpoons t + e'$ ленгмюровских (l) пульсаций в высокочастотные поперечные (t) волны на надтепловых электронах (e) плазмы при изотропных плазменной турбулентности и поле излучения коэффициенты уравнения (1) имеют вид

$$A = \frac{1}{\pi^2 c^3 \omega_p} \int d\omega \omega^3 \int dk W_k \bar{u}, \quad (2)$$

$$D = \frac{1}{c^2 \omega_p} \int d\omega \omega W_\omega \int dk W_k \bar{u}, \quad (3)$$

где ω_p — ленгмюровская частота, ω и k — частота электромагнитных и волновое число продольных плазменных волн, W_k и W_ω — объемные плотности энергии турбулентности и излучения, отнесенные к единичным интервалам соответственно волнового числа и частоты, $\bar{u}$ — усредненная по угловым переменным и поляризациям вероятность процесса.

Величина W_ω в ПТР определяется отношением коэффициентов излучения и поглощения электромагнитных волн релятивистскими частицами

$$W_\omega = \frac{J_\omega}{|\mu(\omega)|}, \quad (4)$$

Для рассматриваемого эффекта $l + e \rightleftharpoons t + e'$

$$J_\omega = \frac{\omega^3}{\pi^2 c^3 \omega_p} \int d\varepsilon f_\varepsilon \int dk W_k \bar{u}, \quad (5)$$

$$\mu(\omega) = \frac{\omega}{\omega_p} \int d\varepsilon \varepsilon^2 \int \frac{d}{d\varepsilon} \left(\frac{f_\varepsilon}{\varepsilon^2} \right) \int dk W_k \bar{u}. \quad (6)$$

Из приведенных формул видна нелинейность уравнения (1) относительно функции f_ε .

При $k > \omega_p/c$ (область фазовых скоростей ленгмюровских волн, меньших скорости света), в отличие от противоположного случая, вероятность комптоновского рассеяния зависит от волнового числа k , и интегрирование по нему в (2), (3), (5) и (6) требует задания формы энергетического спектра продольных пульсаций. В соответствии с результатами исследования плазменной турбулентности (см., например, обзор [9]) принимаем

$$W_k = \frac{C^l}{k^3}, \quad \frac{\omega_p}{c} \lesssim k \lesssim \frac{\omega_B}{3v_T}. \quad (7)$$

Здесь $C' = (\beta - 1) (\omega_p/c)^{\beta-1} W_2$, W_2 — полная плотность энергии ленгмюровских волн в указанном интервале k , v_T — тепловая скорость электронов плазмы, предполагаемая много меньшей c . Расчет величин A , D , J_ω , $\mu(\omega)$ подобен описанному в работе [6]; результаты его со-
держатся в Приложении.

Как при конверсии $l + e \rightleftharpoons l + e'$, так и при синхротронном взаимодействии частиц с электромагнитным излучением уравнение (1) имеет решение $f_i \sim \varepsilon^{-3}$.

Обратимся к рассмотрению черенковского эффекта. Для потерь энергии релятивистскими электронами на испускание ленгмюровских волн с этом механизме и соответствующего диффузионного коэффициента при спектре турбулентности (7) получаем согласно [10]

$$A = \frac{e^2 \omega_p^2}{c} \ln \frac{c}{3v_T}, \quad (8)$$

$$D = \frac{2\pi^2 (\beta - 1) e^2 W_2}{(\beta + 2) \omega_p} \quad (9)$$

(e — заряд электрона). Отметим, что, заменяя в (8) логарифмический множитель кулоновским логарифмом $\Lambda = \ln [4\pi n (v_T/\omega_p)^3]$ (n — концентрация тепловых электронов плазмы), легко перейти к учету ионизационных потерь, что мы и делаем ниже.

Если наряду с коэффициентами, списывающими комптоновское и синхротронное взаимодействия, ввести в (1) также выражения (8) и (9), предполагая относительную малость последних, то решение уравнения приобретёт дополнительные слагаемые

$$f_i = \frac{K}{\varepsilon^3} \left[1 + E \left(\frac{mc^2}{\varepsilon} \right)^2 + F \left(\frac{mc^2}{\varepsilon} \right)^3 \right], \quad (10)$$

$E(mc^2/\varepsilon)^2$, $F(mc^2/\varepsilon)^3 \ll 1$. Первая из поправок связана с учетом (8), вторая — с (9).

