Глава 1

Введение

Как было установлено, радиоизлучение джетов связано с релятивисткими нетепловыми частицам [1]. В данной работе исследовается спектр синхротронного излучения релятивистких протонов, ускоренных в джетах, истекающих из активных галактических ядер. Рассматривается стационарный, осесимметричный джет. Движение вещества джета (плазмы) согласованно с электромагнитными полями в нем. Для ускоренных релятивистских протонов использовался энергетический спектр, соответствующий механизму ускорения протонов, предложенный в работах [8], [5], [6].

Глава 2

Синхротронное излучение

В общем случае для синхротронного излучения протонов в системе отсчёта, в котором они в целом покоятся, параметры Стокса имеют следующий вид [4]:

$$I_\nu = I(\nu, \boldsymbol{k}) = \frac{\sqrt{3}e^3}{mc^2} \int \mathrm{d}\mathscr{E} \mathrm{d}R N(\mathscr{E}, \boldsymbol{R}, \boldsymbol{k}) H_\perp \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \int\limits_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) \mathrm{d}\eta \quad (2.1)$$

$$Q(\nu, \boldsymbol{k}) = \frac{\sqrt{3}e^3}{mc^2} \int \mathrm{d}\mathscr{E} \mathrm{d}R N(\mathscr{E}, \boldsymbol{R}, \boldsymbol{k}) \cos 2\widetilde{\chi} H_\perp \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) K_{2/3}(\nu/\nu_c) \quad (2.2)$$

$$U(\nu, \boldsymbol{k}) = \frac{\sqrt{3}e^3}{mc^2} \int \mathrm{d}\mathscr{E} \mathrm{d}R N(\mathscr{E}, \boldsymbol{R}, \boldsymbol{k}) \sin 2\widetilde{\chi} H_\perp \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) K_{2/3}(\nu/\nu_c) \quad (2.3)$$

Здесь $\nu_c = \frac{3eH\sin\chi}{4\pi mc}\left(\frac{\mathscr{E}}{mc^2}\right)^2$ - характерная частота синхротронного излучения, $H_\perp$-компонента магнитного поля, перпендикулярная лучу зрения **k**, $\widetilde{\chi}$- позиционный угол, определяющий положение вектора электрического поля $\boldsymbol{E}$ на картинной плоскости (см. Рис. 4.1). $N(\mathscr{E}, \boldsymbol{R}, \boldsymbol{k})$-плотность распределения частиц по энергиям $\mathscr{E}$ и в пространстве

$\boldsymbol{R}$, $d\boldsymbol{R} = R^2 dR d\Omega$, e и m - заряд и масса протона, $K_\nu(x)$ - функция Макдонольда ν-ого порядка.

Степень круговой поляризациии равна, как показано в работе [9], в случае одностепенного спектра $\Pi_c = \frac{V}{I} \sim \cot\theta \left(\frac{3B_z e}{2\pi m c \nu}\right)^{1/2} \simeq 10^{-3} \left(\frac{\nu}{1\text{ГГц}}\right)^{-1/2}$. Для частот, на которых ведутся наблюдения, данной величиной почти всегда можно принебречь.

Так как угловые размеры источника малы, то измеряемой величиной служат параметры Стокса, усредненные по всему объему источника $dV = R^2 dR d\Omega$

$$\begin{aligned} \bar{I}(\nu) &= \int \bar{I}(\nu, \boldsymbol{k}) \mathrm{d}\Omega, \\ \bar{U}(\nu) &= \int \bar{U}(\nu, \boldsymbol{k}) \mathrm{d}\Omega, \\ \bar{Q}(\nu) &= \int \bar{Q}(\nu, \boldsymbol{k}) \mathrm{d}\Omega. \end{aligned} \tag{2.4}$$

Будем рассматривать распределение частиц, однородное в пространстве и изотропное по скоростям, $N(\mathscr{E}, \boldsymbol{R}, \boldsymbol{k}) = N(\mathscr{E})$. Причём в нашем случае функцию распределения удобно записать в следующем виде

$$N(\mathscr{E}) = \begin{cases} K\mathscr{E}^{-\gamma_1}\mathscr{E}_0^{\gamma_1 - 1} & \mathscr{E} < \mathscr{E}_0 \\ K\mathscr{E}^{-\gamma_2}\mathscr{E}_0^{\gamma_2 - 1} & \mathscr{E} > \mathscr{E}_0 \end{cases}. \tag{2.5}$$

Следует отметить, что данная зависимость отвечает спектру с изломом при энергии $\mathscr{E}_0$, который соответствует спектру протонов в релятивистком джете, аналогичном распределению протонов в Галактических космических лучах, $\mathscr{E}_0 \simeq 10^6 mc^2$ (см. работу [6]). Также в этой работе найдены значения показателей $\gamma_1 = 2$ и $\gamma_2 = 2.4$. При равных индексах γ_1 и γ_2 излом отсутствует.

