АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12 ФЕВРАЛЬ, 1975 ВЫПУСК 1

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПЕКТРЫ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕННОМ ТУРБУЛЕНТНОМ РЕАКТОРЕ

Ю. А. НИКОЛАЕВ, В. Н. ЦЫТОВИЧ, А. С. ЧИХАЧЕВ

Поступила 18 ноября 1974

В плазменном турбулентном реакторе (PTR) может вырабатываться степенной спектр релятивистских электронов $\sim 1/\varepsilon^{\gamma}$. Для астрофизических приложений это представляет особый интерес в связи с близостью показателя γ к среднему значению, получаемому из статистического анализа распределения радиоисточников.

Рассмотрены PTR в слабом магнитном поле $(\omega_{He}\ \omega_{pe})$ для различных типов анизотропной турбулентности. Найдено, что спектр электронов имеет универсальный характер. Для показателя спектра получено значение $\gamma=3$. Указывается ряд факторов, которые могут изменить спектр электронов.

В последнее время интенсивно развивалась теория плазменных турбулентных реакторов (PTR), которые рассматривались впервые в [1] как области космического пространства, в которых интенсивное взаимодействие излучения и релятивистских частиц вырабатывает степенные по энергии спектры частиц $1/\varepsilon^{\gamma}$. Интерес к этому вопросу связан в первую очередь с тем, что в космических условиях очень часто наблюдаются как раз степенные спектры релятивистских электронов. В [2] было показано, что из довольно общих соображений уравнение для показателя γ имеет решение $\gamma=3$, что близко к среднему значению 2.7 в космических условиях [3]. Теория PTR была применена к объяснению излучения ядер галактик [4, 5] и рентгеновских источников [6]. Дальнейшее уточнение теории PTR проводилось в направлении учета эффектов комптонизации [7, 8] и нахождению автомодельных решений [9, 10]. Настоящее исследование посвящено анализу влияния магнитных полей на спектры частиц, вырабатываемые в PTR. Нужно заметить, что роль магнитного поля уже отчасти анализировалась, когда рассматривалось синхротронное излучение и реабсорбция как механизм, приводящий к перераспределению энергии между излучением и релятивистскими частицами. Однако роль магнитного поля не сводится только к этому эффекту. Так, в [11] было показано, что даже слабое магнитное поле может изменять угловое распределение ленгмюровских пульсаций. Кроме того, в магнитном поле появляются другие ветви пульсаций плазмы, которые могут быть также сильно возбуждены. В настоящем исследовании мы ограничимся слабым магнитным полем

$$\omega_{He} \ll \omega_{pe}, \qquad \omega_{He} = \frac{eH}{m_e c}, \qquad \omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_e}}, \tag{1}$$

$$\frac{H^2}{8\pi} \sim W, \tag{2}$$

где W — плотность энергии турбулентных колебаний. В качестве таких колебаний будут рассмотрены высокочастотные электронные пульсации, а именно, ленгмюровские (l) и вистлеры (w). Существенно новым элементом будет учет анизотропии этих пульсаций. Будем считать, что турбулентные колебания распространяются строго по внешнему магнитному полю $\vec{H}$ или против него. Для ленгмюровских колебаний это предположение оправдано для волновых чисел $k < \omega_{He}/V_{Te}$ [11]. Развитие ленгмюровской турбулентности, как показано в [12], приводит к нелинейной трансформации турбулентных колебаний как раз в область малых волновых чисел K. Для вистлеров имеются как теоретические [13], так и экспериментальные указзния на то, что они, как правило, распространяются вдоль магнитного поля. Спектры турбулентности вистлеров были найдены в этих условиях в [13].

