Цитированная литература

I. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. М. 1972.
2. Norman C.A., ter Haar D. Phys.Rep.Phys.Lett.C. 1975, 17c, 307.
3. Norman C.A. Preprint Oxford. 1974, N 44.
4. Каплан С.А., Пикельнер С.Б. Межзвездная среда. М. 1963.
5. Брауде С.Я., Жук И.Н., Лебедева О.М., Мень А.В., Рябов Б.П. Препринт ИРЭ АН УССР. 1970, N 3.
6. Braude S.Ya., Ryabov B.P., Zhouck I.N. Astroph.Sp.Sci. 1971, 12, 349.
7. Braude S.Ya., Kaner E.A. Astroph.Sp.Sci. 1973, 20, 59.
8. Николаев А.Н., Цытович В.Н., Чихачев А.С. ЖЭТФ, 1973, 64, 877.
9. Николаев А.Н., Цытович В.Н., Чихачев А.С. Астрофизика. 1976, 12, 107.
10. Tsytovich V.N. Ann.Rev.Astron.Astroph. 1973, 11, 363.
II. Николаев А.Н., Цытович В.Н. Астрофизика (в печати).
12. Phetick C.J., Tsytovich V.N. Astroph.Sp.Sci. (in press).
I3. Гайлитис А., Цытович В.Н. ЖЭТФ. 1964, 46, 1726.
I4. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. М. 1971.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი N 48, 1977
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 48, 1977

НЕЛИНЕЙНЫЕ СПЕКТРЫ КОСМИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ И СИНХРОТРОННЫЙ РЕАКТОР

Р.Д.ЛОМАДЗЕ

Как и статья [1], данная работа связана с проблемой интерпретации нелинейности низкочастотных радиоспектров космических источников.

Согласно последним данным, опубликованным в обзоре [2], примерно I4 % из исследованных в диапазоне от IO до I400 MHz спектров 267 дискретных радиоисточников /галактики, квазары, неотождествленные объекты/ на декаметровых волнах обнаруживают искажения степенной зависимости интенсивности излучения от частоты

$$I_\omega \sim \omega^{-\alpha}, \tag{I}$$

справедливой для широкого диапазона радиочастот, причем IO % в промежутке IO - 25 MHz отвечают более быстрому росту I_ω с уменьшением ω, а 4 % - более медленному, чем по (I). О таких спектрах говорят как о нелинейных, поскольку на графике с логарифмическими шкалами в указанной области спектра происходит отклонение прямой линии, изображающей закон (I), в первом случае вверх с образованием вогнутости /положительная кривизна/, а во втором - вниз /выпуклость, отрицательная кривизна/.

Наилучшее приближение к линейной части спектров для радиогалактик, квазаров и неотождествленных объектов дают значения спектрального индекса, равные соответственно 0,86, 0,89 и 0,96. Параметр α связан простым соотношением

$$\alpha = \frac{\gamma - 1}{2}$$

с показателем степенной функции распределения по энергиям

$$f_\varepsilon \sim \varepsilon^{-\gamma}, \tag{2}$$

релятивистских электронов, которым приписывают излучение спектра (I). Наблюдаемые значения α означают близость γ к 3, что хорошо согласуется с выводом теоретической модели плазменных турбулентных реакторов /ПТР/.

В настоящей статье излагается попытка получения низкочастотных нелинейностей спектра излучения быстрых частиц при помощи второго приближения в теории ПТР /первое объясняет возникновение степенной функции f_ε в процессе стохастического ускорения электронов "запертыми" внутри системы волнами/, именно, за счет поправок к (2), возникающих в синхротронном реакторе, во-первых, от влияния плазменной среды на механизм взаимодействия релятивистских частиц и электромагнитного излучения, а также от учета расхода энергии электронами на ионизацию. Аналогично тому, как это делалось в [1], где во втором приближении был рассмотрен комптоновский реактор, здесь решается самосогласованная задача о формировании распределения быстрых частиц и спектра их излучения.