При интегрировании по энергии интеграл разобьётся на две части, и конечный ответ будет их суммой: $\bar{I}(\nu) = \sum\limits_{i=1,2} \bar{I}_i(\nu)$,

$$\bar{I}_i(\nu) = \frac{K\sqrt{3}e^3}{mc^2} \int \mathrm{d}R\mathrm{d}\Omega H \sin\chi \int\limits_{\mathscr{E}_i^0}^{\mathscr{E}_i^1} \mathrm{d}\mathscr{E} \mathscr{E}^{-\gamma_i} \mathscr{E}_0^{\gamma_i - 1} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \int\limits_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta)\mathrm{d}\eta, \tag{2.6}$$

где $\mathscr{E}_1^0 = 0$, $\mathscr{E}_2^0 = \mathscr{E}_0$, $\mathscr{E}_1^1 = \mathscr{E}_0$, $\mathscr{E}_2^1 = \infty$.

Обезразмерив входящий в это выражение интеграл по энергиям, получим:

$$\begin{aligned} \bar{I}_i(\nu) = \frac{\sqrt{3}Ke^3}{2mc^2} \left(\frac{3e\mathscr{E}_0^2}{4\pi m^3 c^5}\right)^{\frac{\gamma_i - 1}{2}} \int \mathrm{d}R\mathrm{d}\Omega \nu^{-\frac{\gamma_i - 1}{2}} (H_\perp)^{\frac{\gamma_i + 1}{2}} \times \\ \times \left[G\left(\frac{\nu}{\nu_i^1}, \gamma_i\right) - G\left(\frac{\nu}{\nu_i^0}, \gamma_i\right)\right]. \end{aligned} \tag{2.7}$$

Аналогично поступим и с остальными параметрами Стокса

$$\begin{aligned} \bar{Q}_i(\nu) = \frac{\sqrt{3}Ke^3}{2mc^2} \left(\frac{3e\mathscr{E}_0^2}{4\pi m^3 c^5}\right)^{\frac{\gamma_i - 1}{2}} \int \mathrm{d}R\mathrm{d}\Omega \nu^{-\frac{\gamma_i - 1}{2}} \cos 2\tilde{\chi} (H_\perp)^{\frac{\gamma_i + 1}{2}} \times \\ \times \left[G_p\left(\frac{\nu}{\nu_i^1}, \gamma_i\right) - G_p\left(\frac{\nu}{\nu_i^0}, \gamma_i\right)\right]; \end{aligned} \tag{2.8}$$

$$\begin{aligned} \bar{U}_i(\nu) = \frac{\sqrt{3}Ke^3}{2mc^2} \left(\frac{3e\mathscr{E}_0^2}{4\pi m^3 c^5}\right)^{\frac{\gamma_i - 1}{2}} \int \mathrm{d}R\mathrm{d}\Omega \nu^{-\frac{\gamma_i - 1}{2}} \sin 2\tilde{\chi} (H_\perp)^{\frac{\gamma_i + 1}{2}} \times \\ \times \left[G_p\left(\frac{\nu}{\nu_i^1}, \gamma_i\right) - G_p\left(\frac{\nu}{\nu_i^0}, \gamma_i\right)\right], \end{aligned} \tag{2.9}$$

где введены следующие обозначения: $\nu_i^j = \frac{3eH\sin\chi}{4\pi mc} \left(\frac{\mathscr{E}_i^j}{mc^2}\right)^2$, $G(x,\gamma) = \int\limits_x^\infty \xi^{(\gamma-1)/2} \int\limits_\xi^\infty K_{5/3}(\eta)\mathrm{d}\eta\mathrm{d}\xi$, $G_p(x,\gamma) = \int\limits_x^\infty \xi^{(\gamma-1)/2} K_{2/3}(\xi)\mathrm{d}\xi$, которые аналогичны функциям, введёным в работе [11].

Опишем некоторые свойства функций $G(x)$ и $G_p(x)$:

1. При больших x они экспоненциально спадают.