1. *Описание PTR в случае анизотропной турбулентности.* Кинетическое уравнение для электронов и уравнение переноса излучения [2] могут быть записаны в виде, явно содержащем спектральную функцию турбулентности. Эта функция $W_{\omega,\Omega}$, характеризует как частотный спектр турбулентности, так и ее анизотропию. Интеграл от спектральной функции турбулентности по соответствующей области изменения частоты пульсаций ω, и телесному углу Ω, дает среднюю плотность энергии турбулентных колебаний W. Приведем здесь соответствующую запись для уравнения переноса с учетом лишь плазменного механизма излучения. В качестве такого механизма рассматривается трансформация пульсаций плазменной турбулентности в высокочастотное излучение при рассеянии на релятивистских электронах.

$$\begin{aligned} \frac{\partial I^{\sigma}_{\omega,y}}{\partial t} = {} & I^{\sigma}_{\omega,y}\int_0^{\infty} d\varepsilon \int_{-1}^{1} dx \int \frac{W_{\omega_1\Omega_1}}{\omega_1} w^{\sigma}_{\varepsilon\omega xy}(\vec{k}_1)\, \omega\varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial\varepsilon}\frac{f_{\varepsilon,x}}{\varepsilon^2}\, d\omega_1 d\Omega_1 + \\ & + \frac{\omega^3}{(2\pi)^2}\int_0^{\infty} d\varepsilon \int_{-1}^{1} dx \int \frac{W_{\omega_1\Omega_1}}{\omega_1} w^{\sigma}_{\varepsilon,\omega,x,y}(\vec{k}) f_{\varepsilon,x}\, d\omega_1 d\Omega_1. \end{aligned} \tag{3}$$

Функция распределения электронов $f_{\varepsilon, x}$ и интенсивность излучения $I^{\sigma}_{\omega, y}$ считаются не зависящими от угла φ в плоскости, перпендикулярной направлению внешнего магнитного поля, поэтому в уравнение входит усредненная вероятность излучения волны с поляризацией σ и частотой ω.

$$w^{\sigma}_{\varepsilon, \omega, x, y}(\vec{k}_1) = \frac{1}{2\pi} \int w^{\sigma}_{\vec{p}}(\vec{k}_1, \vec{k})\, d\varphi. \tag{4}$$

Далее x — косинус угла скорости релятивистского электрона с направлением внешнего магнитного поля, y — косинус угла между направлением распространения электромагнитной волны и магнитным полем,

а $f_{\varepsilon, x}$ и $I^{\sigma}_{\omega, y}$ нормированы следующими условиями:

$$\int_0^{\infty} d\varepsilon \int_{-1}^{1} dx f_{\varepsilon, x} = n_{\oplus}, \qquad \int_0^{\infty} d\omega \int_{-1}^{1} dy I^{\sigma}_{\omega, y} = I^{\sigma} \tag{5}$$

здесь $n_{\oplus}$ — концентрация релятивистских электронов, I^{σ} — плотность электромагнитного излучения поляризации, $\sigma = 1.2$ (постоянная Планка $h = 1$, скорость света $c = 1$). Векторы поляризации излучения удобно выбрать в виде:

$$\vec{e}^{(1)} = \frac{[\vec{k}[\vec{k}\vec{H}]]}{|[\vec{k}[\vec{k}\vec{H}]]|}, \qquad \vec{e}^{(2)} = \frac{[\vec{k}\vec{H}]}{|[\vec{k}\vec{H}]|}.$$

Регулярный метод получения вероятности $w^{\sigma}_{\vec{p}}(\vec{k}_1, \vec{k})$ состоит в вычислении интенсивности излучения релятивистского электрона в результате колебаний под действием полей турбулентных пульсаций [12].

В случае, например, вистлеров эти поля могут быть представлены суперпозицией волн с положительной и отрицательной частотой. Для электрического поля пульсации будем иметь

$$\vec{E} = \int E_{k_1} \vec{e}(k_1)\, e^{-i\omega_1 t + i\vec{k}_1\vec{r}}\, dk_1, \qquad E_{k_1} = E^{+}_{\vec{k}_1} \delta(\omega_{\vec{k}_1} - \omega_1) + E^{-}_{\vec{k}_1} \delta(\omega_1 + \omega_{\vec{k}_1}) \tag{6}$$

$$(\omega_{\vec{k}_1} > 0, \quad dk_1 = d\vec{k}_1 d\omega_1)$$

Здесь $E_{\vec{k}_1}$ представляют комплексные амплитуды, фаза которых — случайная величина. В условиях квазистационарности и однородности плазмы усреднение по фазам дает

$$\langle E_{k_1} E_{k_1'} \rangle = (I_{\vec{k}_1} \delta(\omega_1 - \omega_{\vec{k}_1}) + I_{\vec{k}_1} \delta(\omega_1 + \omega_{\vec{k}_1})) \delta(k_1 + k_1') \tag{7}$$

