

УДК 621.385.6

## АНИЗОТРОПНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ПЛАЗМЕННОМ ТУРБУЛЕНТНОМ РЕАКТОРЕ

А. В. Кац, Я. М. Соболев, В. А. Шнейдман

Получено анизотропное распределение релятивистских электронов  $n(\mathbf{p}) = a(|\mathbf{p}|/p) \mathcal{E}^{-\gamma}$  ( $\gamma=2$ ), устанавливающееся в ПТР при наличии однородного магнитного поля. Показано, что анизотропные распределения с  $\gamma = 2$  и  $\gamma = 3$  [3] соответствуют постоянным в данном направлении потокам числа частиц или энергии и импульса по спектру. Рассматриваются поляризационные свойства запертого в ПТР излучения.

1. Плазменный турбулентный реактор (ПТР) привлекает внимание как возможная модель дискретного источника космического излучения, в котором вырабатываются степенные распределения ультрарелятивистских электронов [1, 2]. В работе Николаева, Цытовича и Чихачева [3] было показано, что наряду с изотропным степенным решением уравнений ПТР, отвечающим индексу  $\gamma = 3$  в дифференциальном потоке электронов  $I(\mathcal{E}) = v n(\mathbf{p}) \frac{d^3 p}{d\mathcal{E}} \sim \mathcal{E}^{-\gamma}$  ( $n(\mathbf{p})$  — функция распределения электронов по импульсу  $\mathbf{p}$ ), существует решение с произвольной анизотропией, соответствующее тому же индексу  $\gamma$ :

$$I \sim a \left( \frac{p}{p} \right) \mathcal{E}^{-3}. \quad (1)$$

Изотропное решение, отвечающее индексу  $\gamma = 2$ , получено в [2] (см. также [4]). В [5] было установлено, что изотропные спектры ПТР параметризуются постоянными потоками частиц ( $\gamma = 2$ ) и энергии ( $\gamma = 3$ ) и являются распределениями колмогоровского типа [2], существование которых требует наличия стороннего источника, инжектирующего в ПТР частицы (энергию). Возникает вопрос о возможности существования анизотропного решения с  $\gamma = 2$  и о физическом смысле анизотропных спектров.

В данной работе получено стационарное анизотропное распределение с  $\gamma = 2$ . Выяснен физический смысл анизотропных спектров. Показано, что они соответствуют не зависящим от энергии потокам сохраняющихся величин (энергия, импульс, число частиц) в импульсном пространстве, причем поток в единицу телесного угла зависит от направления и равен мощности источника в этом направлении. Определены направления потоков в пространстве энергий. Рассмотрен физически интересный пример распределения, параметризуемого двумя потоками — энергии и импульса. В связи с этим в п. 2 приведены кинетические уравнения с учетом в вероятности взаимодействия как плазменно-комптоновского, так и синхротронного механизмов и получены анизотропные решения; обсуждается анизотропия запертого в ПТР электромагнитного излучения. В п. 3 установлена связь угловых функций в распределении электронов с постоянными потоками по спектру и исследованы поляризационные характеристики излучения. В п. 4 обсуждается физический смысл полученных распределений.

2. Система кинетических уравнений, описывающих ПТР при наличии магнитного поля и плазменной турбулентности [3, 6], соответствует учету низшего порядка по  $mc^2/\mathcal{E} \ll 1$  и для мало меняющихся на углах  $\Delta\theta \approx mc^2/\mathcal{E}$  функций распределений релятивистских электронов имеет вид

$$\dot{n}(\mathbf{p}) = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 \sum_{\lambda} \int dk S^{\lambda} \left( p, k, \frac{\mathbf{p}}{p} \right) \equiv I_{e, \text{ph}} \{n, N\}; \quad (2)$$

$$\dot{N}^{\lambda}(k) = \frac{1}{\hbar k^3} \int dpp^2 S^{\lambda} \left( p, k, \frac{k}{k} \right) \equiv I_{\text{ph}, e} \{N, n\}; \quad (3)$$

$$S^{\lambda} \left( p, k, q \right) = u^{\lambda} \left( \frac{k}{p^2}, \xi \right) \left[ \hbar k N^{\lambda}(kq) \frac{dn(pq)}{dp} + n(pq) \right]. \quad (4)$$

