ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIII, № 3 РАДИОФИЗИКА 1980

УДК 523.165

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ ИЗ-ЗА ПЕРЕХОДНОГО РАССЕЯНИЯ В СЛУЧАЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

С. А. Бельков, Ю. А. Николаев, В. Н. Цытович

Рассмотрен механизм излучения релятивистских ионов из-за переходного рассеяния на флуктуациях магнитного поля. Проведены оценки мощности излучения космических лучей для межпланетного пространства и Галактики. Предлагается теория ионного плазменного турбулентного реактора (ПТР). Получено, что самосогласованные спектры ионов космических лучей в таком ПТР имеют степенной характер с $\gamma = \nu - 2$, где ν — показатель спектра магнитных неоднородностей $\left(\delta B_k^2 \sim k^{-\nu},\ \langle \delta B^2 \rangle = \int \delta B_k^2\, dk\right)$, а γ — показатель энергетического спектра релятивистских ионов $\left(f_{\mathscr{E}} \sim \mathscr{E}^{-\gamma},\ n_i = \int f_{\mathscr{E}}\, d\mathscr{E}\right)$.

1. ВВЕДЕНИЕ

При наличии вариации магнитного поля диэлектрическая проницаемость плазмы видоизменится: $\varepsilon = \varepsilon(\delta B) = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon(\delta B)$, где ε_0 — диэлектрическая проницаемость в отсутствие вариаций поля δB, а $\delta\varepsilon$ — переменная составляющая, зависящая от вариаций магнитного поля. При движении заряда в плазме происходит рассеяние волн диэлектрической проницаемости (фурье-компоненты $\delta\varepsilon$ представляют собой волны диэлектрической проницаемости) в электромагнитные волны, а следовательно, заряд будет излучать. Это излучение является переходным рассеянием [1]. Для переходного рассеяния потери энергии частицы на излучение не зависят от ее массы, а определяются лишь ее скоростью. Поэтому такое излучение существует и для сколь угодно тяжелых частиц. Излучающие частицы могут двигаться прямолинейно и равномерно.

Известно, что в космическом пространстве кроме регулярного магнитного поля существует и случайная компонента магнитного поля. Происхождение этих полей может быть самым разнообразным. Так для межпланетного пространства известно [2], что случайная составляющая магнитного поля имеет характерную длину корреляции $L_c \sim 2\cdot 10^{10}$ *см* и плотность энергии $\langle \delta B_c \rangle \sim 5\cdot 10^{-9}$ *эрг/см*^{3}. Для Галактического поля также обнаружена случайная компонента [3] с длиной корреляции $L_\Gamma \sim 3\cdot 10^{19}$ *см* и $\langle \delta B_\Gamma \rangle \sim 10^{-11}$ *эрг/см*^{3}.

В космическом пространстве присутствуют космические лучи, причем основная энергия и основная концентрация приходится на ионную компоненту космических лучей (концентрация протонов в космических лучах примерно на два порядка больше концентрации электронов [4]), поэтому обсуждаемый ниже эффект представляет собой реально существующий механизм радиоизлучения ионной компоненты космических лучей. Простоты ради регулярное магнитное поле в дальнейшем не учитывается. При наличии регулярного поля возникает синхротронное излучение, однако оно для тяжелых частиц пренебрежимо мало.

Проведенный анализ показал, что спектр такого излучения является степенным, $\sim\omega^{\nu-3-\gamma}$, где γ—показатель спектра ионов космических лучей, $f_{\mathscr{E}}\sim\mathscr{E}^{-\gamma}\left(n_{\text{к.л}}=\int f_{\mathscr{E}}\,d\mathscr{E}\right)$, а ν — показатель спектра магнитных возмущений $\langle\delta B^2\rangle=\int\delta B^2_{k_1}\,dk_1$, $\delta B^2_{k_1}\sim k_1^{-\nu}$, $k_1=\frac{2\pi}{L}$, где L — размер магнитных возмущений. При получении этого результата существенным оказался учет эффекта плотности в излучении или, другими словами, отличие показателя преломления излучаемых волн от единицы, так как мощность излучения оказалась (см. формулу (2.12)) пропорциональной $(\varepsilon-1)^2$.