Здесь $I_{\vec{k}_1}$ — корреляционная функция электрических полей,

$$\langle E_{\vec{k}_1} E_{\vec{k}_1'} \rangle = I_{\vec{k}_1} \delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2^1)$$

Это позволяет получить среднюю энергию турбулентных пульсаций в виде

$$W = \frac{1}{4\pi} \int \frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} \omega^2 e_i^- \varepsilon_{ij} e_j^+ \Big|_{\omega_{\vec{k}_1}} I_{\vec{k}_1}^+ d\vec{k}_1 \tag{8}$$

и определить число плазмонов $N_{\vec{k}_1}$ через корреляционную функцию электрических полей

$$I_{\vec{k}_1} = \frac{\omega_{\vec{k}_1}^2}{2\pi^2 \frac{\partial}{\partial \omega} \omega^2 e_i^- \varepsilon_{ij} e_j^+ \Big|_{\omega_{\vec{k}_1}}} N_{\vec{k}_1}, \tag{9}$$

где $\vec{e}^{\,\pm}$ — нормальные орты вистлеров с положительной и отрицательной частотой, а ε_{ij} — тензор диэлектрической проницаемости.

С помощью корреляционной функции $I_{\vec{k}_1}^+$ можно найти и трансформацию пульсаций в излучение в низшем порядке по турбулентному полю (комптон-эффект). Поэтому интенсивность спонтанного излучения при рассеянии плазмонов на релятивистских электронах, определяемая как

$$Q^\sigma = \int w_{\vec{p}_1}^\sigma (\vec{k}_1, \vec{k}) \, \omega N_{\vec{k}_1} f_{\vec{p}} \frac{d\vec{p} d\vec{k} d\vec{k}_1}{(2\pi)^9}, \tag{10}$$

приводит к следующему выражению для вероятности

$$w_{\vec{p}}^\sigma (\vec{k}_1, \vec{k}) = \frac{4 (2\pi)^9 \omega_1^2 \, | e_i^\sigma \Lambda_{ij} e_j^m |^2}{\frac{\partial}{\partial \omega} \omega^2 \varepsilon^\sigma \Big|_{\omega_{\vec{k}}} \frac{\partial}{\partial \omega} \omega^2 e_i^- \varepsilon_{ij} e_j^+ \Big|_{\omega_{\vec{k}_1}}} \, |\delta(\omega - \vec{k}\vec{v} + \vec{k}_1 \vec{v}) +$$

$$+ \delta(\omega - \vec{k}\vec{v} - \vec{k}_1 \vec{v})| \tag{11}$$

Здесь учтено, что для вистлеров $k_1 v \gg \omega_1$ (рассматриваются колебания в области $k_1 \ll \omega_{pe}$ с законом дисперсии $\omega_1 = \omega_{He} | z | k_1^2 / \omega_{pe}^2$, $z = (\vec{k}_1 \vec{H}) / k_1 H$).

С учетом этого соотношения для рассеяния на незамагниченных электронах имеем

$$\Lambda_{ij}=\frac{ie^2}{(2\pi)^3\, 2\omega_1\, (\vec{k}_1\vec{v})^2}\left[(\vec{k}_1\vec{k})\, v_i v_j-(\vec{k}_1\vec{v})\, v_i k_j+(\vec{k}_1\vec{v})^2\delta_{ij}-(\vec{k}_1\vec{v})\, k_{1i} v_i\right] \tag{12}$$