Здесь

$$u^{\lambda} \left( \frac{k}{p^2}, \xi \right) = u_{\text{компт}} \left( \zeta \frac{k}{p^2} \right) + u_{\text{синхр}}^{\lambda} \left( \frac{\xi k}{p^2} \right), \quad \left( \frac{mc^2}{\mathcal{E}} \ll \frac{\omega_H}{\omega_p} \ll 1 \right), \quad (5)$$

$\zeta = \frac{m^2 c^3}{2\omega_p}$ ,  $\xi = \frac{2m^2 c^3}{3\omega_H}$ ,  $\omega_H = \frac{eH}{mc} \sin \theta$ ,  $\omega_p$  — плазменная частота,  $\theta$  — угол между  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{H}$ , индекс  $\lambda_j$  обозначает  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризации (электрический вектор излучения параллелен и перпендикулярен плоскости векторов  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{H}$  соответственно). Выражения для вероятности  $u_{\text{компт}}(\zeta k/p^2)$  комптоновской конверсии плазменных волн в электромагнитные и синхротронного излучения  $u_{\text{синхр}}^{\lambda}(\xi k/p^2)$  приведены в Приложении.

Интегралы столкновений обращаются в нуль на частично равновесных распределениях электронов  $n(\mathbf{p}) = ae^{-cp/T}$  и фотонов  $N(\mathbf{k}) = T/\hbar kc$  за счет обращения в нуль множителя  $S^{\lambda}(p, k, q)$  в (2), (3). Причем в силу однородности процессов взаимодействия температура  $T$  и нормировочная постоянная  $a$  могут зависеть от угловых переменных:  $T = T(\mathbf{p}/p)$ ,  $a = a(\mathbf{p}/p)$ . Установление таких распределений является характерным для систем квазичастиц с линейным законом дисперсии (фононы, фотоны, ультрарелятивистские электроны), поскольку взаимодействие эффективно лишь для частиц, распространяющихся в близких направлениях. При этом релаксация по углам (не учитываемая в (2), (3)) происходит существенно медленнее релаксации по энергиям. Угловая релаксация частично равновесных распределений фононов в He(II), взаимодействие которых при низких температурах является одномерным, исследована Гуревичем и Лайхтманом [7].

Наряду с частично равновесными распределениями система (2), (3) имеет стационарные анизотропные решения вида

$$n(\mathbf{p}) = a \left( \frac{\mathbf{p}}{p} \right) p^s, \quad \hbar N^{\lambda}(\mathbf{k}) = A^{\lambda} \left( \frac{\mathbf{k}}{k} \right) k^{-1/2} \quad (s = -4, -5), \quad (6)$$

где  $a(\mathbf{p}/p)$  — произвольная функция углов,  $A^{\lambda}(\mathbf{k}/k)$  — угловая функция фотонного распределения, определяемая из условия равенства нулю фотонного интеграла столкновений (3), и значения показателя  $s = -4, -5$  находятся из условия обращения в нуль электронного интеграла столкновений (2). С учетом явного вида  $n(\mathbf{p})$  получаем

$$A^\lambda \left( \frac{\mathbf{k}}{k} \right) = \frac{B^\lambda \left( -\frac{s+5}{2}, \xi \right)}{|s| B^\lambda \left( -\frac{s+4}{2}, \xi \right)}, \quad (7)$$

где

$$B^\lambda (\mu, \xi) = \int dx u^\lambda (x, \xi) x^\mu \quad (8)$$

— моменты вероятности излучения, явные выражения (25) для которых приведены в Приложении. Индекс  $\gamma$  в дифференциальном потоке электронов  $I(\mathcal{E})$  определяется через показатель  $s$  согласно  $\gamma = -(s+2)$ .

