

УДК

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ТУРБУЛЕНТНЫХ
СИНХРОКОМПТОНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ
ОТНОСИТЕЛЬНО РОЖДЕНИЯ e^+e^- ПАР

Ф. А. АГАРОНЯН, А. М. АТОЯН

Поступила 15 июля 1986

Принята к печати 20 июля 1987

Исследуется устойчивость турбулентного синхрокомптоновского источника относительно рождения электрон-позитронных пар.

1. Введение. В настоящее время жесткое рентгеновское излучение ядер активных галактик (ЯАГ) и квазаров удовлетворительно объясняется в рамках двух моделей: а) в модели комптонизации низкочастотного излучения на тепловых электронах аккреционной плазмы, формируемой вокруг массивной черной дыры; б) в синхрокомптоновской модели, предполагающей наличие в источнике нетепловых релятивистских электронов. Обнаружение мягкого гамма-излучения от ряда ЯАГ (NGC 4151, NGC 5128, MCG 8—11—11; см., например, [1]) требует в рамках первой модели температуры электронов $T_e \gtrsim 10^{10}$ К. Однако такие температуры могут быть достигнуты в аккреционной плазме лишь в предположении некоторого гипотетического механизма обмена энергией (значительно более эффективного, чем кулоновский обмен) между протонным и электронным компонентами плазмы (см., например, [2]). С этой точки зрения более привлекательными представляются нетепловые модели генерации гамма-излучения. Более того, наблюдаемое от квазара 3C 273 жесткое гамма-излучение ($E_\gamma \gtrsim 100$ МэВ) может быть объяснено только взаимодействиями с участием ускоренных частиц, например, синхрокомптоновским механизмом. При этом этот механизм может обеспечить наблюдаемое излучение в широком диапазоне энергий от радиоволн до жестких гамма-квантов. В частности, Джонсом и Харди [3] и Джонсом [4] было показано, что наблюдаемое от квазара 3C 273 электромагнитное излучение может быть объяснено в рамках синхрокомптоновской модели, предполагая распределение релятивистских электронов максвелловского типа с характерным значением

«температуры» $kT_e = 500 \text{ м.э.в.}$. Отметим, что спектры такого типа являются необычными с точки зрения стандартных синхрокомптоновских моделей, предполагающих степенное распределение релятивистских электронов. Вместе с тем, распределение электронов максвелловского типа имеет ряд преимуществ по сравнению со степенными спектрами. Так, например, распределение релятивистских электронов максвелловского типа естественным образом объясняет отсутствие заметного фарадеевского вращения плоскости поляризации радиоизлучения компактных источников [5, 6], а также хорошо согласуется с выводами работы [7], сделанными из анализа корреляций наблюдаемых от квазаров потоков в радио, инфракрасном и рентгеновском диапазонах. В то же время, распределение максвелловского типа приводит к почти степенным спектрам излучения $N(\omega) \propto \omega^{-\alpha}$ в рентгеновском диапазоне с показателем $\alpha \simeq 1.5 \div 2$ [3, 8], согласующимися с наблюдательными данными.

2. *Спектры ускоренных электронов и позитронов в синхрокомптоновском источнике.* Спектры релятивистских электронов типа максвелловского могут естественным образом формироваться при ускорении электронов на различных модах плазменной турбулентности. Действительно, уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{D}{m_e^2 c^2} \gamma^2 \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^{-2} f_0) + \frac{P f_0}{m_e c^2} \right], \quad (1)$$

где γ — лоренц-фактор, f_0 — функция распределения релятивистских электронов, нормируемая на плотность $n_e = \int f_0(\gamma) d\gamma$. В уравнении

(1) $P \equiv P(\gamma)$ есть мощность энергетических потерь, обусловленная преимущественно синхротронным и комптоновскими процессами (под комптоновскими потерями следует понимать энергетические потери как при рассеянии на низкочастотном излучении, так и на турбулентности), а $D \equiv D(\gamma)$ — коэффициент диффузии.