Хотя в рассматриваемом процессе $k_1/\omega \ll 1$, последние два слагаемые в (12) следует учесть наравне с первыми, которые, как видно из дальнейшего, содержат дополнительную малость, связанную с поперечностью излучения $(\vec{e}^{\sigma} \perp \vec{k})$ и тем обстоятельством, что вероятность излучения для релятивистских частиц заметна лишь в узком конусе вдоль направления движения частиц. Это означает, что x близко к y. Это же свойство излучения приводит к тому, что в кинетическое уравнение [2] входит вероятность, проинтегрированная как по спектру турбулентности, так и по угловой переменной в интенсивности излучения

$$U^{\sigma}_{\varepsilon,\omega,x}=\int\limits_{-1}^{1} dy\int\frac{d\vec{k}_1}{(2\pi)^3}\, N_{\vec{k}_1} w^{\sigma}_{\varepsilon,\omega,x,y} \tag{13}$$

и аналогично в уравнение переноса излучения

$$U^{\sigma}_{\varepsilon,\omega,y}=\int\limits_{-1}^{1} dx\int\frac{d\vec{k}_1}{(2\pi)^3}\, N_{\vec{k}_1} w^{\sigma}_{\varepsilon,\omega,x,y} \tag{14}$$

Используя для спектральной функции турбулентности решение [13], соответствующее каналированию вистлеров вдоль внешнего магнитного поля

$$W_{\omega_1, \varphi_1}=W_{\omega_1}\left[W_1\delta(z-1)+W_2\delta(z+1)\right], \tag{15}$$

после соответствующих интегрирований получаем

$$U^{\sigma}_{\varepsilon,\omega,y}=\frac{4(2\pi)^9}{\omega\,\dfrac{\partial}{\partial\omega}\omega^2\varepsilon^{\sigma}\Big|_{\omega_{\vec{k}}}}\int\frac{W_{\omega_1}\omega_1^2}{\dfrac{\partial}{\partial\omega}\omega^2 e_i^{-}\varepsilon_{ij}e_j^{+}\Big|_{\omega_{\vec{k}_1}} k_1}\times$$

$$\times\left\{\frac{\left(W_1|\Lambda^{\sigma}|^2_{z=1}+W_2|\Lambda^{\sigma}|^2_{z=-1}\right)_{\vec{k}\vec{v}=\omega+\vec{k}_1\vec{v}}}{\sqrt{\left(\dfrac{2k_1x}{\omega}-\dfrac{m^2}{\varepsilon^2}\right)(1-xy)(y-x)^2}}+\right. \tag{16}$$

$$\left.+\frac{\left(W_1|\Lambda^{\sigma}|^2_{z=1}+W_2|\Lambda^{\sigma}|^2_{z=-1}\right)_{\vec{k}\vec{v}=\omega-\vec{k}_1\vec{v}}}{\sqrt{\left(-\dfrac{2k_1x}{\omega}-\dfrac{m^2}{\varepsilon^2}\right)(1-xy)-(y-x)^2}}\right\}dk_1dy$$

Теперь видно, что вероятность $w^{\gamma}_{\varepsilon,\omega,x,y}$ действительно отлична от нуля лишь когда y близко к x. Кроме того, следует заметить, что первое слагаемое в (16) отвечает взаимодействию с электронами, имеющими составляющую скорости по направлению $\vec{H}$ $(x>0)$, а второе отвечает противоположному случаю $(x<0)$.

2. *Спектр релятивистских электронов, генерируемых геликонным PTR.* Обратимся теперь к анализу характера спектра электронов, вырабатываемого в PTR тогда, когда наряду с синхротронным механизмом основным процессом является трансформация в излучение турбулентных пульсаций с законом дисперсии, характерным для вистлеров или геликонов

$$\omega_1 = \omega_{He}\frac{k_1^2}{\omega_{pe}^2}.$$

Спектр такой турбулентности [3] $W_{\omega_1} \sim \omega_1^{1/2}$. Комптоновский механизм излучения определяется параметром $q = \omega m^2/2\omega_{pe}\varepsilon^2$, при этом вероятность можно представить в виде

$$U^{\gamma}_{\varepsilon,\omega,x} = \frac{m^2\omega_{pe}^2}{\varepsilon^2\omega^2}\Lambda^{\gamma}(q,x). \tag{18}$$