Точный расчет (см. разд. 3) показал, что интенсивность излучения космических лучей на крупномасштабных неоднородностях магнитного поля будет невелика. Это легко понять из простых качественных соображений. Из закона сохранения импульса и энергии в акте рассеяния получаем следующую связь частоты излучения с масштабом неоднородности и энергией частицы:

$$\omega\left[\left(\frac{Mc^2}{\mathscr{E}}\right)^2+\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right]\approx 2k_1 v\approx 2k_1 c. \tag{1.1}$$

Величина $\omega_p^2/\omega^2=\varepsilon-1$ учитывает эффект плотности, ω_p — плазменная частота, $\mathscr{E}$ — энергия частицы.

Если мы имеем спектр неоднородностей магнитного поля, падающий с уменьшением масштаба (что, как правило, и имеет место), то в правой части мы должны подставить минимальное k_1, которое соответствует максимальной плотности энергии магнитного поля. С другой стороны, мы уже говорили, что мощность излучения пропорциональна $(\varepsilon-1)^2$, и поэтому максимум интенсивности приходится на малые частоты. Следовательно, для того, чтобы найти характерную частоту излучения при заданной энергии частицы, мы должны минимизировать левую часть (1.1) по частоте. Минимум этого выражения приходится на частоту $\omega=\omega_p\mathscr{E}/Mc^2$ (когда оба слагаемые в квадратных скобках равны друг другу). Подставляя в (1.1) эту частоту, получим связь между энергией частицы и масштабом неоднородности $\mathscr{E}/Mc^2\sim\omega_p/k_1 v$. Таким образом, чем больше энергия частицы, тем на более крупномасштабных неоднородностях она излучает. Вместе с тем ясно, что полное число космических лучей больших энергий мало $(f_{\mathscr{E}}\sim\mathscr{E}^{-\gamma})$, следовательно, будет мала и интенсивность излучения при переходном рассеянии для крупномасштабных неоднородностей магнитного поля. Эти оценки являются только лишь качественной интерпретацией точного расчета, который будет дан ниже и который показал, что заметное излучение космических лучей возможно лишь на очень мелкомасштабных неоднородностях. Генерация таких мелкомасштабных магнитных полей в результате магнитно-модуляционной неустойчивости поля ленгмюровских колебаний обсуждалась недавно в [5].

Помимо задачи об излучении космических лучей ниже рассмотрена более сложная задача о самосогласованном распределении излучения и ионов космических лучей (теория так называемого плазменного турбулентного реактора). При этом получено соотношение $\gamma=\nu\dotplus 2$ $(\nu>3)$. Насколько нам известно, это пока единственный механизм, обеспечивающий самосогласованное степенное распределение ионов космических лучей (ионный ПТР). Заметим, что механизм излучения из-за конверсии плазменных волн в электромагнитные при рассеянии на релятивистских ионах, обсуждавшийся в [6], тоже мог бы обеспечить условия, необходимые для ПТР, однако лишь при учете эффекта плотности, который существен только в случае крутых турбулентных спектров, показатель спектра турбулентности $\alpha > 3$. В случае недостаточно крутых спектров частота излучения не определяется эффектом плотности, и потери энергии ионов, как показано в [6], тогда меньше ионизационных, поэтому самосогласованные степенные спектры отсутствуют. Существенно новым моментом, не учтенным в [6], является обнаруженная в настоящей работе возможность того, что потери энергии при переходном рассеянии, когда излучение определяется эффектом плотности, могут заметно превосходить ионизационные, и, следовательно, могут существовать самосогласованные степенные спектры ионов, взаимодействующих с излучением (в ионном ПТР). Для механизма переходного рассеяния на плазменных колебаниях, рассмотренного в [6], также возможны ионные ПТР, однако крутые спектры плазменной турбулентности более редки, кроме того плазменные колебания существуют, как правило, относительно недолго (по космическим масштабам) и в ограниченном интервале волновых чисел. Проведенный анализ для случайных магнитных полей показал, что ионный ПТР реален, по-видимому, в случае генерации мелкомасштабных полей, например, механизмом, рассмотренным в [5].

2. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ ИЗ-ЗА ПЕРЕХОДНОГО РАССЕЯНИЯ НА МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

Рассчитаем мощность излучения частицы, имеющей заряд q, массу M и двигающейся со скоростью $\boldsymbol{v}$ при наличии в плазме случайных статических магнитных полей. Пролетая через плазму, частица из-за нелинейного взаимодействия с электронами плазмы возбуждает нелинейный ток

$$j^N = en\boldsymbol{v}^{(2)}, \tag{2.1}$$

n — плотность плазмы, $\boldsymbol{v}^{(2)}$ — скорость электронов во втором порядке теории возмущений — можно найти из уравнений гидродинамического типа

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v}\nabla)\,\boldsymbol{v} = \frac{e}{m}\left(\boldsymbol{E} + \left[\frac{\boldsymbol{v}}{c}\,\delta\boldsymbol{B}\right]\right). \tag{2.2}$$

e и m — соответственно заряд и масса электрона. В первом приближении мы найдем, что фурье-компонента скорости

$$\boldsymbol{v}_k^{(1)} = \frac{ie}{m\omega}\,\boldsymbol{E}_k^q, \tag{2.3}$$

где $\boldsymbol{E}_k^q$ — поле заряженной частицы, двигающейся в плазме с постоянной скоростью $\boldsymbol{v}$. Поле $\boldsymbol{E}_k^q$ тогда найдется по току частицы

$$j_k^q = \frac{q\boldsymbol{v}\,\delta(\omega - \boldsymbol{k}\boldsymbol{v})}{(2\pi)^3}. \tag{2.4}$$

Он связан с полем $\boldsymbol{E}_k^q$ уравнениями Максвелла, имеющими в фурье-представлении вид

$$\left[\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_0\right)\delta_{ij} - k_i k_j\right] E_{j,\,k} = \frac{4\pi i\omega}{c^2}\,j_{i,\,k}. \tag{2.5}$$

Подставляя в (2.5) соотношение (2.4), находим, что поле иона $\boldsymbol{E}_k^q$ равно

$$E_k^q = \frac{\boldsymbol{v} - (\boldsymbol{k}\,c/\omega\varepsilon_0)}{[k^2 - (\omega^2\varepsilon_0/c^2)} \frac{4\pi i\omega}{c^2} \frac{q\,\delta(\omega - \boldsymbol{k}\boldsymbol{v})}{(2\pi)^3}. \tag{2.6}$$

Во втором приближении, оставляя в (2.2) только линейные по $\delta\boldsymbol{B}$ члены, мы получим, что $\boldsymbol{v}^{(2)}$, а следовательно, и нелинейный ток (2.1) равны

$$j_k^N = en\boldsymbol{v}_k^{(2)} = -\frac{e^3 n}{m^2\omega c} \int \left[\frac{E_{k-k_1}^q}{\omega - \omega_1} \delta\boldsymbol{B}_{k_1} \right] dk_1, \tag{2.7}$$

где $dk_1 = d\boldsymbol{k}_1 d\omega_1$, $k_1 = (\boldsymbol{k}_1, \omega_1)$. Здесь и ниже везде четырехмерное обозначение будет применяться для индексов фурье-компоненты магнитного поля, тока и т. д.