Решение уравнения (1) имеет вид

$$f_0 = A \gamma^2 \exp \left[- \int_1^{\gamma} \frac{m_e P(x)}{D(x)} dx \right]. \quad (2)$$

Отсюда непосредственно следует, что широкие (степенные) спектры электронов могут формироваться лишь в случае, если $D \propto \gamma P$. С учетом квадратичной зависимости радиационных потерь $P \propto \gamma^2$, это соответствует частному случаю $D \propto \gamma^3$. Если же D описывается более медленной функцией от γ , то $f_0 \propto \gamma^3 \exp[-(\gamma/\gamma_0)^n]$, т. е. формируется достаточно узкий

спектр релятивистских электронов максвелловского типа (с точностью до показателя γ в экспоненте).

Такие спектры электронов могут формироваться в среде с развитой турбулентностью при рассеянии электронов на альвеновских [9] либо ленгмюровских [10] волнах. При этом характерное значение γ_0 находится в области $10^2 \lesssim \gamma_0 \lesssim 10^4$. В частности, при ускорении на резонансной ленгмюровской турбулентности коэффициент диффузии равен

$$D(\gamma) = D_0 = \frac{2\pi^2 e^2}{\omega_p} g W_L, \quad (3)$$

где W_L — плотность энергии резонансной турбулентности, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n / m_e}$ — плазменная частота; фактор g в зависимости от спектра турбулентности меняется в пределах $g \sim 0.1 + 0.3$ [8]. Тогда получаем

$$f_0(\gamma) = \frac{3n_e}{\gamma_0^3} \gamma^2 e^{-(\gamma/\gamma_0)^3}. \quad (4)$$

Следует подчеркнуть, что данное распределение, близкое по форме к распределению Максвелла, возникает в результате стохастического ускорения. Тем самым, оно принципиально отличается от теплового распределения, возникающего в результате упругих кулоновских столкновений в плазме. В частности, в тепловой плазме температура электронов не может превосходить $kT_e^{(\max)} \simeq 4m_e c^2$, так как при более высоких температурах упругие e - e рассеяния оказываются не в состоянии компенсировать тормозные потери [11]. В случае же стохастического ускорения такая проблема не возникает, так как спектр (4) получается с учетом радиационных потерь. Вместе с тем в уравнении (1) не учитываются рождение и аннигиляция вторичных электрон-позитронных пар, возникающих при взаимодействиях релятивистских частиц плазмы. Как известно, учет этих процессов приводит к ограничению температуры оптически тонкой тепловой плазмы $kT_e / m_e c^2 \leq 25$ [12–14]. Это обусловлено тем, что при более высоких температурах аннигиляция вторичных позитронов не успевает компенсировать их рождение в результате процессов $e\gamma \rightarrow e^+e^-e\gamma$ и $ee \rightarrow e^+e^-ee$. Очевидно, что этот процесс должен приводить к определенному ограничению максимально возможного значения «температуры» $\gamma_0 m_e c^2$ стационарного распределения $f_0(\gamma)$, возникающего в результате стохастического ускорения электронов в турбулентной среде. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Прежде чем исследовать условия устойчивости турбулентной среды относительно рождения позитронов, необходимо определить спектр $f_+(\gamma)$

вторичных позитронов, устанавливающихся в источнике. Покажем, что спектр $f_+(\gamma)$ описывается, как и первичные электроны, функцией максвелловского типа (4). Поскольку темп стохастического ускорения определяется соотношением $d\gamma/dt = D/\gamma m_e^2 c^2$, то время ускорения до энергий $E_0 = \gamma_0 m_e c^2$ будет равно

$$t_0 = \int_1^{\gamma_0} \frac{m_e^2 c^2}{D} \gamma d\gamma = \frac{m_e^2 c^2}{2D_0} \gamma_0^2. \quad (5)$$

Для определенности мы здесь считаем, что $D(\gamma) = D_0 = \text{const}$, что, в частности, имеет место при ускорении на резонансных ленгмюровских волнах.