Как легко видеть из выражения (16), условие излучения на колебаниях с фазовыми скоростями $v_\Phi \ll 1$ принимает в данном случае вид

$$q < \frac{k_1|x|}{\omega_{pe}}. \tag{19}$$

Характер зависимости $U^{\gamma}_{\varepsilon,\omega,x} \sim \omega^{-2}\varepsilon^{-2}$ означает, что в плазменном турбулентном реакторе может вырабатываться квазистационарный степенной спектр релятивистских электронов $f_{\varepsilon,x} \sim 1/\varepsilon^{\gamma}$ [2]. При этом уравнение для показателя спектра определяется интегралами вида

$$R^{\gamma}_{\gamma} = \int q^{\frac{\gamma}{2}}\Lambda^{\gamma}(q,x)\,dq, \tag{20}$$

для которых с учетом синхротронного излучения получаем

$$R^{\gamma}_{\gamma} = \frac{2e^2\pi^2}{3\omega_{pe}^2}\left[x\left(\frac{k_{1\max}|x|}{\omega_{pe}}\right)^{\frac{\gamma-2}{2}}\frac{1-\beta^{\frac{\gamma}{2}}}{1-\beta}a^{\gamma}_{\gamma}(p,x) + \varkappa_{H}(2\zeta)^{\frac{\gamma-2}{2}}\frac{9}{2}(1-x^2)\,b^{\gamma}_{\gamma}\right] \tag{21}$$

где

$$p = \frac{\varkappa^{-} - \varkappa^{-}}{\varkappa}, \quad \varkappa^{\mp} = \frac{W^{\mp}}{nm}, \quad \varkappa = \varkappa^{+} + \varkappa^{-}, \quad \beta = \frac{k_{1\min}}{k_{1\max}},$$

$W^{\mp}$ — плотность энергии турбулентности вистлеров, распространяющихся по направлению магнитного поля, и против него.

$$\varkappa_{H} = \frac{H^2}{8\pi nm}, \qquad \zeta = 3eH\sqrt{1-x^2}/4m\omega_{pe}$$

$$a_{\gamma}^{(1)} = 6\left\{\frac{(\gamma+4)(\gamma+6)+4(3+x^2)}{\gamma(\gamma+2)(\gamma+4)(\gamma+6)} \mp \frac{4p}{\gamma(\gamma+2)(\gamma+4)}\right\} \tag{22}$$

$$a_{\gamma}^{(2)} = 6\left\{\frac{(\gamma+4)(\gamma+6)+4(1+3x^2)}{\gamma(\gamma+2)(\gamma+4)(\gamma+6)} \pm \frac{4px^2}{\gamma(\gamma+2)(\gamma+4)}\right\}$$

а коэффициенты b_{γ}^{α}, пропорциональные коэффициенту синхротронной реабсорбции, приведены в [2]. (Знаки $\pm$ в фигурных скобках отвечают $x>0$ и $x<0$). Для определения γ используем общее уравнение [2]

$$R_2^1 + R_2^2 - \frac{R_{\gamma-1}^1}{R_{\gamma}^1} R_3^1 - \frac{R_{\gamma-1}^2}{R_{\gamma}^2} R_3^2 = 0. \tag{23}$$

Легко видеть, что возможным значением показателя спектра является $\gamma=3$. Приведенное трансцендентное уравнение можно решать численно. Такой анализ возможности существования других решений показал, что решение $\gamma=3$ единственно в области значений $0.5<\gamma<10$. Действительно, рассмотренное уравнение можно представить в виде кубического уравнения относительно $\varkappa$

$$\varkappa^3 C_3(\gamma) + \varkappa^2 C_2(\gamma) + \varkappa C_1(\gamma) + C_0(\gamma) = 0. \tag{24}$$

Единственность показателя $\gamma=3$, независимо от $\varkappa$, означает при этом, что все коэффициенты $C_i\ (3)=0$, а при $\gamma<3$ и $\gamma>3$ имеют одинаковые знаки, что подтверждается численным расчетом, на основании которого на рис. 1, 2 построены графики коэффициентов уравнения (24) при некоторых конкретных значениях параметров.