Зная плотность тока (2.7), являющегося источником излучения, из уравнений Максвелла (2.5) с током (2.7) в правой части найдем напряженность электрического поля излучающих электронов:

$$E_k^r = \frac{4\pi i\omega\,[\boldsymbol{k}\,[\boldsymbol{k}\,j_k^N]]}{(k^2c^2 - \omega^2\varepsilon_0)\,k^2}. \tag{2.8}$$

Мощность излучения равна мощности потерь энергии заряженной частицы со знаком минус. Последнюю можно получить, усредняя по магнитным неоднородностям выражение

$$Q_{\mathscr{E}} = \int \langle (E^r \cdot j^N) \rangle\, d^3 r. \tag{2.9}$$

В это выражение входит среднее от билинейной комбинации $\langle \delta B_{k,i} \times \delta B_{k',j} \rangle$, т. е. корреляционная функция напряженности магнитного поля. Усреднение производится по размерам, бо́льшим длины корреляции, т. е. считаем выполненным условие $\langle \delta\boldsymbol{B} \rangle = 0$. Считая в целом систему однородной и изотропной, а магнитное поле не меняющимся во времени, можно корреляционную функцию записать в виде

$$\langle \delta B_{k,i}\, \delta B_{k',j} \rangle = |\delta\boldsymbol{B}_k|^2 \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) \delta(\omega)\,\delta(\boldsymbol{k} + \boldsymbol{k}'). \tag{2.10}$$

Подставляя (2.6)—(2.8) в (2.9) с учетом (2.10), после несложных преобразований получим

$$\begin{gathered} Q_{\mathscr{E}} = \frac{e^2 q^2 \omega_p^4}{2\pi m^2 c^4} \int \frac{\delta(\omega - \boldsymbol{k}_- \boldsymbol{v})\,|\delta B_{k_1}|^2\, d\boldsymbol{k}_1}{(k_-^2 c^2 - \omega^2\varepsilon_0)^2\, k_1^2 k^2\, |\omega|} \delta\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0 \right) \times \\ \times \{\tilde{v}^2 [\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}_1]^2 + 2(\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}_1)(\boldsymbol{k}\tilde{\boldsymbol{v}})(\boldsymbol{k}_1\tilde{\boldsymbol{v}})\}\, d\boldsymbol{k}\, d\omega, \end{gathered} \tag{2.11}$$

где введены обозначения $\boldsymbol{k}_- = \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}_1$ и $\tilde{\boldsymbol{v}} = \boldsymbol{v} - (\boldsymbol{k}_- c/\omega\varepsilon_0)$.

Выражение (2.11) является наиболее общим и дает мощность излучения как для релятивистских ионов, так и для нерелятивистских. Для релятивистских ионов, считая $\mathscr{E} \gg Mc^2$, получим, что мощность излучения частицы с энергией $\mathscr{E}$ равна

$$\begin{gathered} Q_{\mathscr{E}} = \frac{e^2 q^2 \omega_p^4}{2(mc^2)^2} \int \frac{d\omega}{\omega^4} \int_{k_1\lambda}^{\infty} \frac{W_{k_1}}{k_1} \Phi(\lambda)\, dk_1, \\ \Phi(\lambda) = \lambda - \ln\lambda - 1, \quad \lambda = \frac{\omega}{2k_1 c} \left[\left(\frac{Mc^2}{\mathscr{E}} \right)^2 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right], \end{gathered} \tag{2.12}$$

ω — частота излучения, W_{k_1} — спектральная плотность энергии магнитного поля, $W_{k_1} = |\delta B_k^1|^2/4\pi k_1^2$. Обратим также внимание на то, что фактически нижний предел в интеграле (2.12) от k_1 не зависит.

3. ИЗЛУЧЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ И ГАЛАКТИКЕ

Найдем энергию, излучаемую из единицы объема. Для этого (2.12) проинтегрируем по функции распределения космических лучей [4].

$$f_{\mathscr{E}} = \frac{n_{\text{к. л}}}{Mc^2}\left(\frac{Mc^2}{\mathscr{E}}\right)^{\gamma}(\gamma - 1), \tag{3.1}$$

где $n_{\text{к. л}}$ — плотность космических лучей.