Отметим, что нахождение неравновесных решений системы нелинейных уравнений (2), (3) возможно благодаря автомодельному виду вероятности (5), зависящей от  $k$  и  $p$  только через комбинацию  $k/p^2$  [2]. Это справедливо для достаточно малых магнитных полей, определяемых неравенством (5). При существенном преобладании одного из процессов (комптоновского или синхротронного) вместо (5) имеем неравенство (23) или (24).

Решение с  $s = -5$ ,  $n(p) = a_1(p/p)p^{-5}$  получено ранее в работе [3]. Ниже покажем, что распределения (6) соответствуют постоянству потоков по спектру, что гарантирует обращение в нуль интегралов столкновений.

Анизотропия электронного распределения связана с угловой зависимостью нормировочной постоянной  $a(p/p)$ , т. е. с анизотропией источника (см. ниже). Причем если источник отличен от нуля в ограниченной области углов, то именно в этой области формируются неравновесные распределения (6). Анизотропия излучения в этой области обусловлена зависимостью вероятности (и, следовательно, моментов  $B^\lambda(\mu, \xi)$ ) от угла  $\theta$  между волновым вектором  $\mathbf{k}$  и направлением магнитного поля  $\mathbf{H}$ . В частности, для  $A_0^\lambda(\mathbf{k}/k)$  из (7) и (25) следует при  $s = -4$

$$A_0^\lambda \left( \frac{\mathbf{k}}{k} \right) = 0,3 \zeta^{1/2} \frac{1 + 1,2(1,4 \mp 1) \left( \frac{\omega_p \sin \theta}{\omega_H} \right)^{1/2} x \sin^{3/2} \theta}{1 + 1,1(1,3 \mp 1) x \sin^2 \theta}. \quad (9)$$

Здесь  $x$  — отношение плотности энергии магнитного поля  $W^H = H^2/8\pi$  к плотности энергии плазменной турбулентности  $W^l$ , верхний знак соответствует  $\pi$ -поляризации. Анизотропия излучения максимальна в случае чисто синхротронного ( $x \gg 1$ ) ПТР —  $N^\lambda \sim \sin^{-1/2} \theta$  — и отсутствует для комптоновского реактора ( $x \ll 1$ ).

3. Для выяснения физического смысла анизотропных решений (6) рассмотрим плотности потоков числа частиц  $\mathbf{j}_0$ , энергии  $\mathbf{j}_1$  и импульса  $\Pi_{ij}$  в пространстве импульсов:

$$\operatorname{div}_p \mathbf{j}_\nu^e(\mathbf{p}) \equiv - (pc)^\nu I_{e, \text{ph}} \{n, N\}, \quad (10)$$

$$\operatorname{div}_k \mathbf{j}_\nu^\lambda(\mathbf{k}) \equiv - (\hbar kc)^\nu I_{\text{ph}, e} \{N, n\};$$

$$\frac{\partial \Pi_{i,l}^e}{\partial p_j} \equiv -p_i I_{e, \text{ph}} \{n, N\}, \quad \frac{\partial \Pi_{ij}^\lambda}{\partial k_j} \equiv -\hbar k_i I_{\text{ph}, e} \{N, n\} \quad (\nu=0,1). \quad (11)$$

Преобразуя правые части (10), (11) в соответствии с тождеством

$$A(\mathbf{k}) = \operatorname{div}_k \frac{\mathbf{k}}{k^3} \int^k dk k^2 A(\mathbf{k})$$

и требуя обращения плотностей потоков в нуль на равновесных распределениях, получаем

$$p^2 j_0^e(p) = - \frac{p}{p} \sum_{\lambda} \int_0^{\infty} dk p^2 S^{\lambda} \left( p, k, \frac{p}{p} \right); \quad (12)$$

$$p^2 j_1^e(p) = - \frac{p}{p} \sum_{\lambda} \int^p dp c p \frac{\partial}{\partial p} \int_0^{\infty} dk p^2 S^{\lambda} \left( p, k, \frac{p}{p} \right); \quad (13)$$

$$k^2 j_0^{\lambda}(k) = - \frac{k}{k} \int^k \frac{dk}{k} (\hbar k c) \int_0^{\infty} dp p^2 S^{\lambda} \left( p, k, \frac{k}{k} \right). \quad (14)$$