2. Они монотонны.

3. Их значения в нуле равны соответственно

$$G(0,\gamma) = \frac{\gamma + 7/3}{\gamma + 1} 2^{(\gamma-3)/2} \Gamma\left(\frac{3\gamma - 1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma + 7}{12}\right), \tag{2.10}$$

$$G_p(0,\gamma) = 2^{(\gamma-3)/2} \Gamma\left(\frac{3\gamma - 1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma + 7}{12}\right). \tag{2.11}$$

Глава 3

Релятивисткие эффекты

В рассматриваемой нами задаче отдельные участки джета движутся с релятивисткими скоростями. Так как формулы, написанные нами в предыдущем параграфе, верны лишь для системы отсчёта, в которой данная область покоится, необходимо учесть эффекты, возникающие при переходе в движущуюся систему отсчёта. Это четыре эффекта:

1. Доплеровский сдвиг частоты.
2. Лоренцовское сокращение размеров.
3. Изменение параметров Стокса.
4. Изменение углов при переходе из одной системы отсчёта в другую.

Рассмотрим для начала доплеровский сдвиг частоты. Обозначим величины в лабороторной системе отсчёта обычными символами, а величины в движующейся системе отсчёта - штрихами. Тогда

$$\nu\,' = \nu\frac{1 - u\cos\delta}{\sqrt{1 - u^2}}, \tag{3.1}$$

где u-скорость движущейся системы отсчёта относительно неподвижной (в единицах c), δ - угол между скоростью движущейся системы отсчёта и линией наблюдения в лабораторной системе.

Лоренцовское сокращение длины приводит к тому, что изменяется объём

$$\mathrm{d}R' = \sqrt{1-u^2}\mathrm{d}R. \tag{3.2}$$

Для нахождения закона изменения параметров Стокса при изменении системы отсчёта воспользуемся тем, что они являются компонентами поляризационного тензора,

$$J_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\left(\begin{array}{cc} I+Q & U \\ U & I-Q \end{array}\right),$$

где $J_{\alpha\beta} =< E_\alpha E^*_\beta >$.

Используя закон преобразования, $\mathbf{E}$ и B при переходе из одной системы координат в другую можно получить закон изменения поляризационного тензора [3]. В результате получаем

$$J_{\alpha\beta} = J'_{\alpha'\beta'}\frac{1-u^2}{(1-u\cos\delta)^2} \tag{3.3}$$

Таким образом, для параметров Стокса получаем $I(\nu\,') = I'(\nu\,')\frac{1-u^2}{(1-u\cos\delta)^2}$. Добавив к этому соотношение $I(\nu) = \frac{\mathrm{d}\nu\,'}{\mathrm{d}\nu}I(\nu\,')$, используя (3.1), окончательно получим

$$\bar{I}(\nu) = \bar{I}'(\nu\,')\frac{\sqrt{1-u^2}}{1-u\cos\delta}; \tag{3.4}$$

$$\bar{Q}(\nu) = \bar{Q}'(\nu\,')\frac{\sqrt{1-u^2}}{1-u\cos\delta}; \tag{3.5}$$

$$\bar{U}(\nu) = \bar{U}'(\nu\,')\frac{\sqrt{1-u^2}}{1-u\cos\delta}. \tag{3.6}$$

Подставив (3.4)-(3.6), (3.1) и 3.2) в (2.7)-(2.9), найдем окончательные выражения для параметров Стокса:

$$\bar{I}_i(\nu) = \frac{\sqrt{3}Ke^3}{2mc^2}\left(\frac{3e\mathscr{E}_0^2}{4\pi\nu m^3c^5}\right)^{\frac{\gamma_i-1}{2}}\int\frac{\mathrm{d}R\mathrm{d}\Omega}{1-u\cos\delta}\left(\frac{1-u\cos\delta}{\sqrt{1-u^2}}\right)^{-\frac{\gamma_i+3}{2}}\times$$
$$\times(H'_\perp)^{\frac{\gamma_i+1}{2}}\left[G\left(\frac{1-u\cos\delta}{\sqrt{1-u^2}}\frac{\nu}{\nu_i^1},\gamma_i\right)-G\left(\frac{1-u\cos\delta}{\sqrt{1-u^2}}\frac{\nu}{\nu_i^0},\gamma_i\right)\right] \tag{3.7}$$