§I. Основные соотношения механизма синхротронного излучения в плазме и коэффициент диффузионного ускорения электронов. Как известно, вероятность излучения электромагнитных волн частоты ω релятивистским электроном с энергией ε, движущимся под углом ϑ к направлению магнитного поля, есть /см., например, [3]/

$$u(\varepsilon,\omega)=\frac{\pi c^2e^2}{\sqrt{3}\,\omega^2}\left(\frac{m_ec^2}{\varepsilon}\right)^2\left[1+\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\frac{\varepsilon}{m_ec^2}\right)^2\right]\times$$

$$\times\int\limits_{\frac{2}{3}\frac{\omega}{\omega_{He}\sin\vartheta}\left(\frac{m_ec^2}{\varepsilon}\right)^2\left[1+\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\frac{\varepsilon}{m_ec^2}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}}^{\infty}d\eta\,K_{\frac{5}{3}}(\eta)\,, \tag{3}$$

где ω_{pe} - ленгмюровская частота, ω_{He} - гирочастота электронов, $K_{\frac{5}{3}}(\eta)$ - функция Макдональда. Параметр $(\omega_{pe}\varepsilon/\omega m_ec^2)^2$ характеризует воздействие среды на синхротронный механизм.

В случае, когда выполняется условие

$$\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\frac{\varepsilon}{m_ec^2}\right)^2\ll 1\,, \tag{4}$$

(3) можно записать в виде

$$u=\frac{\pi c^2e^2}{\sqrt{3}\,\omega^2}\left(\frac{m_ec^2}{\varepsilon}\right)^2\int\limits_{\frac{2}{3}\frac{\omega}{\omega_{He}\sin\vartheta}\left(\frac{m_ec}{\varepsilon}\right)^2}^{\infty}d\eta\,K_{\frac{5}{3}}(\eta)\,-$$

$$-\frac{\pi c^2e^2\omega_{pe}^2}{\sqrt{3}\,\omega_{He}\sin\vartheta\,\omega^3}\left(\frac{m_ec^2}{\varepsilon}\right)^2K_{\frac{5}{3}}\left[\frac{2}{3}\frac{\omega}{\omega_{He}\sin\vartheta}\left(\frac{m_ec^2}{\varepsilon}\right)^2\right]+$$

$$+\frac{\pi c^2e^2\omega_{pe}^2}{\sqrt{3}\,\omega^4}\int\limits_{\frac{2}{3}\frac{\omega}{\omega_{He}\sin\vartheta}\left(\frac{m_ec^2}{\varepsilon}\right)^2}^{\infty}d\eta\,K_{\frac{5}{3}}(\eta)+\ldots \tag{5}$$

При разложении в ряд по указанному малому параметру мы ограничились первым порядком, которому соответствуют второе и третье слагаемые в (5). Эти члены составляют поправку, описывающую слабое влияние плазмы на вероятность рассматриваемого эффекта "в чистом виде" /первое слагаемое/. Формула (5) является исходной для построения теории синхротронного реактора во втором приближении при учете воздействия среды.

Все необходимые величины мы рассчитываем, используя методику, подробно изложенную в монографии [3]. Результаты усредняются по углу ϑ.

Определим диффузионный коэффициент, описывающий ускорение частиц в случае их изотропного распределения

$$D(\varepsilon)=\frac{1}{2c^2}\int d\omega\,\omega\,W_\omega\int\limits_0^{\pi}d\vartheta\sin\vartheta\,u \tag{6}$$

для изотропной спектральной плотности энергии излучения, возрастающей по степенному закону

$$W_\omega=C\omega^\nu\qquad\omega\le\omega_* \tag{7}$$

до некоторого значения частоты ω_*.

В качестве примера опишем детально вычисление вклада, идущего от основного члена вероятности (5). Подставляя его и (7) в (6), интегрируем по частям:

$$\frac{\pi e^2C}{2\sqrt{3}\,\nu}\left(\frac{m_ec^2}{\varepsilon}\right)^2\int\limits_0^{\pi}d\vartheta\sin\vartheta\left\{\omega^\nu\int\limits_{\frac{2}{3}\frac{\omega}{\omega_{He}\sin\vartheta}\left(\frac{m_ec^2}{\varepsilon}\right)^2}^{\infty}d\eta\,K_{\frac{5}{3}}(\eta)\right|_{\omega_{pe}\frac{\varepsilon}{m_ec^2}}^{\omega_*}+$$

$$+\frac{2}{3}\frac{1}{\omega_{He}\sin\vartheta}\left(\frac{m_ec^2}{\mathcal{E}}\right)^2\int\limits_{\omega_{pe}\frac{\mathcal{E}}{m_ec^2}}^{\omega_*} d\omega\,\omega^\gamma K_{\frac{5}{3}}\left[\frac{2}{3}\frac{\omega}{\omega_{He}\sin\vartheta}\left(\frac{m_ec^2}{\mathcal{E}}\right)^2\right]\Bigg\}.$$