Уравнение диффузии для позитронов с учетом их рождения и исчезновения имеет вид

$$\frac{\partial f_+}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\gamma^2 \frac{D_0}{m_e^2 c^2} \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^{-2} f_+) + \frac{P}{m_e c^2} f_+ \right] - \frac{f_+}{t_*} + q, \quad (6)$$

где $q \equiv q(\gamma)$ — скорость рождения позитронов в интервале $(\gamma, \gamma + d\gamma)$, и $t_* \equiv t_*(\gamma)$ — время жизни позитронов в источнике, обусловленное как утечкой, так и их аннигиляцией.

Очевидно, что стационарное решение уравнения (6) возможно лишь при выполнении условия

$$\int_1^{\infty} q(\gamma) d\gamma = \int_1^{\infty} \frac{f_+(\gamma)}{t_*(\gamma)} d\gamma. \quad (7)$$

Решение уравнения (6) удобно искать в виде $f_+ = f_0 \cdot (1 + G)$, где f_0 удовлетворяет уравнению (1). Интегрируя получающееся для функции уравнение, имеем

$$G(\gamma) = \frac{2t_0}{\gamma_0^2} \int_1^{\gamma} \frac{dy}{f_0(y)} F(y) dy, \quad (8)$$

где

$$F(y) = \int_1^y \left\{ \frac{f_0(x)}{t_*(x)} [1 + G(x)] - q(x) \right\} dx, \quad (8a)$$

и t_0 определяется выражением (5). Отсюда следует, что $G \ll 1$, если $t_0/t_* \ll 1$. Для того, чтобы доказать это, сперва покажем, что F/f_0 быстро

убывает в области $y > \gamma_0$. Действительно, поскольку характерная энергия E_1 рождающихся вторичных позитронов не может превышать энергии первичных электронов E_0 , то в области $y \geq \gamma_0 > E_1/m_e c^2$ из условия (7) имеем (в предположении $G \ll 1$)

$$\int_1^y q(x) dx \simeq \int_1^\infty q(x) dx = \int_1^\infty \frac{f_+(x)}{t_*(x)} dx. \quad (9)$$

Следовательно, используя f_0 , находим

$$F(y) \simeq - \int_y^\infty \frac{f_+(x) dx}{t_*(x)} \sim \frac{\gamma_0^3}{3y^2} \frac{f_0(y)}{t_*(y)}. \quad (10)$$

Отсюда следует, что даже при $\gamma > \gamma_0$ основной вклад в интеграл (8) определяется областью $y \lesssim \gamma_0$. В этой области оценку $F(y)$ можно проводить, ограничиваясь лишь первым слагаемым в подынтегральном выражении (8а). Тогда получаем $F(y) \lesssim y f_0(y) \langle t_*^{-1}(y) \rangle$, где $\langle t_*^{-1}(y) \rangle$ есть среднее обратного времени жизни позитронов в интервале $(1, y)$. Подставляя это соотношение в (8), находим

$$G(\gamma) \lesssim t_0 \langle t_*^{-1}(\gamma) \rangle (\gamma/\gamma_0)^2, \quad (11)$$

где $\gamma \lesssim \gamma_0$. Отсюда следует, что $G \ll 1$, если $t_0 \ll \langle t_*^{-1}(\gamma_0) \rangle^{-1} \sim t_*(\gamma_0)$, т. е. устанавливающийся спектр позитронов $f_+ \simeq f_0$, если время стохастического ускорения меньше времени жизни позитронов в источнике.