Плотность потока импульса связана с плотностью потока энергии

$$\Pi_{ij}(p) = \frac{p_i}{pc} j_{ij}(p). \quad (15)$$

На распределениях вида (6) (с произвольным  $s$ ) потоки  $J_{\nu}^e(p)$ ,  $J_{\nu}^{\lambda}(k)$  на единицу телесного угла в направлении  $p/p$ ,  $(k/k)$  равны

$$J_{\nu}^e(p) \equiv p^2 j_{\nu}^e(p) = - a \left( \frac{p}{p} \right) p^{4+s+\nu} \frac{s+4}{s+4+\nu} \times \\ \times \sum_{\lambda} \left[ s A^{\lambda} B^{\lambda} \left( \frac{1}{2}, \xi \right) + B^{\lambda} (0, \xi) \right]; \quad (16)$$

$$J_{\nu}^{\lambda}(k) \equiv k^2 j_{\nu}^{\lambda}(k) = - a \left( \frac{k}{k} \right) \frac{k^{(3+s+2\nu)/2}}{3+s+2\nu} \times \\ \times \left[ s A^{\lambda} B^{\lambda} \left( -\frac{4+s}{2}, \xi \right) + B^{\lambda} \left( -\frac{5+s}{2}, \xi \right) \right] \quad (\nu = 0, 1). \quad (17)$$

Аналогично тому, как это делалось в [5] для изотропных распределений, найдем решения из условия (обеспечивающего обращение в нуль интегралов столкновений) независимости потоков (16), (17) от энергии. Поток электронов не зависит от  $p$  и отличен от нуля,  $J_0^e(p) = J_0^e(p/p)$ , как видно из (16), при  $s = -4$ . При этом поток фотонов  $J_0^{\lambda}(k) \sim k^{-1/2}$  и, следовательно, его нужно положить равным нулю, т. е. должна быть равна нулю квадратная скобка в (17). Из последнего условия находим нормировочную постоянную фотонного распределения  $A_0^{\lambda}(k/k)$  (см. (7) при  $s = -4$ ). Формула (16) при  $\nu = 0$ ,  $s = -4$  с учетом выражения для  $A_0^{\lambda}(k/k)$  дает связь между нормировочной угловой функцией  $a_0(p/p)$  электронного распределения и потоком электронов  $J_0^e(p/p)$ :

$$J_0^e \left( \frac{p}{p} \right) = a_0 \left( \frac{p}{p} \right) \sum_{\lambda} \left[ \frac{B^{\lambda} \left( -\frac{1}{2}, \xi \right) B^{\lambda} \left( \frac{1}{2}, \xi \right)}{B^{\lambda} (0, \xi)} - B^{\lambda} (0, \xi) \right]. \quad (18)$$

На этом распределении потоки энергии  $J_1^e(p)$ ,  $J_1^{\lambda}(k)$  обращаются в нуль.

Потоки энергии  $J_1^e(p)$ ,  $J_1^{\lambda}(k)$ , как видно из (16), не зависят от  $p$  и  $k$  при  $s = -5$ . При  $\nu = 1$ ,  $s = -5$  обращаются в нуль знаменатели

в (16), (17), и отсутствие сингулярности требует обращения в нуль квадратных скобок в (16), (17), что, в свою очередь, приводит к нулевым потокам электронов  $J_0^e(\mathbf{p})$  и фотонов  $J_0^l(\mathbf{k})$ . Отсюда находим нормировочную постоянную  $A_1^l(\mathbf{k}/k)$  фотонного распределения ((7) при  $s = -5$ ). Раскрывая неопределенность 0/0 в выражении для полного потока энергии (по электронной и фотонной подсистемам)

$$J_1\left(\frac{\mathbf{p}}{p}\right) \equiv \left[ J_1^e(\mathbf{p}) + \sum_{\lambda} J_1^l(\mathbf{k}) \right] \Big|_{s \rightarrow -5},$$