3. *PTR с одномерной ленгмюровской турбулентностью.* Будем считать, что ленгмюровские колебания распространяются только по или против $\vec{H}$. Тогда [3] зависимость вероятности $U^{\alpha}_{\mathbf{k},\omega,x}$ рассеяния ленгмюровской волны (l) в поперечную (t) от параметра q определяется следующими выражениями:

$$\Lambda^{(1)}(q,\ x) = \frac{\pi^2 e^2 \varkappa_l}{2\omega_{pe}^2}(1 - 2q + 3q^2)(1 - x^2), \tag{25}$$

$$\Lambda^{(2)}(q,\ x) = \frac{\pi^2 e^2 \varkappa_l}{2\omega_{pe}^2}(1 - 2q + q^2)(1 - x^2) \tag{26}$$

$$\varkappa_l = \frac{W_l}{nm}$$

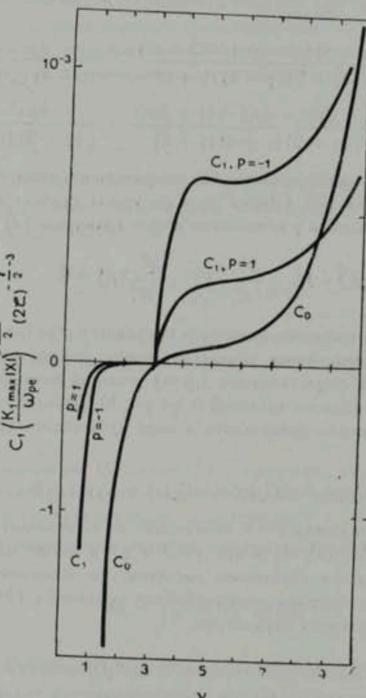

Рис. 1.

Здесь, как и выше, уравнение турбулентного реактора, определяющее возможные значения показателя степенного спектра γ, по-прежнему имеет вид (23). Используя (25), (26) и учитывая наряду с процессом $l \to t$ рассеянич

($q<$) также процессы синхротронного излучения, получим уравнение для γ в виде

$$C_3(\gamma)\varkappa^3(1-x^2)^3+C_2(\gamma)\varkappa^2(1-x^2)^2+C_1(\gamma)\varkappa(1-x^2)+ \\ +C_0(\gamma)(2\zeta)^{\gamma+4}=0 \qquad (27)$$

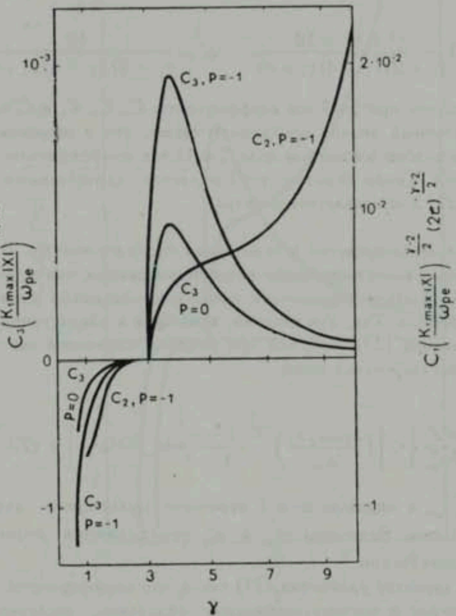

Рис. 2.

Коэффициенты выражаются через γ и ζ следующим образом:

$$C_3=a_\gamma^1a_{\gamma-1}^2a_3^2+a_\gamma^2a_{\gamma-1}^1a_3^1-a_\gamma^1a_\gamma^2(a_2^{\prime}+a_2^2),\qquad C_2=C_2^{\prime}(2\zeta)^{\frac{\gamma+4}{2}}+C_2^{\cdot}(2\zeta)^2,$$

$$C_2^1=a_3^1a_\gamma^2b_{\gamma-1}^1+a_3^2a_\gamma^1b_{\gamma-1}^2,\quad C_2^{\cdot}=-a_\gamma^{\prime}a_\gamma^2(b_2^{\prime}+b_2^2),$$

$$C_1 = C_1'(2\zeta)^{3+\frac{\gamma}{2}} + C_1''(2\zeta)^{\frac{\gamma}{2}+1}, \qquad C_1' = a^1_\gamma b^2_{\gamma-1} b^2_3 + a^2_\gamma b^1_{\gamma-1} b^1_3 -$$

$$-(a^1_\gamma b^2_\gamma + a^2_\gamma b^1_\gamma)(b^1_2 + b^2_2), \tag{28}$$

$$C_1'' = a^1_3 b^1_{\gamma-1} b^2_\gamma + a^2_3 b^2_{\gamma-1} b^1_\gamma, \qquad C_0 = b^2_3 b^2_{\gamma-1} b^1_\gamma + b^1_\gamma b^1_{\gamma-1} b^2_\gamma - b^1_\gamma b^2_\gamma (b^1_\gamma + b^2_\gamma),$$