Выбор нижнего предела по ω отвечает предположению (4). Если ω_* значительно превосходит частоту максимума спектра излучения электрона в синхротронном механизме $\omega_{max}=0{,}29\,\omega_{He}\sin\vartheta\,(\mathcal{E}/m_ec^2)^2$, то из-за экспоненциального спадания функции Макдональда при аргументах, много больших единицы, можно на верхней границе интегрирования заменить ω_* на бесконечность и пренебречь соответствующим значением первого слагаемого в фигурных скобках. Для нахождения его значения на нижней границе допустим, с другой стороны, что $\omega_{pe}\mathcal{E}/m_ec^2$ существенно меньше ω_{max} и используем асимптотическую формулу

$$K_{\frac{5}{3}}(\eta)=\frac{2^{\frac{2}{3}}\Gamma\left(\frac{5}{3}\right)}{\eta^{\frac{5}{3}}},$$

справедливую при малых η. Имея в виду $\gamma>2/3$, представим интеграл во втором члене внутри фигурных скобок как разность двух интегралов – в пределах от 0 до ∞ и от 0 до $\omega_{pe}\mathcal{E}/m_ec^2$, где для вычисления последнего также воспользуемся приближенным выражением функции $K_{5/3}(\eta)$ при указанном выше условии. Выделяя главную часть, складывая малые слагаемые и усредняя по угловой переменной, получаем

$$D=\frac{\pi^{\frac{3}{2}}3^{\gamma-\frac{1}{2}}\Gamma\left(\frac{\gamma}{2}\right)\Gamma\left(\frac{3\gamma-2}{6}\right)\Gamma\left(\frac{8+3\gamma}{6}\right)}{2^3\Gamma\left(\frac{3+\gamma}{2}\right)}e^2c\,\omega_{He}^{\gamma}\left(\frac{\mathcal{E}}{m_ec^2}\right)^{2\gamma-2}\times \tag{8}$$

$$\times\left[1-\frac{\pi\,2^{\frac{11-3\gamma}{3}}\Gamma\left(\frac{3+\gamma}{2}\right)}{\sqrt{3}\,\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)(3\gamma-2)\Gamma\left(\frac{\gamma}{2}\right)\Gamma\left(\frac{3\gamma-2}{6}\right)\Gamma\left(\frac{8+3\gamma}{6}\right)}\left(\frac{2}{3}\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}\frac{m_ec^2}{\mathcal{E}}\right)^{\frac{3\gamma-2}{3}}\right].$$

Коэффицент диффузии в первом приближении для спектра (7) рассчитывался ранее [4]. Поправочный член в (8) происходит из-за того, что интегрирование по частоте идет не с нуля.

Вклады в D от поправок в вероятности (5) рассчитываются сходным образом. Здесь следует различать два случая. Если индекс $\gamma<8/3$, то эти вклады равны по абсолютной величине и, поскольку обладают разными знаками, гасят друг друга. Поэтому выражение для диффузионного коэффициента во втором приближении есть именно (8). При $\gamma>8/3$ сумма вкладов от второго и третьего слагаемых (5) дает внутри квадратных скобок в (8) член

$$-\frac{(3\gamma-8)(1+\gamma)\Gamma\left(\frac{3\gamma-8}{6}\right)\Gamma\left(\frac{2+3\gamma}{6}\right)}{2^3(\gamma-2)\Gamma\left(\frac{3\gamma-2}{6}\right)\Gamma\left(\frac{8+3\gamma}{6}\right)}\left(\frac{2}{3}\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}\frac{m_ec^2}{\mathcal{E}}\right)^2,$$

по сравнению с которым поправка в (8) оказывается высшего порядка малости.