получаем связь угловой функции  $a_1(\mathbf{p}/p)$  с потоком  $J_1(\mathbf{p}/p)$ :

$$J_1\left(\frac{\mathbf{p}}{p}\right) = -a_1\left(\frac{\mathbf{p}}{p}\right) c \sum_{\lambda} \left[ \frac{B'^{\lambda}\left(\frac{1}{2}, \xi\right) B^{\lambda}(0, \xi)}{B^{\lambda}\left(\frac{1}{2}, \xi\right)} - B'^{\lambda}(0, \xi) \right], \quad (19)$$

здесь  $B'^{\lambda}(\mu, \xi) = \frac{\partial}{\partial \mu} B^{\lambda}(\mu, \xi)$ .

Таким образом, распределение электронов  $n(\mathbf{p}) = a_1(\mathbf{p}/p)p^{-5}$  соответствует постоянному потоку энергии. Более того, в силу связи (15) это распределение соответствует также и постоянному потоку импульса. Поток импульса  $(\pi/c)J_1(\pi)$  в направлении  $\pi = \mathbf{p}/p$  отличен от нуля и в изотропном случае  $J_1(\pi) = \text{const}$ . Интегральный же поток импульса  $(1/c) \int d\pi \pi J_1$  равен нулю. При анизотропии  $J_1(\pi) \neq \text{const}$  интегральный поток импульса может быть отличен от нуля.

Определим направления потоков (18), (19). Как и в изотропном случае [5], поток электронов направлен в сторону больших  $p$ ,  $J_0^e(\mathbf{p}/p) > 0$ , а поток энергии и, следовательно, импульса — в сторону малых  $p$ ,  $J_1(\mathbf{p}/p) < 0$ . Эти утверждения следуют из требования положительности нормировочной постоянной  $a(\mathbf{p}/p)$  и положительности выражений в квадратных скобках в (18), (19). Последнее следует из формул (2.7), (3.6) в [5], если в них предполагать неявную зависимость моментов вероятности от параметров  $\xi$ .

Для степени поляризации излучения  $\Pi = (N^{\pi} - N^{\sigma}) / (N^{\pi} + N^{\sigma})$  (см. (26), (27)) получаем, что для распределения с постоянным потоком энергии ( $s = -5$ ) преобладает  $\sigma$ -поляризация,  $\Pi < 0$  (рис. 1а), в широкой области изменения параметров ПТР  $(W^H/W^l) \sin^2 \theta$  и  $W^H/nmc^2$ . Для распределения с постоянным потоком частиц преобладает  $\pi$ -поляризация (рис. 1б). В случае чисто синхротронного ПТР ( $x \sin^2 \theta \gg 1$ ) степень поляризации равна  $-0,7$  при  $s = -5$  и  $0,7$  — при  $s = -4$ .

4. Полученные распределения являются распределением колмогоровского типа. Такие распределения параметризуются обычно одним из постоянных потоков  $J_1, J_0$  [8] ( $J_{\nu} = \int d\pi_{\nu} J_{\nu}(\pi)$ ), что связано с наличием интегралов движения — энергии и числа частиц. В нашем случае из-за отсутствия релаксации по углам имеется бесчисленное множество интегралов движения:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int d\mathbf{p} \varphi\left(\frac{\mathbf{p}}{p}\right) n(\mathbf{p}) = 0; \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \int d\mathbf{p} \psi\left(\frac{\mathbf{p}}{p}\right) \mathcal{E}(\mathbf{p}) n(\mathbf{p}) + \int d\mathbf{k} \psi\left(\frac{\mathbf{k}}{k}\right) \hbar \omega N(\mathbf{k}) \right] = 0, \quad (21)$$