Полагая в (7) индекс $\beta = 2$ [9], опишем процедуру определения параметров E и F .

Вычисляем мощность излучения электромагнитных волн быстрыми частицами, распределенными по энергиям в согласии с функцией (10). Для комптоновского рассеяния плазменных пульсаций с малыми фазовыми скоростями пользуемся результатами (П.7), (П.9) и (П.8), в случае же $k > \omega_p/c$, а также для синхротронного эффекта — известными формулами, собранными в [2], и складываем полученные выражения:

$$J_{\omega} = \frac{2e^2\omega_p^2(W^l + W^m)K}{9c^2m^3n\omega} \left\{ 1 + \right. \\ \left. + \frac{1.4\omega_p \left[W_1 + 0.4 \ln \left(\frac{c}{3v_T} \right) W_2 \right] + 1.8\omega_H W^m}{(W^l + W^m)\omega} E + \right. \\ \left. + \frac{1.7\omega_p^{3/2} \left[W_1 + 0.5 \left(\frac{c}{3v_T} \right)^{1/2} W_2 \right] + 3.0\omega_H^{3/2} W^m}{(W^l + W^m)\omega^{3/2}} F \right\}, \quad (11)$$

где W^l и W_1 — интегральные плотности энергии турбулентности соответственно в полном ее спектре и в области фазовых скоростей, больших c ($W^l = W_1 + W_2$), W^m — плотность энергии магнитного поля, m и ω_H — масса и гирочастота электронов (последняя предполагается много меньшей ω_p).

Аналогичным образом составляем суммарный коэффициент поглощения $\mu(\omega)$ и, используя соотношение (4), находим спектральную плотность излучения W_{ω} (она состоит из трех слагаемых вида (П.3) со значениями показателя ν , равными 5/2, 3/2 и 1). Далее рассчитываем соответствующие последней величине коэффициенты диффузионного ускорения частиц D в обоих основных в ПТР процессах и складываем их с выражением (9) при $\beta = 2$ для подстановки в уравнение (1) наряду с суммой комптоновских, синхротронных и ионизационных потерь A , а также с функцией распределения (10). Напомним, что для вычислений в случае $k > \omega_p/c$ при конверсии $l + e \rightleftharpoons t + e'$ необходимы формулы, приведенные в Приложении (для $\mu(\omega)$ — (П.10), (П.11), для D — (П.4), (П.5), для A — (П.2)).

Сравнение слагаемых одинаковых порядков величины в (1) дает иско-
мые параметры:

$$E = \frac{2.2c^2mn\Lambda}{(W^l + W^m)(0.4 + E')}, \quad (12)$$

$$F = - \frac{5.6\pi^2 \frac{c^3 n}{\omega_p^3} W_2}{(W^l + W^m)(0.6 + F')}, \quad (13)$$

$$E' = \frac{0.8(W_1 + 1.6 W_2) + 1.0 \left(\frac{\omega_p}{\omega_H} \right)^{1/2} W^m}{W_1 + 1.1 W_2 + 1.0 \left(\frac{\omega_H}{\omega_p} \right)^{1/2} W^m} \times$$

$$\begin{aligned}
 & \times \left\{ \frac{1.4 W_1 + 1.8 \frac{\omega_H}{\omega_p} W^m}{W^l + W^m} - \right. \\
 & \left. - \frac{2.1 \left[W_1 + 0.5 \left(\frac{c}{3v_T} \right)^{1/2} W_2 \right] + 3.6 \left(\frac{\omega_H}{\omega_p} \right)^{3/2} W^m}{W_1 + 1.1 W_2 + 1.0 \left(\frac{\omega_H}{\omega_p} \right)^{1/2} W^m} \right\}, \\
 F = & \frac{0.9 (W_1 + 0.8 W_2 \Lambda') + 2.2 \frac{\omega_p}{\omega_H} W^m}{W_1 + 1.1 W_2 + 1.0 \left(\frac{\omega_H}{\omega_p} \right)^{1/2} W^m} \times \\
 & \times \left[\frac{1.7 W_1 + 3.0 \left(\frac{\omega_H}{\omega_p} \right)^{3/2} W^m}{W^l + W^m} - \right. \\
 & \left. - \frac{3.0 \left(W_1 + 0.2 \frac{c}{3v_T} W_2 \right) + 7.7 \left(\frac{\omega_H}{\omega_p} \right)^2 W^m}{W_1 + 1.1 W_2 + 1.0 \left(\frac{\omega_H}{\omega_p} \right)^{1/2} W^m} \right].
 \end{aligned}$$