Объединяя использованные выше ограничения на физические параметры, выпишем область энергии частиц, где справедливы полученные формулы:

$$\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}\sin\vartheta}\ll\frac{\mathcal{E}}{m_ec^2}\ll\sqrt{\frac{\omega_*}{\omega_{He}\sin\vartheta}}$$

Выражение для потерь энергии электроном в единицу времени, учитывающее два состояния поляризации электромагнитных волн и усредненное по направлению движения относительно магнитного поля

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dt}=A(\mathcal{E})=\frac{1}{2\pi^2c^3}\int\limits_{\omega_{pe}\frac{\mathcal{E}}{m_ec^2}}^{\infty}d\omega\,\omega^3\int\limits_0^{\pi}d\vartheta\sin\vartheta\,u= \tag{9}$$

$$=\frac{4}{9}\frac{e^2\omega_{He}^2}{c}\left(\frac{\mathcal{E}}{m_ec^2}\right)^2\left[1-\frac{3^3\sqrt{\pi}}{2^{\frac{16}{3}}\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}\left(\frac{2}{3}\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}\frac{m_ec^2}{\mathcal{E}}\right)^{\frac{4}{3}}+\ldots\right]$$

сразу получается из (8) при $\gamma=2$ путем деления на π^2cC.

Следующая величина – спектральная мощность излучения в единице объема

$$J_\omega=\frac{\omega^3}{2\pi^2c^3}\int d\mathcal{E}\,f_{\mathcal{E}}\int\limits_0^{\pi}d\vartheta\sin\vartheta\,u \tag{10}$$

/записано для изотропной функции распределения релятивистских частиц с учетом двух поляризаций волн/ зависит от выбора формы $f_{\mathcal{E}}$. Когда последняя имеет степенной вид в некотором интервале энергий

$$f_\varepsilon = \frac{K}{\varepsilon^\gamma} \qquad \varepsilon_x \le \varepsilon \le \varepsilon_{xx},$$

$$f_\varepsilon = 0 \qquad \varepsilon > \varepsilon_{xx}, \tag{11}$$

искомый коэффициент синхротронного излучения, учитывающий слабое влияние плазмы, для промежутка частот

$$\left(\frac{\varepsilon_x}{m_e c^2}\right)^2 \ll \frac{\omega}{\omega_{He}\sin\vartheta} \ll \left(\frac{\varepsilon_{xx}}{m_e c^2}\right)^2 \tag{12}$$

оказывается различным при разных значениях показателя γ. Результат вычислений, подобных описанным выше, в случае $\gamma > 7/3$ таков:

$$J_\omega = J_0(\gamma)\,\frac{e^2 K \omega_{He}^{\frac{1+\gamma}{2}}}{c^{2\gamma-1} m_e^{\gamma-1}\,\omega^{\frac{\gamma-1}{2}}}\times \tag{13}$$

$$\times\left\{1 - j_{xx}(\gamma)\left[\frac{2}{3}\frac{\omega}{\omega_{He}}\left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_{xx}}\right)^2\right]^{\frac{3\gamma-1}{6}} - j(\gamma)\,\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}\,\omega} + \ldots\right\},$$

где функции показателя γ выписаны в Приложении. Первая поправка внутри фигурных скобок идет от главного слагаемого в (5) по причине обрыва функции f_ε со стороны высоких энергий, а вторая – от суммы вкладов в J_ω второго и третьего членов вероятности /аналогичная величина для случая $1/3 < \gamma < 7/3$ обращается в нуль/.

Легко видеть, что коэффициент реабсорбции

$$\mu(\omega) = \frac{\omega}{2}\int d\varepsilon\,\varepsilon^2\,\frac{\partial}{\partial\varepsilon}\left(\frac{f_\varepsilon}{\varepsilon^2}\right)\int_0^\pi d\vartheta\,\sin\vartheta\; u$$

при тех же условиях (11) и (12) следует из (10) переходом от γ к $\gamma+1$ и умножением на $-\pi^2(2+\gamma)c^3/\omega^2$. При $\gamma > 4/3$ имеем

$$\mu(\omega) = -\mu_0(\gamma)\,\frac{e^2 K \omega_{He}^{\frac{2+\gamma}{2}}}{c^{2\gamma-2} m_e^{\gamma}\,\omega^{\frac{4+\gamma}{2}}}\times \tag{14}$$

$$\times\left\{1 - \mu_{xx}(\gamma)\left[\frac{2}{3}\frac{\omega}{\omega_{He}}\left(\frac{m_e c^2}{\varepsilon_{xx}}\right)^2\right]^{\frac{2+3\gamma}{6}} - \mu(\gamma)\,\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}\,\omega} + \ldots\right\}$$

/величины $\mu_0(\gamma)$ и т.д. приведены в Приложении/. В случае $-2/3 < \gamma < 4/3$ сохраняется лишь первая поправка.