Показатель γ по разным данным лежит в пределах от 2,4 до 2,7. Флуктуации магнитного поля [2, 3] имеют степенной спектр вида

$$W_{k_1} = \frac{W_\nu}{k_0}\left(\frac{k_0}{k_1}\right)^{\nu}, \tag{3.2}$$

W_ν — плотность энергии случайного магнитного поля, которая в общем случае зависит от показателя степени ν, $k_0 = 2\pi/L$ — обратная длина корреляции, ν лежит в пределах от 1,2 до 2 для межпланетного поля [2] и, по оценкам [3], $\nu = 2$ для галактического случайного поля. Тогда, используя (3.1) и (3.2), получаем, что спектральная плотность излучения единицы объема равна

$$Q_\omega = \frac{\omega_p}{c}\,\frac{n_{\text{к. л}} q^2}{4\pi}\,\frac{W_\nu}{nmc^2}\,\frac{\gamma - 1}{\nu^2(\nu + 1)}\left(\frac{2k_0 c}{\omega_p}\right)^{\nu-1}\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^{\gamma+3-\nu} R_{\gamma-1}(\nu),$$

$$R_\gamma(\nu) = \int_0^\infty \frac{y^{\gamma-1}\,dy}{(y^2+1)^\nu} = \frac{\Gamma\left(\frac{\gamma}{2}\right)\Gamma\left(\frac{2\nu-\gamma}{2}\right)}{\Gamma(\nu)}. \tag{3.3}$$

Уже из этой формулы видно, что, во-первых, спектр имеет довольно крутую зависимость от частоты (так для $\gamma = 2{,}7$, $\nu = 1{,}7$ $Q_\omega \sim \omega^{-4}$), во-вторых, в формулу входит множитель $(2k_0 c/\omega_p)^{\nu-1}$, который сильно уменьшает эффект для очень крупномасштабных флуктуаций.

Найдем интенсивность излучения протонов из-за переходного рассеяния. Проинтегрировав (3.3) по лучу зрения от 0 до ∞ в направлении θ к Солнцу, с учетом того [2], что $W_\nu \sim R^{-3}$, $\omega_p \sim n^{1/2} \sim R^{-1}$ (R — расстояние до Солнца), получим, что интенсивность в телесный угол $d\Omega$ на единичный интервал частот равна

$$\frac{dI_\omega}{d\Omega} = \frac{Q_\omega}{4\pi} R, \tag{3.4}$$

где Q_ω уже берется на расстоянии R от Солнца. Для околосолнечного пространства при $R = 10^{13}$ *см*, $k_0 = 3\cdot 10^{-10}$ *см*$^{-1}$, $W_\nu = 5\cdot 10^{-9}$ *эрг/см*^{3}, $\omega_p = 5{,}5\cdot 10^5$ *с*$^{-1}$ получаем

$$\frac{dI_f}{d\Omega} = 1{,}4\cdot 10^{-31}\left(\frac{5{,}5\cdot 10^5}{f}\right)^4\left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2\cdot\text{с}\cdot\text{Гц}\cdot\text{стер}}\right].$$

Мы видим, что эффект дает излучение на несколько порядков меньше, чем фоновое радиоизлучение Галактики:

$$\frac{dI_f}{d\Omega} \approx 10^{-28}\left[\frac{эрг}{см^2 \cdot стер}\right], \quad f = 10^8\ Гц.$$

Для нашей Галактики оценки дают при $\delta B = 10^{-5}$ Э, $\omega_p = 5{,}5 \cdot 10^4\ с^{-1}$, $k_0 = 2 \cdot 10^{-19}\ см^{-1}$

$$\frac{dI_f}{d\Omega} = 10^{-43}\left(\frac{5{,}5 \cdot 10^4}{f}\right)^4 L,$$

где L — длина излучающей области по лучу зрения. Сравнение с синхротронным излучением электронов [4] также дает нам возможность считать эффект малым.

Таким образом, можно сделать вывод, что предложенный механизм будет играть роль: во-первых, на малых частотах, во-вторых, только при рассеянии космических лучей на мелкомасштабных флуктуациях магнитного поля. Такие флуктуации могут возникать при развитии магнитно-модуляционной неустойчивости [5]. Все остальные известные механизмы, такие как дифференциальное вращение, ударные волны и пр., дают крупномасштабные поля.