$$\bar{Q}_i(\nu) = \frac{\sqrt{3}Ke^3}{2mc^2}\left(\frac{3e\mathscr{E}_0^2}{4\pi\nu m^3c^5}\right)^{\frac{\gamma_i-1}{2}}\int\frac{\mathrm{d}R\mathrm{d}\Omega}{1-u\cos\delta}\left(\frac{1-u\cos\delta}{\sqrt{1-u^2}}\right)^{-\frac{\gamma_i+3}{2}}\times$$
$$\times\cos 2\widetilde{\chi}'(H'_\perp)^{\frac{\gamma_i+1}{2}}\left[G_p\left(\frac{1-u\cos\delta}{\sqrt{1-u^2}}\frac{\nu}{\nu_i^1},\gamma_i\right)-G_p\left(\frac{1-u\cos\delta}{\sqrt{1-u^2}}\frac{\nu}{\nu_i^0},\gamma_i\right)\right] \tag{3.8}$$

$$\bar{U}_i(\nu) = \frac{\sqrt{3}Ke^3}{2mc^2}\left(\frac{3e\mathscr{E}_0^2}{4\pi\nu m^3c^5}\right)^{\frac{\gamma_i-1}{2}}\int\frac{\mathrm{d}R\mathrm{d}\Omega}{1-u\cos\delta}\left(\frac{1-u\cos\delta}{\sqrt{1-u^2}}\right)^{-\frac{\gamma_i+3}{2}}\times$$
$$\times\sin 2\widetilde{\chi}'(H'_\perp)^{\frac{\gamma_i+1}{2}}\times\left[G_p\left(\frac{1-u\cos\delta}{\sqrt{1-u^2}}\frac{\nu}{\nu_i^1},\gamma_i\right)-G_p\left(\frac{1-u\cos\delta}{\sqrt{1-u^2}}\frac{\nu}{\nu_i^0},\gamma_i\right)\right] \tag{3.9}$$

До этого момента в работе нигде не был использован вид полей, возникающий в джетах. Для нахождения геометрических преобразований, связывающих величины $H'_\perp$, $\widetilde{\chi}$, δ с реальными полями, а также параметрами наблюдения удобно рассмотреть конкретную модель джета.

Глава 4

Геометрические эффекты

В этой части работы мы рассмотрим стационарный осесимметричный джет [7]. Конфигурация магнитного поля в циллиндрических координатах имеет следующий вид

$$\boldsymbol{B} = (0, \pm\Omega^F(r)r, 1)B_z. \tag{4.1}$$

Скорость джета имеет две компоненты: тороидальную, соответсвующую вращению вокруг оси джета с угловой скоростью $\Omega^F(r)$. и наравленную вдоль магниного поля, $\boldsymbol{u}_{||} = M(r)\boldsymbol{B}$, где $M(r)$ - произвольная функция. Индуцированное электрическое поле, вызванное движением высокопроводящей плазмы, равно

$$\boldsymbol{E} = -[\boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B}] \tag{4.2}$$

Таким образом в циллиндрических координатах скорость и электрическое поле запишутся в следующем виде:

$$\boldsymbol{E} = (-\Omega^F r, 0, 0)B_z, \tag{4.3}$$

$$\boldsymbol{u} = (0, \Omega^F(r)r(1 \pm M(r)B_z/c), M(r)B_z). \tag{4.4}$$

Здесь $\Omega^F(r)$ и $M(r)$ произвольные функции радиуса. Однако, если наложить дополнительно условие замккнутости полоидальной компоненты тока внутри джета, можно получить дополнительно условие [7], $\Omega^F(R) = 0$, где R - радиус джета. Функцию $M(r)$ можно определить, если, например, наложить условие минимума кинетической энергии джета. В таком случае выражение для скорости запишется как

$$\boldsymbol{u} = \frac{(0, \Omega^F r, \mp(\Omega^F r)^2)}{1 + (\Omega^F r)^2}. \tag{4.5}$$

Заметим, что такому выбору соответствует $(\boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{B}) = 0$. Для численного счёта нами была выбрана определенная функция $\Omega^F(r)$, удовлетворяющая условиям $\Omega^F(R) = 0$ и $\left.\frac{\mathrm{d}\Omega^F}{\mathrm{d}r}\right|_{r=0} = 0$. Простейшей функцией подобного вида является

$$\Omega^F = \frac{\Omega}{R}\left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right). \tag{4.6}$$

На Рис. 4.1 показана стуктура полей, соответствующая зависимости такого типа.