§ 2. Синхротронный реактор с учетом слабого влияния плазмы. Диффузионное уравнение, определяющее стационарную изотропную функцию распределения электронов по энергиям, имеет вид

$$A(\varepsilon) f_\varepsilon + c^2\varepsilon^2 D(\varepsilon)\,\frac{d}{d\varepsilon}\left(\frac{f_\varepsilon}{\varepsilon^2}\right) = 0. \tag{15}$$

Формально (15) линейно по отношению к f_ε, но фактически оно нелинейно, поскольку коэффициент D зависит от функции распределения быстрых частиц. Мы будем искать ее в виде

$$f_\varepsilon = \frac{K}{\varepsilon^\gamma}\left(1 + \frac{E}{\varepsilon^\beta} + \ldots\right) \qquad \varepsilon > \varepsilon_x, \tag{16}$$

определяя второе слагаемое в скобках как много меньшее единицы. Именно в нелинейном самосогласованном нахождении параметров E /в отличие от [1], здесь эта величина введена как размерная/ и β состоит наша задача.

Как известно, первое приближение в теории ПТР дает $\gamma = 3$. Отличие от этого значения γ может быть достигнуто включением в рассмотрение комптоновского рассеяния электронов с участием низкочастотных электромагнитных волн [5]. Поэтому мы сохраняем более общий вид f_ε.

Для вычисления спектральной мощности излучения и коэффициента реабсорбции с функцией (16) используем полученные в предыдущем параграфе формулы (13) и (14), предполагая $\varepsilon_{xx} = \infty$. Получаем:

$$J_\omega = J_0(\gamma)\,\frac{e^2 K \omega_{He}^{\frac{1+\gamma}{2}}}{c^{2\gamma-1} m_e^{\gamma-1}\,\omega^{\frac{\gamma-1}{2}}}\times \tag{17}$$

$$\times\left[1 - j(\gamma)\,\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}\,\omega} + \frac{J_0(\gamma+\beta)}{J_0(\gamma)}\,\frac{E}{(m_e c^2)^\beta}\left(\frac{\omega_{He}}{\omega}\right)^{\frac{\beta}{2}} + \ldots\right],$$

$$\mu(\omega) = -\mu_0(\gamma)\,\frac{e^2 K \omega_{He}^{\frac{2+\gamma}{2}}}{c^{2\gamma-2} m_e^{\gamma}\,\omega^{\frac{4+\gamma}{2}}}\times$$

$$\times\left[1-\mu(\gamma)\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}\omega}+\frac{\mu_0(\gamma+\beta)}{\mu(\gamma)}\frac{E}{(m_ec^2)^\beta}\left(\frac{\omega_{He}}{\omega}\right)^{\frac{\beta}{2}}+\dots\right].$$

Составим теперь выражение для спектральной плотности излучения внутри синхротронного реактора:

$$W_\omega=\frac{J_\omega}{|\mu(\omega)|}=\frac{J_0(\gamma)}{\mu_0(\gamma)}\frac{m_e\omega^{\frac{5}{2}}}{c\sqrt{\omega_{He}}}\left\{1-\left[j(\gamma)-\mu(\gamma)\right]\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}\omega}+\right.$$

$$\left.+\left[\frac{J_0(\gamma+\beta)}{J_0(\gamma)}-\frac{\mu_0(\gamma+\beta)}{\mu_0(\gamma)}\right]\frac{E}{(m_ec^2)^\beta}\left(\frac{\omega_{He}}{\omega}\right)^{\frac{\beta}{2}}+\dots\right\}. \tag{18}$$

Прежде чем подставлять (18) в коэффициент диффузии (8), заметим, что поправочный член в квадратных скобках (8) при $\gamma=5/2$ /степень частоты в главном слагаемом (18)/ обладает порядком 11/6 по малому параметру, тогда как поправка в потерях A – более низкого порядка по той же величине. Поскольку нас интересует результат в приближении, следующем за основным, то поправку в (8) мы опускаем. Подставив спектр (18) в (8) без второго члена, имеем

$$\mathcal{D}=D_0(\gamma)\frac{m_ee^2\omega_{pe}^2}{c}\left(\frac{\mathcal{E}}{m_ec^2}\right)^3\times$$

$$\times\left[1-d(\gamma)\left(\frac{2}{3}\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}\frac{m_ec^2}{\mathcal{E}}\right)^2+d(\beta,\gamma)\frac{E}{\mathcal{E}^\beta}+\dots\right], \tag{19}$$

/ $D_0(\gamma)$, $d(\gamma)$ и $d(\beta,\gamma)$ даны в Приложении/, откуда видно, что по сравнению с поправочным слагаемым в квадратных скобках (9) здесь можно пренебречь величиной, содержащей $d(\gamma)$.