где  $\varphi(p/p)$  и  $\psi(p/p)$  — произвольные функции углов. Отсюда для  $\varphi(\pi) = \delta(\pi - \pi_0)$  следует сохранение потока частиц, для  $\psi(\pi) = \delta(\pi - \pi_0)$  — сохранение суммарного потока энергии в направлении  $\pi_0$ . В силу линейности законов дисперсии фотонов и ультрарелятивистских электронов (21) при  $\psi(\pi) = \pi \delta(\pi - \pi_0)$  совпадает с законом сохранения импульса. Таким образом, одно из решений параметризуется постоянными (не зависящими от энергии) потоками энергии и импульса. Потоки создаются источниками и стоками, о расположении которых можно судить по направлениям потоков в пространстве энергий. Угловые функции распределений электронов  $a(p/p)$  можно выразить через мощность локализованных источников  $D(p)$  воспользовавшись для этого равенством мощности источника и создаваемого им потока:

$$J\left(\frac{p}{p}\right) = \int D(p) p^2 dp \equiv D\left(\frac{p}{p}\right). \quad (22)$$

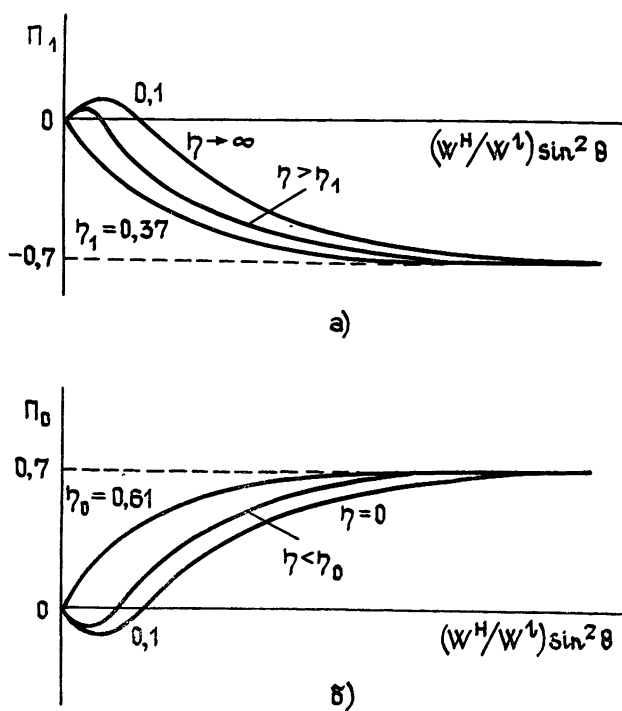


Рис. 1.

Распределения (6) могут устанавливаться, например, при прохождении пучка релятивистских электронов с достаточно большим угловым разбросом  $\Delta\theta \gg mc^2/\mathcal{E}$  через область ПТР. За счет взаимодействия с запертым электромагнитным излучением будет формироваться степенное распределение электронов по энергиям, при заданной анизотропии в пучке. Наличие магнитного поля приводит к тому, что излучение становится поляризованным и возникает анизотропия в его спектре. При этом по степени поляризации (и анизотропии) можно судить об отношении плотности энергии магнитного поля к плотности энергии длинноволновой турбулентности,  $(W^H/W^l) \sin^2 \theta$ , и к плотности энергии покоя электронов плазмы,  $W^H \sin^2 \theta/nmc^2$ .