Плазменные колебания могут быстро затухать, однако возбуждаемые ими поля (например, механизмом [5]) будут рассасываться очень медленно. Действительно, время жизни магнитного поля масштаба k_0 можно оценить по диссипации магнитного поля из-за столкновений:

$$t = \frac{1}{\nu_e}\frac{\omega_p^2}{k_0^2 c^2},$$

где ν_e — частота столкновений электронов с ионами. Согласно [5] число k_0 может доходить в этом случае вплоть до $k_d\sqrt{m/M}$, и тогда

$$\frac{k_0 c}{\omega_p} \approx \frac{c}{v_{T_e}}\sqrt{\frac{m}{M}}$$

может быть порядка или больше единицы. Кроме того, все время существует подкачка колебаний, и плотность энергии этих магнитных полей, которые являются в некотором смысле реликтом по отношению к колебаниям, их возбудившим, может оказаться значительной. К сожалению, измерение таких мелкомасштабных полей в космической плазме до сих пор не проводилось и, по-видимому, представляет собой трудную задачу, однако существование таких мелкомасштабных полей в различных космических источниках не исключено.

4. ТЕОРИЯ ИОННОГО ПТР

До сих пор задача о самосогласованных спектрах излучения и энергетических спектрах космических лучей решалась только для электронной компоненты космических лучей [7, 8]. В [7] была решена задача о функции распределения релятивистских электронов в однородном магнитном поле. Доказано, что степенной спектр универсален ($\gamma = 3$). Учет хаотических магнитных полей был сделан в работе [9], были найдены степенные функции распределения электронов по энергии $f_{\mathscr{E}} \sim \mathscr{E}^{-\gamma}$ с показателем $\gamma = \nu + 2$, зависящим от спектрального индекса корреляционной функции магнитного поля.

Предложенный нами механизм излучения ионов в случайных магнитных полях позволяет поставить задачу об ионном ПТР. Для этого введем вероятность $w_{\mathscr{E},\,\omega}$, которая определяет и излучение, и индуцированное поглощение:

$$Q_{\mathcal{E}} = \frac{1}{2\pi^2}\int w_{\mathcal{E},\,\omega}\frac{\omega^3}{c^3}\,d\omega. \tag{4.1}$$

Тогда получим из (2.12)

$$w_{\mathcal{E},\,\omega} = \frac{\pi e^2 q^2 \omega_p^4}{m^2 c\,\omega^7}\int\limits_{k_1\lambda}^{\infty}\frac{W_{k_1}}{k_1}\,\Phi(\lambda)\,dk_1. \tag{4.2}$$

Докажем теперь, что существуют степенные решения $f_{\mathcal{E}} \sim \mathcal{E}^{-\gamma}$ для равновесной функции распределения релятивистских ионов. Определим вначале спектр реабсорбируемого на космических лучах излучения. Уравнение переноса излучения в общем виде можно записать в виде

$$\frac{\partial I_\omega}{\partial t} + v_{\text{гр}}\frac{\partial I_\omega}{\partial r} = \gamma_\omega I_\omega + Q_\omega. \tag{4.3}$$

Интенсивность I_ω нормируем согласно

$$I = \int I_\omega\,d\omega, \tag{4.4}$$

где I — полная плотность электромагнитного излучения в 1 *см*^{3} плазмы.

Первое слагаемое в правой части (4.3) дает убыль излучения из-за реабсорбции на космических лучах. Коэффициент реабсорбции γ_ω определяется с помощью введенной нами вероятности $w_{\mathcal{E},\,\omega}$ следующим образом:

$$\gamma_\omega = \frac{\omega}{4\pi^3}\int w_{\mathcal{E},\,\omega}\,\mathcal{E}^2\frac{\partial}{\partial\mathcal{E}}\frac{f_{\mathcal{E}}}{\mathcal{E}^2}\,d\mathcal{E}. \tag{4.5}$$

Второе слагаемое дает приток излучения из-за переходного рассеяния релятивистских ионов на магнитных неоднородностях и определяется из (3.3).