здесь

$$a^1_\gamma = 3\frac{\gamma^2 + 6\gamma + 12}{(\gamma+2)(\gamma+4)(\gamma+6)}, \quad a^2_\gamma = \frac{12}{(\gamma+2)(\gamma+4)(\gamma+6)}. \tag{29}$$

Легко видеть, что при $\gamma=3$ все коэффициенты C_3, C_2, C_1 и C_0 обращаются в нуль. Численный анализ показывает также, что в широком интервале $1<\gamma<10$ (в слабом магнитном поле, $\zeta \ll 1$) эти коэффициенты имеют одинаковые знаки. Таким образом, $\gamma=3$ является единственным решением уравнения (27) для показателя спектра.

4. *PTR с ленгмюровской и геликонной турбулентностью.* В турбулентной плазме поля соответствующие колебаниям разных мод не коррелируют между собой. Поэтому вероятности процессов, обязанных разным плазмонам, складываются. Так, для величин, входящих в общее уравнение турбулентного реактора (23), получим при наличии плазмонов как ленгмюровской, так и вистлеровской моды

$$R^s_\gamma = \frac{2\pi^2 e^2}{3\omega^2_{pe}} \left\{ \varkappa_w \left[\left(\frac{k_{1\max}|x|}{\omega_{pe}} \right)^{\frac{\gamma-2}{2}} \frac{1-\beta^{\frac{\gamma}{2}}}{1-\beta} a^s_{\gamma w} + \delta a^s_{\gamma l} \right] + (2\zeta)^{\frac{\gamma+2}{2}} b^s_\gamma \right\}, \tag{30}$$

здесь $\delta = \varkappa_l/\varkappa_w$, а индексы w и l отвечают пульсациям двух рассматриваемых типов. Величины $a^s_{\gamma w}$ и $a^s_{\gamma l}$ определяются формулами (22) и (29) соответственно.

Однако характер уравнения (23) таков, что коэффициенты $a^s_{\gamma w}$ и $a^s_{\gamma l}$ входят нелинейно и поэтому необходимо отдельное, численное решение этого уравнения. Как и в предыдущих случаях, оно может быть представлено в виде кубического уравнения, например, относительно $\varkappa^w$. Но при этом его коэффициенты будут зависеть помимо прочего от отношения уровней турбулентности (δ) разных мод (l и w).

На рис. 3, 4 представлен ход коэффициентов соответствующего уравнения в зависимости от γ. Эти графики показывают, что в рассмотренном интервале $0.5<\gamma<10$ единственным значением показателя, спектра γ, удовлетворяющего уравнению PTR (23), является $\gamma=3$.

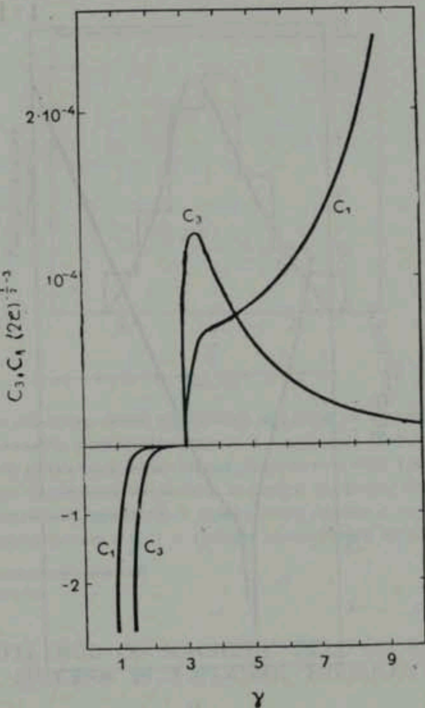

Рис. 3.