Итак, оказывается, что относительная величина поправки в выражении для потерь превосходит по порядку аналогичные члены диффузионного коэффициента, происходящие как непосредственно от второго и третьего слагаемых в вероятности (5), так и попадающие в него "через" J_ω и $\mu(\omega)$ /напомним, что последняя поправка в (19) идет от второго члена функции (16)/.

Подставляя (9), (16) и (19) без поправки, содержащей $d(\gamma)$, в уравнение (15) и приравнивая слагаемые одинаковых порядков малости /очевидно, $\beta=4/3$ /, имеем два условия

$$\frac{4}{9}=(2+\gamma)\,D_0(\gamma) \tag{20}$$

$$E=-\frac{3^3\sqrt{\pi}\,/\,2^{\frac{16}{3}}\,\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}{4/3(2+\gamma)+d\left(\frac{4}{3},\gamma\right)}\left(\frac{2}{3}\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}m_ec^2\right)^{\frac{4}{3}}. \tag{21}$$

Ввиду того, что в коэффициенте потерь мы не учли комптоновский эффект на низкочастотном излучении /см. выше/, и в (20) соответствующие члены отсутствуют, этому условию удовлетворяет значение $\gamma=3$ x/. Тогда из (21) следует

$$E=2{,}91\left(\frac{2}{3}\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}m_ec^2\right)^{\frac{4}{3}}.$$

Таким образом, самосогласованный учет слабого воздействия плазменной среды на синхротронный механизм в теории ПТР приводит к функции распределения релятивистских электронов

$$f_{\mathcal{E}}=\frac{K}{\mathcal{E}^3}\left[1+1{,}70\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}\frac{m_ec^2}{\mathcal{E}}\right)^{\frac{4}{3}}+\dots\right] \tag{22}$$

и, соответственно, к спектру излучения /см. (17) без первой поправки/

$$\ln I_\omega=\mathrm{Const}-\ln\omega+2{,}27\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}\omega}\right)^{\frac{2}{3}}+\dots \tag{23}$$

Положительная кривизна здесь связана с тем, что влияние плазмы уменьшает потери на низких энергиях и, следовательно, увеличивает число частиц с малой энергией.

Согласно (23) излучают электроны вблизи поверхности реактора, где условия такие же, как и внутри системы, но оптическая глубина мала. Если частицы выбрасываются наружу, сохраняя при этом распределение (22),

---

x/ В книге [1] из-за допущенных при расчетах численных неточностей приводится неправильное значение γ /0,93/. Исправления делались затем в английском издании монографии.

то их излучение будет отвечать двум степенным функциям - с $\gamma=3$ и $\gamma=13/3$, т.е. спектр излучения можно рассматривать как наложение степенных спектров, одного - с индексом $\alpha=1$ и другого - с $\alpha=5/3$. Излом суммарного спектра имеет место на частоте порядка $\omega \gtrsim 3\omega_{pe}^2/\omega_{He}$ и соответствует изменению спектрального индекса $\Delta\alpha=2/3$.

§ 3. Ионизационные потери в теории синхротронного реактора. Рассмотрим сейчас модель реактора, где наряду с синхротронным излучением учитывается расход энергии электронами на ионизацию, который описывается формулой [3]

$$A_{ион.}=\frac{e^2\omega_{pe}^2}{c}\Lambda \tag{24}$$

/ Λ - кулоновский логарифм, в космической плазме порядка нескольких десятков/.

Складывая (24) с основным значением в потерях (9) /в этом параграфе мы отвлекаемся от влияния плазменной среды/, имеем полное выражение для Λ в данном случае:

$$A=\frac{4}{9}\,\frac{e^2\omega_{pe}^2}{c}\left(\frac{\varepsilon}{m_ec^2}\right)^2\left[1+\frac{9}{4}\Lambda\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}\,\frac{m_ec^2}{\varepsilon}\right)^2\right]. \tag{25}$$

диффузионный же коэффициент, по-прежнему, дается (I9) без первой поправки.