Для функции распределения ионов (3.1) и функции корреляции магнитных полей (3.2) получаем, что коэффициент реабсорбции равен

$$\gamma_\omega = -\frac{\gamma+2}{2\pi}Z^2\omega_p\frac{n_{\text{к. л}}}{n}\frac{W_\nu}{nMc^2}\frac{\gamma-1}{\nu^2(\nu+1)}\left(\frac{2k_0c}{\omega_p}\right)^{\nu-1}\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^{\gamma+6-\nu}R_\gamma(\nu). \tag{4.6}$$

Нас будут интересовать равновесные спектры излучения, когда перераспределение интенсивности по спектру отсутствует. Приравнивая таким образом правую часть (4.3) нулю, получаем, что равновесная спектральная интенсивность излучения вплоть до определенной частоты, определяемой размером области реабсорбции, представляется в виде

$$I_\omega = -\frac{Q_\omega}{\gamma_\omega} = \frac{2\pi}{\gamma+2}Mc^2\frac{\omega_p^2}{c^3}\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^3\frac{R_{\gamma-1}(\nu)}{R_\gamma(\nu)}. \tag{4.7}$$

Для определения показателя γ степенного спектра используем кинетическое уравнение

$$\frac{\partial f_{\mathcal{E}}}{\partial t} + v\frac{\partial f_{\mathcal{E}}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial\mathcal{E}}\left[\mathcal{E}^2 D_{\mathcal{E}}\frac{\partial}{\partial\mathcal{E}}\frac{f_{\mathcal{E}}}{\mathcal{E}^2} + A_{\mathcal{E}}f_{\mathcal{E}}\right]. \tag{4.8}$$

Второй член в правой части (4.8) описывает спонтанные потери, а первый, пропорциональный интенсивности излучения I_ω, — индуцированное ускорение, при этом

$$D_{\mathscr{E}} = \frac{1}{4\pi^3} \int \omega I_\omega w_{\mathscr{E},\omega} \, d\omega . \tag{4.9}$$

Используя (4.1), получим

$$A_{\mathscr{E}} = a_\nu \frac{q^2 \omega_p^2}{4\pi} \frac{W_\nu}{nmc^2} \left(\frac{2k_0 c}{\omega_p}\right)^{\nu-1} \left(\frac{\mathscr{E}}{Mc^2}\right)^{\nu-3} R_{\nu+3}(\nu),$$

$$\begin{aligned} D_{\mathscr{E}} &= a_\nu \frac{q^2 \omega_p^2}{4\pi} \frac{Mc^2}{\gamma+2} \frac{W_\nu}{nmc^2} \left(\frac{2k_0 c}{\omega_p}\right)^{\nu-1} \left(\frac{\mathscr{E}}{Mc^2}\right)^{\nu-2} \times \\ &\times \frac{R_{\gamma-1}(\nu)}{R_\gamma(\nu)} R_{\nu+2}(\nu), \qquad a_\nu = \int_0^1 \lambda^{\nu-1} \Phi(\lambda) d\lambda . \end{aligned} \tag{4.10}$$

Требование сходимости интегралов (4.1) и (4.9) дает условие $\nu > 3$.

Интересуясь опять только равновесными спектрами, т. е. считая поток частиц части в энергетическом пространстве равным нулю (это означает равенство нулю правой части (4.8)), подставим (4.10) и (3.1) в правую часть (4.8) и приравняем полученное выражение нулю. Получим следующее уравнение для γ:

$$R_{\nu+2}(\nu) \frac{R_{\gamma-1}(\nu)}{R_\gamma(\nu)} = R_{\nu+3}(\nu). \tag{4.11}$$

Решением этого уравнения является $\gamma = \nu - 2$ при дополнительном условии $\nu > 3$.