Даже в случае отсутствия утечки из источника, позитроны обладают конечным временем жизни благодаря аннигиляции в источнике. Поскольку плотность тепловых электронов n в турбулентной плазме, в которой происходит ускорение, значительно больше плотности ускоренных электронов n_e (так, например, в случае равномерного распределения энергий $n/n_e \sim \gamma_0 m_e c^2 / k T_e$), то при рассмотрении как аннигиляции, так и рождения релятивистских позитронов можно ограничиться взаимодействием ускоренных частиц с тепловой плазмой. Тогда характерное время аннигиляции позитронов с электронами среды равно:

$$t_a(\gamma) = [c n \sigma_a(\gamma)]^{-1}, \quad (12)$$

где $\sigma_a(\gamma)$ есть сечение аннигиляции позитрона с лоренц-фактором γ с покоящимся электроном:

$$\sigma_a(\gamma) \simeq \pi r_0^2 \frac{\ln \gamma}{\gamma}, \quad (13)$$

(см., например, [15]). Сравнение времени ускорения, например, на резонансных ленгмюровских волнах со временем аннигиляции дает

$$\frac{t_0}{t_a(\gamma_0)} \sim \frac{10^{-11}}{g} \left(\frac{n}{10^8 \text{ см}^{-3}} \right)^{1/2} \frac{10^8 K}{T_e} \frac{\gamma_0}{10^3} \frac{W_T}{W_L}, \quad (14)$$

где $W_T \equiv 1.5 nkT_e$ — плотность энергии тепловых электронов. Из (14) следует, что время стохастического ускорения t_0 гораздо меньше времени аннигиляции, даже если $W_L \sim 10^{-9} W_T$, что означает, что устанавливается спектр позитронов максвелловского типа (4). Поскольку функция $f_0(\gamma)$ достаточно узкая ($\langle \gamma^2 \rangle = 1.13 \langle \gamma \rangle^2$), в дальнейшем мы будем считать, что все позитроны, независимо от спектра генерации $q(\gamma)$, «мгновенно» ускоряются до энергии γ_0 .

3. *Исследование условий стационарного решения.* Как видно из (7), стационарное решение возможно при условии

$$Q \simeq \frac{n_+}{t_*(\gamma_0)}, \quad (15)$$

где $Q \equiv \int q(\gamma) d\gamma$ — скорость рождения позитронов в единице объема.

Сначала рассмотрим рождение позитронов при взаимодействии релятивистских электронов с тепловой плазмой:

$$Q_{en} = 2n_e n_c \langle \sigma_{en} \rangle = n_e n_c \frac{56}{27\pi} r_0^2 \alpha^2 B(\gamma_0), \quad (\alpha = 1/137), \quad (16)$$

где $n_e = n_+ + n_-$ — плотность релятивистских электронов и позитронов, плотность водородной плазмы, r_0 — классический радиус электрона и $B(\gamma_0) = [B^{(ee)} + B^{(ep)}]/2 = \ln^2 2\gamma_0 - 6.36 \ln^2 2\gamma_0 - 4.2 \ln 2\gamma_0 + 70$ [16]. В общем случае время жизни позитронов в источнике с характерным размером R равно

$$t_* = (t_{yr}^{-1} + t_a^{-1})^{-1} \Big|_{\gamma=\gamma_0}, \quad (17)$$

где t_a — время аннигиляции (12), а $t_{yr} = bR/c$ — время утечки. Параметр $b \geq 1$ и характеризует задержку времени выхода позитронов из источника.

Тогда из условия (15) находим

$$\lambda_+ = \lambda_0 \left[\frac{8}{3\tau_r b} + \frac{\ln \gamma_0}{\gamma_0} \right]^{-1} \frac{56\alpha^2 B(\gamma_0)}{27\pi^2}, \quad (18)$$

где $\lambda_0 \equiv n_e/n$, $\lambda_+ \equiv n_+/n$ и $\tau_r = \sigma_T R n$ — оптическая толщина источника

по томсоновскому рассеянию. Отметим, что величина λ_0 ограничена сверху, так как плотность энергии в ускоренных частицах не должна превосходить плотности энергии тепловой плазмы, т. е. $\lambda_0 \lesssim kT_e / \gamma_0 m_e c^2$. Критическое значение $\gamma_{кр}$, выше которого стационарное решение отсутствует, определяется из условия $\lambda_+ \leq \lambda_0/2$. Например, если в источнике происходит эффективный захват частиц ($b = \infty$), то $\gamma_{кр} = 3 \cdot 10^3$. Отметим, что максимально возможное значение температуры стационарной тепловой релятивистской плазмы составляет всего $\Theta = kT_e / m_e c^2 \leq 25$ [12–14]. Существенное продвижение допустимых энергий релятивистских электронов в сторону более высоких значений объясняется тем, что в рассматриваемом случае аннигиляция происходит преимущественно на нерелятивистских электронах среды со скоростью $\propto \gamma^{-1} \ln \gamma$, в то время как в релятивистской плазме аннигиляция происходит со скоростью $\propto (\Theta^{-1} \ln \Theta)^2$; скорость же рождения пар слабо зависит от энергии.