Происходящая от выражения в фигурных скобках в (П.5) величина $\Lambda' = \ln [2(\varepsilon/mc^2)^2] - (13/12)$ ввиду слабой зависимости от ε при выводе (13) принималась постоянной.

Ниже можно будет убедиться, что всегда знак E отрицателен, а знак F положителен. Это означает, что ионизационные потери стремятся сделать возрастание складывающейся в реакторе функции распределения быстрых электронов в направлении низких энергий более медленным, чем по закону $f_e \sim \varepsilon^{-3}$, тогда как эффект ускорения частиц ленгмюровскими волнами в черенковском механизме проявляет противоположную тенденцию. «Завал» степенной функции может наступить при значениях ε , для которых первая поправка в скобках в (10), возрастая, приближается к единице, если вторая поправка остается малой, а укрупнение — напротив, соответствует близости второй поправки к единице при одновременной малости первой.

Рассмотрим отдельно три частных случая соотношений между величинами энергий плазменной турбулентности и магнитного поля

$$\frac{W_1 + W_2 \Lambda'}{W^m} \gg \frac{\omega_p}{\omega_H}, \quad (14)$$

$$W^l \approx W^m, \quad (15)$$

$$\frac{W^m}{W_1 + \frac{c}{3v_T} W_2} \gg \left(\frac{\omega_p}{\omega_H} \right)^2. \quad (16)$$

При (14) в полученных результатах можно пренебречь связанными с синхротронным взаимодействием слагаемыми по сравнению с аналогичными для комптоновского рассеяния, в случае же (16) — наоборот. Из (12), (13) при $W_1 \approx W_2 \approx W^l/2$ следует для (14), (15) и (16) соответственно

$$\begin{aligned} E &\approx -3\Lambda \left(\frac{3v_T}{c} \right)^{1/2} \frac{c^2 m n}{W^l}, & F &\approx \frac{3 \cdot 10^2}{1 + \Lambda'} \frac{c^3 n}{\omega_p^3} \frac{3v_T}{c}, \\ E &\approx -3\Lambda \left(\frac{3v_T}{c} \right)^{1/2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_H} \right)^{3/2}, & F &\approx 3 \cdot 10 \frac{c^3 n}{\omega_p^3} \frac{3v_T}{c} \frac{\omega_H}{\omega_p}, \\ E &\approx -3\Lambda \left(\frac{\omega_p}{\omega_H} \right)^2, & F &\approx 3 \frac{c^3 n}{\omega_p^3} \frac{W^l}{W^m}. \end{aligned}$$

Обращаем внимание на то, что параметр F содержит множителем огромную для космической плазмы комбинацию $c^3 n / \omega_p^3$ (например, при $n = 10^8 \text{ см}^{-3}$ она порядка 10^{14}), так что условие $F (mc^2/\varepsilon)^3 \ll 1$, означающее низкую эффективность черенковского ускорения частиц по сравнению с комптоновским ($l + e \rightleftharpoons l + e'$) и синхротронным, выполнимо при очень больших значениях ε .

Предполагаемая нами неизменность уровня турбулентности требует непрерывного восполнения энергии ленгмюровских волн, интенсивно поглощаемой релятивистскими электронами в черенковском взаимодействии. Обозначая концентрацию последних через n_* , приведем получающуюся для оценки соответствующей мощности формулу

$$Q^l = \omega_p W_2 \frac{mc^2}{\varepsilon_*} \frac{n_*}{n}.$$

Определяя в каждом из рассматриваемых случаев нижнюю границу ε_* энергетического интервала функции $f_\varepsilon \sim \varepsilon^{-3}$ из равенства единице третьего слагаемого в скобках в (10) и допуская малость второго относительно единицы, выводим условия укрупнения f_ε . Например, для (15) оно имеет вид

$$Q^l \gg 10^{-20} n^2 \left(\frac{c}{3v_T} \frac{\omega_p}{\omega_H} \right)^{1/2} \Lambda \frac{n_*}{n}, \quad (17)$$

где Q' измеряется в эрг/см³ с, n и n_* — в см⁻³, c и v_T — в см/с, ω_p и ω_H — в с⁻¹.