Используя преобразования Лоренца можно найти, что в движущейся системе отсчёта поля равны

$$\boldsymbol{H}' = \sqrt{1-u^2}\boldsymbol{H}, \tag{4.7}$$
$$\boldsymbol{E}' = 0. \tag{4.8}$$

Можно найти величину $H'\cos\chi'$, учитывая, что $\cos\delta' = \frac{\cos\delta - u}{1 - u\cos\delta}$, или $\sin\delta' = \frac{\sqrt{1-u^2}\sin\delta}{1-u\cos\delta}$,

$$H'\cos\chi' = \frac{\sqrt{1-u^2}(H\cos\chi)\sin\delta'}{\sin\delta} = \frac{1-u^2}{1-u\cos\delta}H\cos\chi. \tag{4.9}$$

Таким образом,

$$H'_\perp = \sqrt{1-u^2}\left(H^2 - \frac{1-u^2}{(1-u\cos\delta)^2}H_\perp^2\right)^{1/2} \tag{4.10}$$

Единичный вектор **k**, направленый вдоль линии наблюдения, в цилиндрической системе координат есть

$$\boldsymbol{k} = (\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta). \tag{4.11}$$

Тогда

$$H_\perp = B_z\cos\theta - B_\phi\sin\theta\sin\phi;\ u\cos\delta = u_z\cos\delta - u_\phi\sin\theta\sin\phi. \tag{4.12}$$

Выражение для $\widetilde{\chi}$ было найдено в работе [2]. Его удобно записать в виде

$$\widetilde{\chi} = \widetilde{\chi}_u + \sigma, \tag{4.13}$$

где угол $\widetilde{\chi}_u$ удовлетворяет следующему сотношению

$$\tan\widetilde{\chi}_u = \frac{(u-\cos\delta)(u_z\sin\phi\sin\theta + u_\phi\cos\theta)}{u\sin\theta\cos\phi(1-u\cos\delta)},\ 0 \leqslant \widetilde{\chi}_u \leqslant \pi. \tag{4.14}$$

А угол σ равен

$$\cos\sigma = -\frac{u_\phi\sin\phi\cos\theta + u_z\sin\theta}{u\sin\delta},\ \sin\sigma = -\frac{u_\phi}{u\sin\delta}. \tag{4.15}$$

Данные выражения получены с учетом вида $\boldsymbol{u}$.

Интегрирование по z даст лишь постоянный множитель L, имеющий смысл продольного размер джета. Таким образом, формально можно записать

$$\mathrm{d}R\mathrm{d}\Omega = \frac{Lr\mathrm{d}r\mathrm{d}\phi}{D^2}, \tag{4.16}$$

где D-расстояние от джета до наблюдателя.