Критическое значение $\gamma_{кр}$ может оказаться существенно выше, чем $3 \cdot 10^3$, даже при незначительной утечке частиц из источника. Действительно из (18) следует, что стационарное состояние с заданным $\gamma_0 > 3 \cdot 10^3$ возможно, если

$$b \leq \frac{8}{3\tau_T} \left[\frac{112 a^2 B}{27 \pi^2} - \frac{\ln \gamma_0}{\gamma_0} \right]^{-1}. \quad (19)$$

Поскольку в турбулентных источниках в принципе возможно ускорение до значений $\gamma_0 \leq 10^4$ [8, 10], то из (19) следует, что для устойчивости системы достаточно, чтобы $b \leq 4 \cdot 10^3$ ($0.1/\tau_T$).

До сих пор мы рассматривали рождение позитронов лишь во взаимодействиях релятивистских электронов с тепловой плазмой. Однако при выполнении определенных условий доминирующими могут оказаться взаимодействия с участием высокоэнергичных фотонов как с тепловой плазмой, так и между собой. Для отношения скоростей рождения e^+e^- пар при столкновениях соответственно гамма-квантов и электронов с частицами среды имеем $Q_{\gamma n}/Q_{en} \sim n_\gamma/n_e a$. Плотность гамма-квантов, генерируемых в синхротронных источниках при обратном комптоновском рассеянии релятивистских электронов, может быть определена из условия [8]

$$\frac{W_\gamma}{W_x} \lesssim \frac{W_\tau}{W_r} \sim \frac{W_r}{W_H} \sim \lambda \tau_T \gamma_0^2, \quad (20)$$

где W_γ , W_x , W_r и W_H — плотности энергии гамма-излучения, рентгеновского излучения, радиоизлучения и магнитного поля, соответственно. Отсюда, считая $W_\gamma \sim n_\gamma m_e c^2 \gamma_0$ и $W_H \lesssim nkT_e$, легко находим, что $Q_{en} \gtrsim Q_{\gamma n}$, если

$$\tau_T \lesssim 0.1 \left(\frac{10^7 K}{T_e} \right) \left(\frac{10^3}{\gamma_0} \right). \quad (21)$$

Аналогичным образом можно показать, что скорость рождения пар при столкновениях фотонов друг с другом превосходит скорость рождения пар при взаимодействиях гамма-квантов со средой при условии

$$\tau_T \gtrsim 5 \cdot 10^{-2} \left(\frac{10^7 K}{T_e} \right)^{3/2} \left(\frac{1 \text{ кэВ}}{\omega_x} \right)^{1/2} \left(\frac{10^3}{\gamma_0} \right), \quad (22)$$

где ω_x — характерная энергия рентгеновских фотонов. Из (21) и (22) следует, что при типичных для турбулентного синхрокомптоновского источника значениях T_e и γ_0 процессы с участием гамма-квантов, прежде всего $\gamma - \gamma$ столкновения, становятся доминирующими, начиная с $\tau_T \gtrsim 0.1$.