Попробуем связать полученные результаты с данными о спектрах излучения дискретных радиоисточников (квазары, радиогалактики, неотождествленные объекты) в области низких частот. Как известно, степенная форма зависимости интенсивности излучения от частоты $I_\omega \sim \omega^{-\alpha}$, которая определяется степенным же характером функции распределения излучающих посредством синхротронного механизма релятивистских электронов (индекс α близок к единице и связан с показателем γ соотношением $\alpha = (\gamma - 1)/2$), у многих источников (около 14% от общего числа) на декаметровых волнах ($\omega \approx 10^8$ с⁻¹) искажается [11]. Наблюдаются как завалы спектра (отрицательная кривизна), так и его укрупнения (положительная кривизна). Было бы естественно объяснить эти искажения в рамках теории ПТР (вопрос о реализации условий, характерных для плазменных турбулентных реакторов, в радиоисточниках обсуждается в работах [2, 4, 12, 13]) как «отражение» отклонений функции f_ϵ на низких энергиях от степенного вида. Оставляя в стороне проблему выхода быстрых электронов из недр реактора (разные случаи их пространственной диффузии рассмотрены, например, в [8, 14]), найдем выражение для интенсивности исходящего из области малой оптической толщины синхротронного излучения частиц, подчиненных распределению (10), следующее из формулы (11) в пренебрежении слагаемыми, описывающими комптоновское взаимодействие. Переходя от мощности излучения к спектральному индексу $\alpha = -d(\ln f_\omega)/d(\ln \omega)$, имеем

$$\alpha = 1 - 1.8 E \frac{\omega_H}{\omega} + 4.4 F \left(\frac{\omega_H}{\omega} \right)^{3/2}. \quad (18)$$

Штрихом отмечена электронная гирочастота в области прозрачности. Отрицательной кривизне спектра соответствует близость первой поправки справа в (18) к единице и малость второй, а малость первой и одновременная близость к единице второй поправки означают наличие положительной кривизны.

Параметры E и F , а следовательно, и выражение (18), слабо чувствительны к вариациям концентрации и температуры электронов в реакторе. Примем для оценок $n \approx 10^8$ см⁻³ (тогда условие $\omega_H \ll \omega_p$ ограничивает наше рассмотрение значениями напряженности магнитного поля в ПТР $H \ll 3 \text{ Э}$) и $T \approx 10^4$ град. кулоновский логарифм $\Lambda \approx 20$, а также $\Lambda' \approx 10$.

Для компенсации величины $c^3 n / \omega_p^3$ (см. выше) в последней поправке в (18) при частотах $\omega \gtrsim 10^8$ с⁻¹ напряженность магнитного поля H' в области малой оптической толщины в случае (14) не может прево-

сходить $3 \cdot 10^{-9}$ Э, а при (15) должна быть много меньше 10^{-6} Э, что существенно ниже принятых для радиоисточников значений. В случае (16) возможно повышение H' до величины $3 \cdot 10^{-5}$ Э, при которой, однако, требуется для завала степенного спектра излучения $(W''/W') \gg 3 \cdot 17^7$, для укрупнения $(W''/W') \sim 10^7$.

Что касается неравенства (17) (в случае (15) при положительной кривизне разрешены $H \gg 3 \cdot 10^{-4}$ Э) и аналогичных оценок мощности генерации ленгмюровских волн для (14) и (15), то они совместимы с представлениями об энергоснабжении таких объектов, как квазары и ядра галактик (отношение n_*/n предполагаем порядка или меньше 10^{-2}).