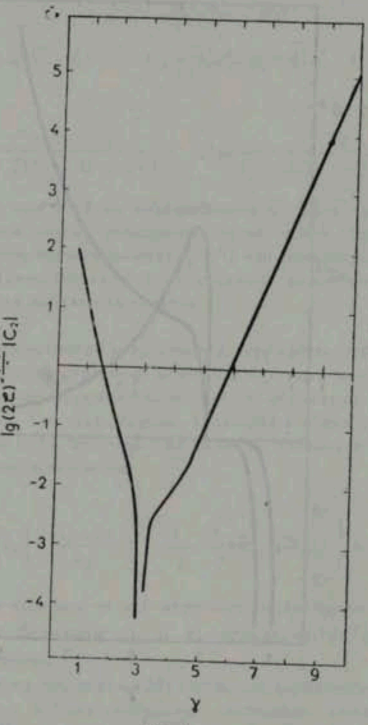

Рис. 1.

Заключение. Проведенное исследование показало универсальность степенного спектра PTR с $\gamma=3$ при наличии магнитного поля, что важно для возможных астрофизических приложений, т. к. наличие магнитных полей

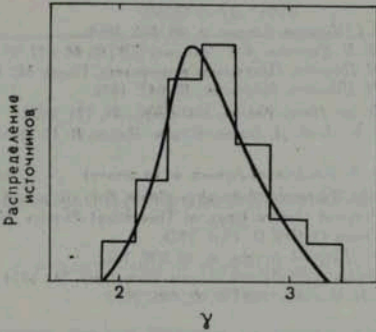

Рис. 5.

в космических объектах самой различной природы не вызывает сомнений Эту универсальность можно сопоставить с известным статистическим анализом спектров различных космических радиоисточников (рис. 5), для которых наиболее вероятным значением является величина, близкая к $\gamma=3$. Разброс наблюдаемых значений γ может быть связан с условием выхода частиц, неоднородностью и т. п. и требует дальнейшего исследования.

Московский инженерно-физический
институт

ON THE INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON RELATIVISTIC ELECTRON SPECTRA IN A PLASMA TURBULENT REACTOR

Y. A. NIKOLAEV, V. N. TSITOVICH, A. S. CHIKHACHEV

The power law spectrum of relativistic electrons $\sim 1/\varepsilon^{\gamma}$ can be generated in the plasma turbulent reacter (PTR). This is of particular interest for astrophysical applications because the coefficient γ is almost equal to the mean value obtained from the statistical analysis of radio source distribution.

PTR-s have been considered in weak magnetic field for different types of anisotropic turbulence. The electron spectrum is found to be of universal character. The spectrum coefficient $\gamma = 3$ is obtained. A number of factors which can change the electron spectrum are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Н. Цытович, А. С. Чихачев*, Астрон. ж., 48, 486, 1969.
2. *Ю. А. Николаев, В. Н. Цытович, А. С. Чихачев*, ЖЭТФ, **64**, 877, 1973.
3. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович*, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1972.
4. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович*, Астрон. ж., 49, 647, 1972.
5. *C. A. Norman, D. ter Haar*, Astron. Astrophys., **24**, 121, 1973.
6. *С. А. Каплан, Ф. К. Лемб, Д. Пайнс, К. Дж. Петик, В. Н. Цытович*, Астрон. ж. (в печати).
7. *Ю. П. Очелков, О. Ф. Прилуцкий*, Астрон. ж. (в печати).
8. *C. I. Pethick, V. N. Tsytovich*, Astrophys. Space Sci., (in press).
9. *C. A. Norman*, Preprint Oxford Dept. of Theoretical Physics, 1974.
10. *C. A. Norman*, Thesis Oxford D. Phil, 1973.
11. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович*, Астрон. ж., 49, 890, 1972.
12. *В. Н. Цытович*, Теория турбулентной плазмы, Атомиздат, М., 1971.
13. *М. А. Лившиц, В. Н. Цытович*, ЖЭТФ, 62, 606, 1972.