Подобно тому, как это делалось выше, подставляем (25) и (I6) и (I9) с $\beta=2$ в уравнение (I5). Сравнивая члены одного порядка, получаем опять условие (20) и вместо (2I) -

$$E=\frac{9/4}{2/(2+\gamma)+d(2,\gamma)}\Lambda\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}m_ec^2\right)^2.$$

При $\gamma=3$ имеем

$$E=-1{,}85\,\Lambda\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}\,\frac{m_ec^2}{\varepsilon}\right)^2$$

и, соответственно,

$$f_\varepsilon=\frac{K}{\varepsilon^3}\left[1-1{,}85\,\Lambda\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{He}}\,\frac{m_ec^2}{\varepsilon}\right)^2\right], \tag{26}$$

$$\ln I_\omega=Const-\ln\omega-3{,}25\,\Lambda\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}\omega}$$

/последнее соотношение следует из формулы (I7) /. Таким образом, кривизна спектра здесь оказывается отрицательной.

Вне реактора распределению (26) отвечает излучение со скачком спектрального индекса $\Delta\alpha=1$ на частоте $\omega\gtrsim 3\Lambda\,\omega_{pe}^2/\omega_{He}$.

В следующей статье будет дан анализ результатов [I] и данной работы в связи с наблюдательными данными о нелинейных спектрах космических радиоисточников.

Автор выражает благодарность профессору С.А.Каплану за постоянное внимание к работе.

Приложение.

$$J_0(\gamma)=\frac{3^{\frac{\gamma}{2}}\Gamma\left(\frac{5+\gamma}{4}\right)\Gamma\left(\frac{3\gamma-1}{12}\right)\Gamma\left(\frac{19+3\gamma}{12}\right)}{2^2\sqrt{\pi}\,(1+\gamma)\,\Gamma\left(\frac{7+\gamma}{4}\right)},$$

$$j_{**}(\gamma)=\frac{\pi\,2^{\frac{13-3\gamma}{6}}(1+\gamma)\,\Gamma\left(\frac{7+\gamma}{4}\right)}{\sqrt{3}\,\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)(3\gamma-1)\,\Gamma\left(\frac{5+\gamma}{4}\right)\Gamma\left(\frac{3\gamma-1}{12}\right)\Gamma\left(\frac{19+3\gamma}{12}\right)};$$

$$j(\gamma)=\frac{(3\gamma-7)(1+\gamma)\,\Gamma\left(\frac{3+\gamma}{4}\right)\Gamma\left(\frac{7+\gamma}{4}\right)\Gamma\left(\frac{3\gamma-7}{12}\right)\Gamma\left(\frac{13+3\gamma}{12}\right)}{2^2\,3\,(\gamma-1)\left[\Gamma\left(\frac{5+\gamma}{4}\right)\right]^2\Gamma\left(\frac{3\gamma-1}{12}\right)\Gamma\left(\frac{19+3\gamma}{12}\right)},$$

$$\mu_0(\gamma)=\pi^2(2+\gamma)\,J_0(1+\gamma),\quad \mu_{**}=j_{**}(1+\gamma),\quad \mu(\gamma)=j(1+\gamma),$$

$$D_0(\gamma)=\frac{3^2\,\pi^{\frac{3}{2}}\,\Gamma\left(\frac{5}{4}\right)\Gamma\left(\frac{11}{12}\right)\Gamma\left(\frac{31}{12}\right)}{2^3\,\Gamma\left(\frac{11}{4}\right)}\,\frac{J_0(\gamma)}{\mu_0(\gamma)},$$

$$d(\gamma)=\frac{3^2\,7\left[\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)\right]^2\Gamma\left(\frac{5}{12}\right)\Gamma\left(\frac{25}{12}\right)}{2^4\,5\left[\Gamma\left(\frac{5}{4}\right)\right]^2\Gamma\left(\frac{11}{12}\right)\Gamma\left(\frac{31}{12}\right)}\left[j(\gamma)-\mu(\gamma)\right],$$

$$d(\beta,\gamma)=\frac{\Gamma\left(\frac{11}{4}\right)\Gamma\left(\frac{5-\beta}{4}\right)\Gamma\left(\frac{11-3\beta}{12}\right)\Gamma\left(\frac{31-3\beta}{12}\right)}{3^{\frac{\beta}{2}}\Gamma\left(\frac{5}{4}\right)\Gamma\left(\frac{11}{12}\right)\Gamma\left(\frac{31}{12}\right)\Gamma\left(\frac{11-\beta}{4}\right)}\left[\frac{J_0(\gamma+\beta)}{J_0(\gamma)}-\frac{M_0(\gamma+\beta)}{M_0(\gamma)}\right]$$

Декабрь, 1976.