Если источник турбулизации не обладает достаточной мощностью, и возможным является лишь завал спектра излучения, то условия его для случаев (14)–(16) соответственно: $H' \sim W'/c^2 m n$, $H' \sim 0.1 H^{3/2}$, $H' \sim 3 \cdot 10^{-3} H^2$ (здесь напряженности магнитного поля подразумеваются измеренными в Эрстедах). Например, значению $H' \approx 10^{-4}$ Э в области оптической прозрачности должны отвечать следующие параметры ПТР: по первому из выписанных соотношений — $(W'/c^2 m n) \sim 10^{-4}$, по второму — $H \sim 10^{-2}$ Э (согласно (15), $(W'/c^2 m n) \sim 3 \cdot 10^{-6}$), по третьему — $H \sim 0.1$ Э.

Автор искренне благодарит В. Н. Цытовича и Дж. Г. Ломинадзе за полезные обсуждения.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

Приложение

Вероятность конверсии ленгмюровской волны с фазовой скоростью $v_\phi \ll c$ в электромагнитную при комптоновском рассеянии на надтепловом ультрарелятивистском электроны, усредненная по углам и поляризациям, равна

$$\bar{u} = \frac{\pi^2 e^2 \omega_p^3 \epsilon^2}{2 c^4 m^3 n \omega^4} q \left(\frac{8}{3} - 8q - 8q^2 \ln q + \frac{16}{3} q^3 \right), \quad (П.1)$$

$$0 \leq q = \frac{\omega}{2ck} \left(\frac{mc^2}{\epsilon} \right)^2 \leq 1.$$

Коэффициенты (2), (3), (5), (6) вычислены с (П.1) и (7) в интервале от k_1 до k_2 при $k_1 \ll k_2$.

Величина (2) для $\beta > 1$

$$A = \frac{4e^2\omega_p^2 C^t}{9(\beta - 1)c^3 m n k_1^{\beta-1} \left(\frac{\varepsilon}{mc^2}\right)^2} \quad (\text{П.2})$$

Коэффициент (3) со спектральной плотностью энергии изотропного излучения, отнесенной к единичному частотному промежутку

$$W_\omega = C^t \omega^\nu, \quad \omega \leq \omega_*, \quad (\text{П.3})$$

(постоянная C^t связана с полной энергией электромагнитных волн в единичном объеме [в рассматриваемом диапазоне ω], в случае $(\varepsilon/mc^2) < (\omega_*/2ck_2)^{1/2}$,

если $\beta > 0, \nu > 1, \beta - \nu + 1 > 0$,

$$D = \frac{\pi^2 2^\nu (\nu^2 + \nu + 2) e^2 \omega_p^2 C^t C^t}{(\nu - 1) \nu (\nu + 1)^2 (\nu + 2) (\beta - \nu + 1) m n c^{4-\nu} k_1^{\beta-\nu+1} \left(\frac{\varepsilon}{mc^2}\right)^{2\nu-2}}, \quad (\text{П.4})$$

если $\beta > 0, \nu = 1$,

$$D = \frac{2\pi^2 e^2 \omega_p^2 C^t C^t}{3\beta c^3 m n k_1^{\beta}} \left\{ \ln \left| \frac{2ck_1}{\omega_p} \left(\frac{\varepsilon}{mc^2}\right)^2 \right| + \frac{1}{\beta} - \frac{19}{12} \right\}. \quad (\text{П.5})$$

Величина (5) с изотропной функцией распределения быстрых частиц по энергиям

$$f_\varepsilon = \frac{K}{\varepsilon^\gamma}, \quad \varepsilon \geq \varepsilon_* \quad (\text{П.6})$$

(постоянная K выражается через концентрацию релятивистских электронов) для $\omega > 2ck_2(\varepsilon_*/mc^2)^2$ и $\beta > 0, \gamma > 1$:

при $\beta - \frac{\gamma-1}{2} > 0$

$$J_\omega = \frac{2^{(\gamma+7)/2} (\gamma^2 + 4\gamma + 11) e^2 \omega_p^2 K C^t}{(\gamma^2 - 1) (\gamma + 3)^2 (\gamma + 5) (2\beta - \gamma + 1) c^{(3\gamma+5)/2} m^{\gamma} n k_1^{\beta - (\gamma-1)/2} \omega^{(\gamma-1)/2}}, \quad (\text{П.7})$$