Рассмотрим устойчивость источника относительно рождения пар при фотон-фотонных столкновениях. Поскольку этот процесс является пороговым, т. е. $e^+ - e^-$ пары рождаются при выполнении условия $E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} \geq (m_e c^2)^2$, а энергия гамма-квантов $E_{\gamma_1} < \gamma_0 m_e c^2$, то при рассмотрении скорости рождения позитронов необходимо учитывать спектр фотонов, начиная с рентгеновской области $E_{\gamma_1} \gtrsim 1 \text{ кэВ}$. Будем при этом исходить из спектров, наблюдаемых от ЯАГ и квазаров. В рентгеновской области (1 ÷ 100) кэВ спектры этих источников хорошо описываются степенным законом $N_x(\omega) \propto \omega^{-\alpha_x}$ с $\alpha_x \simeq 1.5 + 2$ [17, 18]. Для ряда источников спектр простирается вплоть до $\omega_0 \sim 1 \text{ МэВ}$, а далее заметно укрупняется с показателем $\alpha_\gamma \simeq 3$ (см., например, [1]). Аналогичное поведение (с $\alpha_\gamma \simeq 2.5$), вероятно, имеет место также для квазара 3С 273 [19]. Исходя из этого, спектр рентгеновского и гамма-излучения можно представить в виде

$$N(\omega) = \frac{W_x}{\omega_0^2} s_x \begin{cases} \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^{\alpha_x}, & \omega \leq \omega_0 \\ \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^{\alpha_\gamma}, & \omega > \omega_0 \end{cases}, \quad (23)$$

где W_x — плотность энергии рентгеновских фотонов в области (1 ÷ 100) кэВ, $\omega_0 = 2m_e c^2$, и s_x — функция от α , меняющаяся в пределах $0.5 < s_x < 2$ при $2 > \alpha_x > 1.5$. Тогда, используя простую аппроксимацию Хертериха [20], для скорости рождения пар при фотон-фотонных столкновениях имеем

$$Q_{\pi} \simeq \frac{5\pi}{24} \frac{g_x^2 r_0^2 c W_x^2}{(\alpha_\gamma - \alpha_x) (m_e c^2)^4} \quad (24)$$

Подставляя сюда оценку плотности рентгеновского излучения $W_x \sim (\lambda_0 \tau_T \gamma_0^2)^2 n k T_s$, получаемую из (20), а также характерные значения $\alpha_x = 1.5$ и $\alpha_T = 3$, получаем

$$Q_{11} \approx r_0^2 c (\lambda_0 \tau_T \gamma_0^2)^2 n^2 \left(\frac{k T_s}{m_e c^2} \right)^2. \quad (25)$$

Тогда для устойчивости источника относительно рождения пар необходимо, чтобы

$$\gamma_0 \leq 1.5 \cdot 10^3 \left(\frac{10^7 K}{T_s} \right)^{1/6} \left(\frac{0.1}{\tau_T} \right)^{2/3}. \quad (26)$$

Условие (26) получено в предположении полного отсутствия утечки ($b = \infty$). Как было показано выше, в случае рождения пар в процессе столкновения релятивистских электронов со средой ограничение на величину критического γ_0 значительно смягчается в предположении небольшой утечки ($b \lesssim 10^4$). В данном же случае даже в предположении максимально возможной утечки, $b = 1$, получаем заметное ограничение для γ_{sp} :

$$\gamma_{sp} \approx 8 \cdot 10^3 \frac{10^7 K}{T_s} \cdot \frac{0.1}{\tau_T}. \quad (27)$$

Такое качественное различие влияния утечки на устойчивость источника связано, как легко убедиться, с тем, что скорость рождения пар в фотон-фотонных столкновениях очень сильно зависит от γ_0 .

4. *Обсуждение результатов.* Как было показано ранее [10], в компактных синхротронных источниках с развитой турбулентностью возможно ускорение электронов, приводящее к формированию спектров релятивистских частиц максвелловского типа с характерным значением лоренц-фактора $10^2 \leq \gamma_0 \leq 10^4$. Значение γ_0 определяется самосогласованным образом с учетом энергетических потерь на излучение и стохастического ускорения релятивистских электронов.

Релятивистские частицы непосредственно, либо через вторичные гамма-кванты приводят к образованию электрон-позитронных пар. Хотя эти процессы играют незначительную роль в энергетическом балансе (по сравнению с радиационными потерями), тем не менее они могут оказаться существенными с точки зрения устойчивости системы. Это связано с тем, что, начиная с некоторого значения $\gamma_0 \geq \gamma_{sp}$, позитроны рождаются быстрее, чем аннигилируют со средой.