კოსმიური რადიოწყაროების არაწრფივი სპექტრები და სინქროტრონული რეაქტორი

რ.ლომაძე

(რეზიუმე)

განვითარებულია სინქროტრონული რეაქტორის თეორია მეორე მიახლოებაში. განხილულია სინქროტრონულ მექანიზმზე პლაზმური გარემოს სუსტი ზემოქმედება. ნაჩვენებია, რომ რეაქტორში იგი აჩქარებული რელატივისტური ელექტრონების გამოსხივების სპექტრის დადებით სიმრუდეს იწვევს, მაშინ როდესაც იონიზაციაზე ელექტრონების ენერგიის კარგვა უარყოფით სიმრუდეს იძლევა.

NONLINEAR SPECTRA OF COSMIC RADIOSOURCES AND SYNCHROTRON REACTOR

R.D.LOMADZE

(Summary)

A second approximation to the theory of the synchrotron reactor is developed. The weak influence of plasma medium on the sinchrotron mechanism is considered. According to the author this influence leads to a positive curvature in the radiation spectrum of relativistic electrons, accelerated in the reactor, whereas the ionization losses of energy by these particles produce a negative curvature.

Цитированная литература

1. Каплан С.А.,Ломадзе Р.Д. Бюлл.Абастум.астрофизич.обс. 1977,48.
2. Брауде С.Я.,Жук И.Н.,Мень А.В.,Рябов Б.П.,Соколов К.П.,Шарыкин Н.К. Препринт ИРЭ АН УССР, 1976, № 68.
3. Каплан С.А.,Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. М. 1972.
4. Чихачев А.С. В сб.Физика плазмы. М. 1971.
5. Николаев А.Н.,Цытович В.Н. Астрофизика (в печати).

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი N 48 1977
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ №48 1977

ОБРАБОТКА АБСОРБЦИОННЫХ СПЕКТРОВ С ПОМОЩЬЮ ЭВМ

Ц.РАДОСЛАВОВА[x)]

Уже годы подряд ЭВМ используются интенсивно для обработки данных астрономических наблюдений разнообразного характера. При этом в последние годы отдается предпочтение использованию небольших вычислительных машин, связанных возможно наиболее непосредственным образом с первоисточником данных (computer-on-line), чем избегают опасности понижения точности при многократной трансляции информации. Там, где этой техникой пока не пользуются, есть смысл говорить об обособленной машинной обработке информации, предварительно прошедшей через руки астронома.

В настоящей статье мы остановимся на рассмотрении возможности подобной обработки абсорбционных линий, предварительно регистрированных в пропускании экспонированной пластинки посредством самопишущего микрофотометра, с целью измерения глубины линий в некоторых точках, или – в зависимости от характера задачи – вычисления эквивалентных ширин линий. Наша работа связана с задачей спектрофотометрической обработки большого числа звезд спектральных классов B5-A3 в области ассоциации Лебедь OB4. Спектры звезды были получены летом 1974 и 1975 гг. на 70-см менисковом телескопе Абастуманской обсерватории с применением предобъективной призмы. Были использованы высококачественные эмульсии Кодак IIa-O и Кодак 103aO. Спектры были записаны на самопишущем микрофотометре Сектора астрономии Болгарской Академии наук Lirefo - 2 , производства фирмы Цейсс, при оптимально выбранных условиях ширины и высоты щели и при увеличении 50х.

Чтобы дать представление о трудоемкости операций, которые следует выполнить при обработке одной линии поглощения, мы вкратце напомним о них:

1. по записи берутся отсчеты положения темнового тока τ , фона и непрерывного спектра над линией I_c ;

2. берутся отсчеты координат (X(K), Y(K)) данного числа точек на самой линии, причем на практике оказывается удобным брать эти точки попарно с одинаковой У- координатой в каждой паре (за исключением самой нижней точки, соответствующей X=0). За ось абсцисс выбирается нулевая горизонтальная линия на диаграммной ленте, параллельная направлению дисперсии; ось У проводится перпендикулярно оси X, через самую глубокую точку линии;

x) Академия наук Болгарской Народной Республики.