Мы видим, что показатель спектра ионов зависит от флуктуаций магнитного поля. Это связано с тем, что основной вклад в излучение дают малые частоты, определяемые эффектом плотности, в то время как для электронов эффект плотности не играет роли и все определяется вкладом больших частот. Поэтому ПТР для электронов дает универсальный спектр с $\gamma = 3$.

Все полученные результаты, конечно, справедливы при определенных ограничениях, накладываемых на энергию ионов. А именно, потери на излучение должны превосходить ионизационные потери. На основании этого из (4.10), считая, что $k_0 c/\omega_p \sim 1$, получим оценку на энергию частиц:

$$\frac{\mathscr{E}}{Mc^2} \gg \left(\frac{nmc^2}{W_\nu}\right)^{1/(\nu-3)} . \tag{4.12}$$

С другой стороны, необходимо, чтобы размеры излучающей области превышали некоторый критический размер, определяемый как

$$L_{\text{кр}} = \frac{c}{\gamma_\omega} = \left(\frac{\mathscr{E}}{Mc^2}\right)^4 \frac{c}{\omega_p} \frac{n}{n_{\text{к. л}}} \frac{nMc^2}{W_\nu} \ll L_R . \tag{4.13}$$

(Здесь мы учли тот факт, что $\gamma = \nu - 2$.) Таким образом получаем, что энергия частиц должна лежать в интервале

$$\left(\frac{nmc^2}{W_\nu}\right)^{1/(\nu-3)} \ll \frac{\mathscr{E}}{Mc^2} \ll \left(\frac{L_R \omega_p}{c} \frac{n_{\text{к. л}}}{n} \frac{W_\nu}{nMc^2}\right)^{1/4} . \tag{4.14}$$

Этот критерий для мелкомасштабных неоднородностей (в (4.14) положено $k_0 c/\omega_p \sim 1$) выполняется легко. Однако для крупномасштабных неоднородностей критерий очень жесткий.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, УФН, **126**, 553 (1979).
2. K. W. Behanon, Goddard Space Flight Center, preprint, X-692-75-143, 1975.
3. S. Ishimary, Nobel Foundation Simposium, Plasma Physics, Plenum Press, N.-Y., 1977..
4. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, изд. АН СССР, М., 1963.
5. С. А. Бельков, В. Н. Цытович, Препринт ФИАН, № 72, 1978; ЖЭТФ, **76**, вып. 4, 1293 (1979).
6. S. A. Kaplan, V. N. Tsytovich, Astrophys. Space Sci., **3**, 431 (1969).
7. Ю. А. Николаев, В. Н. Цытович, А. С. Чихачев, ЖЭТФ, **64**, 877 (1973).
8. В. Н. Цытович, Изв. вузов—Радиофизика, **19**, 822 (1976); C. Norman, D. Ter-Haar, Phys. Rep., **17C**, № 6 (1975).
9. Ю. А. Николаев, В. Н. Цытович, Препринт ФИАН, № 17, 1978.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

Поступила в редакцию
22 января 1979 г.

ON RADIATION OF RELATIVISTIC IONS DUE TO TRANSITION SCATTERING IN RANDOM MAGNETIC FIELDS

S. A. Bel'kov, Yu. A. Nikolaev, V. N. Tsytovich

A mechanism of relativistic ions radiation is considered due to a transition scattering by magnetic field fluctuations. The power of cosmic ray radiation are evaluated for interplanetary space and the Galaxy. A theory of ion plasma turbulent reactor (PTR) is suggested. It is found that self-consistent spectra of ions of cosmic rays in such a PTR are of a power character with $\gamma = \nu - 2$, where ν is the index of magnetic inhomogeneity spectra $\left(\delta B_k^2 \sim k^{-\nu}, \langle \delta B^2 \rangle = \int \delta B_k^2 \, dk\right)$ and γ is the index of the energetic spectrum of relativistic ions $\left(f_{\mathcal{E}} \sim \mathcal{E}^{-\gamma}, \quad n_i = \int f_{\mathcal{E}} \, d\mathcal{E}\right)$.