Авторы выражают благодарность В. М. Конторовичу за внимание к работе и обсуждение результатов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вероятности в соответствии с [1] равны

$$u_{\text{КОМПТ}}\left(\frac{\zeta k}{p^2}\right) = \frac{e^2}{3} \frac{W^l}{nmc^2} \frac{m^2 c^2}{p^2} k \left[ 1 - 2 \frac{\zeta k}{p^2} + 2 \left(\frac{\zeta k}{p^2}\right)^2 \right] \theta \left( 1 - \frac{\zeta k}{p^2} \right) \left( \frac{W^H \sin^2 \theta}{nmc^2} \ll 1 \right); \tag{23}$$

$$u_{\text{СИНХР}}^\lambda \left( \xi \frac{k}{p^2} \right) = \frac{e^2}{2\pi \sqrt{3}} \frac{m^2 c^2}{p^2} k \left[ \int_{\xi k/p^2}^\infty dx K_{5/3}(x) \mp K_{2/3} \left( \frac{\xi k}{p^2} \right) \right] \left( \frac{W^H \sin^2 \theta}{nmc^2} \gg \left( \frac{mc^2}{\mathcal{E}} \right)^2 \right). \tag{24}$$

Здесь  $\theta(x)$  — функция Хевисайда, минус в (24) соответствует  $\pi$ -поляризации,  $K_\nu(x)$  — функции Макдональда.

Используя (23), (24), находим моменты

$$B^\lambda(\mu, \xi) = \zeta^{-\mu-1} \frac{2e^2 \omega_p}{3c} \frac{W^l}{nmc^2} \left( \frac{1}{\mu+2} - \frac{2}{\mu+3} + \frac{2}{\mu+4} \right) + \xi^{-\mu-1} \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{e^2 \omega_H}{c} 2^\mu \Gamma\left(\frac{3\mu+4}{6}\right) \Gamma\left(\frac{3\mu+8}{6}\right) \left( \frac{3\mu+8}{3\mu+6} \mp 1 \right), \tag{25}$$

$\Gamma(x)$  — гамма-функция Эйлера.

Степень поляризации излучения  $\Pi = (N^\pi - N^\sigma)/(N^\pi + N^\sigma)$  для распределения с постоянным потоком энергии равна

$$\Pi_1 = x_\perp \frac{6,1 \eta - 2,3 - 65 \eta x_\perp}{2 + (3,1 + 65 \eta) x_\perp + 92 \eta x_\perp^2} \quad (s = -5) \tag{26}$$

и для распределения с постоянным потоком электронов —

$$\Pi_0 = x_\perp \frac{2,3 \eta - 1,4 + 13 x_\perp}{2\eta + (13 + 3,1 \eta) x_\perp + 18 x_\perp^2} \quad (s = -4), \tag{27}$$

где  $x_\perp = (W^H/W^l) \sin^2 \theta$ ,  $\eta = \sqrt{\omega_H/\omega_p}$ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Каплан С. А., Цытович В. Н. Плазменная астрофизика.— М.: Наука, 1972.
2. Norman S. A., Ter Haar D.— Phys. Reports, 1975, 17с, p. 307.
3. Николаев Ю. А., Цытович В. Н., Чихачев А. С.— ЖЭТФ, 1973, 64, № 3, с. 877.
4. Mc Gray R.— Astrophys. J., 1969, 156, № 1, p. 329.
5. Кац А. В., Конторович В. М.— ЖЭТФ, 1977, 73, № 6, с. 2157.
6. Melrose D. B.— Astrophys. Space Sci., 1969, 2, № 2, p. 171.
7. Gurevich V. L., Laikhtman V. D.— Ann. Phys. (USA), 1977, 106, № 4, p. 444.
8. Кадомцев Б. Б., Конторович В. М.— Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 4, с. 511.

Институт радиофизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
7 сентября 1979 г.

ANISOTROPIC DISTRIBUTIONS IN A PLASMA TURBULENT REACTOR

A. V. Kats, Ya. M. Sobolev, V. A. Sheidman

An anisotropic distribution of relativistic electrons  $n(\mathbf{p}) = a(p/p) \mathcal{E}^{-\gamma} (\gamma = 2)$  which is stated in PTR in the presence of homogeneous magnetic field has been found. It is shown, that anisotropic distributions with  $\gamma = 2$  and  $b = 3$  [3] are correspond to stationary in the given direction fluxes of particle numbers or energy and pulse over the spectrum. Polarization properties of a trapped radiation in PTR are considered.