Как видно из соотношения (21), при оптической толще источника по томсоновскому рассеянию $\tau_T < 0.1$ электрон-позитронные пары рождают-

ся преимущественно во взаимодействиях релятивистских электронов с тепловой плазмой. Максимально допустимое значение γ_0 в этом случае, в отсутствие утечки частиц из источника, равно $\gamma_{кр} = 3 \cdot 10^3$. Это значение может быть значительно выше уже при достаточно слабой утечке ($b \lesssim 10^4$).

При $\tau_r \gtrsim 0.1$ преобладающим становится рождение пар при фотон-фотонных столкновениях. Критическое значение γ_0 в этом случае, в отсутствие утечки, определяется выражением (26), т. е. может быть значительно ниже 10^3 . При этом даже максимально возможная утечка ($b = 1$) не приводит, в отличие от предыдущего случая, к существенному увеличению $\gamma_{кр}$. В случае, когда механизм ускорения в состоянии обеспечить значения γ_0 , превосходящие критическое $\gamma_{кр}$, будет иметь место лавинообразное нарастание плотности электрон-позитронных пар, в результате чего произойдет либо релятивистское расширение источника, либо же быстрое «охлаждение» релятивистских электронов. Обсуждение этого вопроса выходит за рамки данной работы.

Ереванский физический
институт

Ереванский государственный
университет

ON THE STABILITY OF TURBULENT SYNCHROTRON SOURCES WITH RESPECT TO $e^+ - e^-$ PAIR CREATION

F. A. AHARONIAN, A. M. ATOYAN

The stability of the turbulent synchrotron sources with respect to $e^+ - e^-$ pair creation is investigated.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Bassant, A. J. Dean, Space Sci. Rev., 35, 367, 1983.
2. P. Meszaros, Astron. and Astrophys., 44, 59, 1975.
3. T. W. Jones, P. E. Hardee, Astrophys. J., 228, 268, 1979.
4. T. W. Jones, Astrophys. J., 233, 796, 1979.
5. J. F. C. Wardle, Nature, 269, 563, 1977.
6. T. W. Jones, S. L. O'Dell, Astron. Astrophys., 61, 291, 1977.
7. N. L. Sitko, W. A. Stein, Y. X. Zhang, W. Z. Wisniewski, Astrophys. J., 259, 486, 1982.
8. А. М. Атоян, А. Нахпетян, Астрофизика, 27, 117, 1987.
9. R. Schlickeiser, Astron. and Astrophys., 143, 431, 1985.
10. F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, A. Nahapetian, Astron. and Astrophys., 1986, 162, L1.
11. R. J. Gould, Astrophys. J., 254, 755, 1982.

12. Г. С. Бисноватый-Козан, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, *Астрон. ж.*, 48, 24, 1971.
13. A. P. Lightman, *Astrophys. J.*, 253, 842, 1982.
14. R. Svensson, *Astrophys. J.*, 258, 335, 1982.
15. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика*, Наука, М., 1969.
16. V. M. Badnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin, V. G. Serov, *Phys. Rep.*, 15C, 181, 1975.
17. R. E. Rothschild, R. F. Mushotzky, W. A. Batty, D. E. Gruber, J. L. Matteson, L. E. Peterson, *Astrophys. J.*, 269, 423, 1983.
18. D. M. Worrall, F. E. Marshall, *Astrophys. J.*, 276, 434, 1984.
19. G. F. Bignami, K. Bennett, R. Buccheri, P. A. Caraveo, W. Hermsen, G. Kanbach, G. G. Lichti, J. L. Masnou, H. A. Mayer-Hasselwander, J. A. Paul, B. Sacco, L. Scarfi, B. N. Swanenburg, R. D. Wills, *Astron. and Astrophys.*, 93, 71, 1981.
20. K. Herterich, *Nature*, 250, 311, 1974.