при $\beta - \frac{\gamma-1}{2} < 0$

$$J_\omega = \frac{2^{(\gamma+7)/2} (\gamma^2 + 4\gamma + 11) e^2 \omega_p^2 K C^t k_2^{(\gamma-1)/2 - \beta}}{(\gamma^2 - 1) (\gamma + 3)^2 (\gamma + 5) (\gamma - 2\beta - 1) c^{(3\gamma+5)/2} m^{\gamma} n \omega^{(\gamma-1)/2}}, \quad (\text{П.8})$$

при $\beta - \frac{\gamma-1}{2} = 0$

$$J_{\omega} = \frac{2^3 (\beta^2 + 3\beta + 4) e^2 \omega_p^2 K C^i \ln(k_2/k_1)}{\beta(\beta+1)(\beta+2)^2(\beta+3) c^{\frac{3\beta+4}{2}} m^{\frac{2\beta+1}{2}} n \omega^{\beta}} \quad (\text{П.9})$$

Коэффициент (6) с (П.6) при $\beta > 0$, $\gamma > 0$:

в случае $\beta - \frac{\gamma}{2} > 0$

$$\mu(\omega) = - \frac{\pi^2 2^{(\gamma+8)/2} (\gamma^2 + 6\gamma + 16) e^2 \omega_p^2 K C^i}{\gamma(\gamma+4)^2(\gamma+6)(2\beta-\gamma) c^{(3\gamma+2)/2} m^{\gamma+1} n k_1^{\beta-\gamma/2} \omega^{(\gamma+4)/2}}, \quad (\text{П.10})$$

в случае $\beta - \frac{\gamma}{2} < 0$

$$\mu(\omega) = - \frac{\pi^2 2^{(\gamma+8)/2} (\gamma^2 + 6\gamma + 16) e^2 \omega_p^2 K C^i k_2^{(\gamma/2)-\beta}}{\gamma(\gamma+4)^2(\gamma+6)(\gamma-2\beta) c^{(3\gamma+2)/2} m^{\gamma+1} n \omega^{(\gamma+4)/2}}, \quad (\text{П.11})$$

CHERENKOV EFFECT AND TURBULENT PLASMA REACTOR

R. D. LOMADZE

Limitations on energetic interval of power-law distribution function of relativistic electrons, formed in turbulent plasma reactor (TPR), caused by the action of Cherenkov effect and ionization losses are determined. The curvature signs of the distribution functions distortions in the region of low energies are defined. Possibility of interpretation of peculiarities in radiation spectra of cosmic radiosources in the decametric wave-length region is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Цытович, А. С. Чихачев, Астрон. ж., 46, 486, 1969.
2. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.
3. Ю. А. Николаев, В. Н. Цытович, А. С. Чихачев, ЖЭТФ, 64, 877, 1973.
4. С. А. Norman, D. ter Haar, Phys. Rep. Phys. Lett. 17C, 307, 1975.
5. С. А. Каплан, Р. Д. Ломадзе, Тезисы докладов IX Всесоюз. конф. по галакт. и внегалакт. радиоастрон., Харьков, 1976, стр. 92.
6. С. А. Каплан, Р. Д. Ломадзе, Бюлл. Абастуманской обс., № 48, 213, 1977.
7. Р. Д. Ломадзе, Бюлл. Абастуманской обс., № 48, 239, 1977.
8. С. А. Каплан, Р. Д. Ломадзе, Astrophys. Space Sci., 57, 257, 1978.
9. В. Н. Цытович, Проблемы теории плазмы, Труды II Международ. конф., Наукова думка, Киев, 1976, стр. 211.
10. В. Н. Цытович, Нелинейные эффекты в плазме, Наука, М., 1967.
11. С. Я. Брауде, И. Н. Жук, А. В. Мень, Б. П. Рябов, К. П. Соколов, Н. К. Шарыкин, Astrophys., Space Sci., 54, 145, 1978.
12. Р. Д. Ломадзе, Диссертация, Тбилиси, 1978.
13. Я. М. Соболев, Препринт ИРЭ АН УССР, № 155, Харьков, 1980.
14. Ю. А. Николаев, Диссертация, М., 1979.