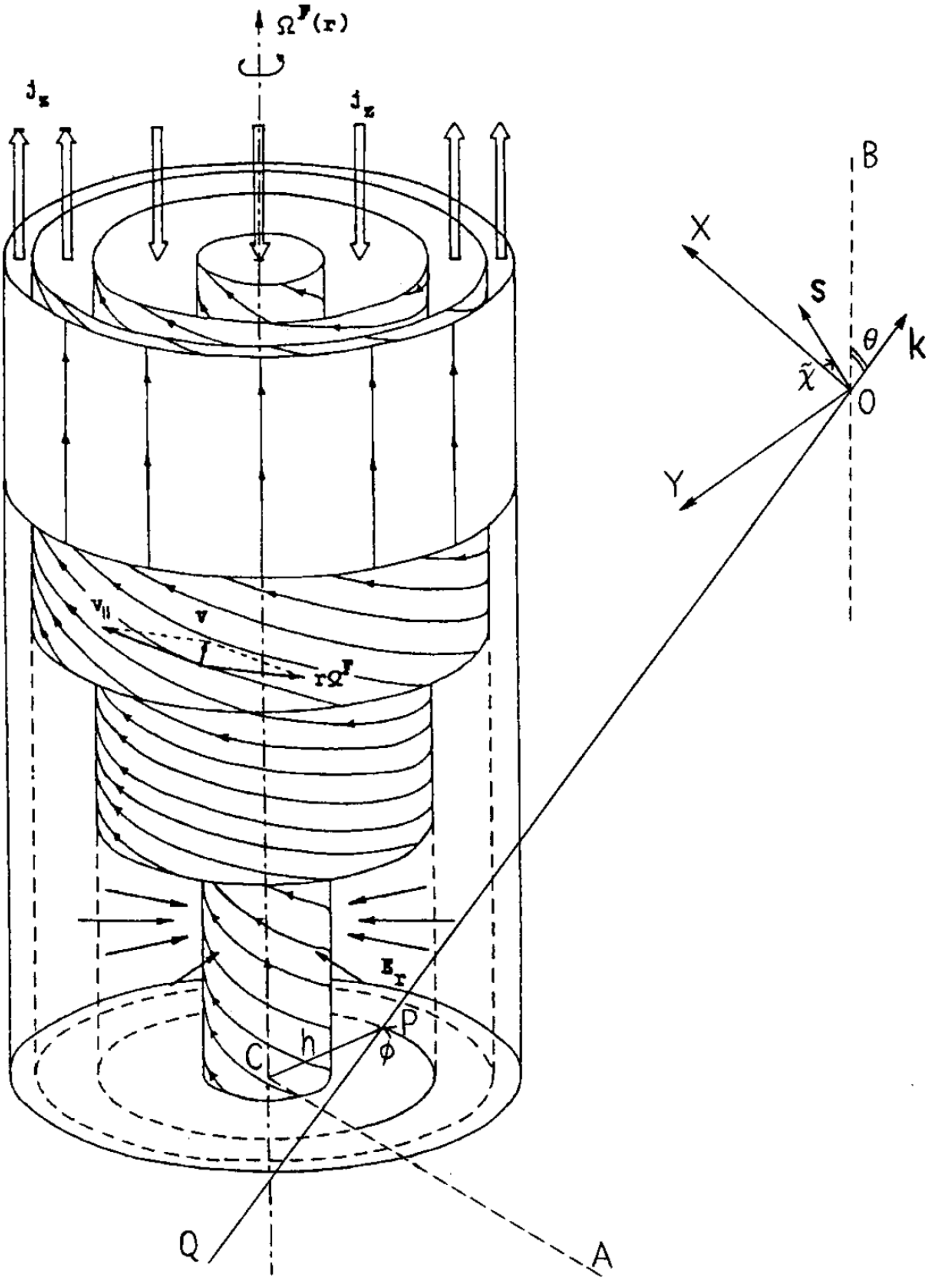

Рисунок 4.1 — На рисунке показана геометрия джета при параметре $\Omega = 10$, а также геометрия наблюдения. Расстояние от линии наблюдения OQ до оси джета равняется h. Угол ϕ отсчитыватся от прямой CA лежащей в плоскости, проходящей через ось джета и точку O. Вектор $\boldsymbol{s}$ направлен вдоль поляризованной компоненты излучения. OXY-картинная плоскость.

Таким образом, подставляя результаты, полученные в этом параграфе в формулы (3.7, 3.8, 3.9), можно выразить параметры Стокса через заданные величины.

Можно заметить, что при замене ϕ на $-\phi$ величина $\sin 2\widetilde{\chi}$ меняет знак, значит $U = 0$. Таким образом, позиционный угол $\widetilde{\chi}_{res}$, определяемый как $\tan 2\widetilde{\chi}_{res} = (U/Q)$, может принимать всего два значения: 0, когда $Q > 0$ и $\pi/2$, когда $Q < 0$. Степень поляризации при этом будет просто равна $\Pi = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}/I = Q/I$.

Глава 5

Численные оценки

Введем безразмерный параметр $t = \frac{\nu}{\nu_b}\left(\frac{mc^2}{\mathscr{E}_0}\right)^2$, где $\nu_b = \frac{3}{4\pi}\frac{eB_z}{mc}$, и безразмерные функции

$$\begin{aligned} F_1(\theta, \Omega, \gamma, t) = \int\limits_0^1 \mathrm{d}x \int\limits_0^{2\pi} \mathrm{d}\phi \frac{x(H'_\perp/B_z)^{\frac{\gamma+1}{2}}}{1 - u\cos\delta} \left(\frac{1 - u\cos\delta}{\sqrt{1-u^2}}\right)^{-\frac{\gamma+3}{2}} \times \\ \times G\left(\frac{1 - u\cos\delta}{\sqrt{1-u^2}}t, \gamma\right), \end{aligned} \tag{5.1}$$

$$\begin{aligned} F_2(\theta, \Omega, \gamma, t) = \int\limits_0^1 \mathrm{d}x \int\limits_0^{2\pi} \mathrm{d}\phi \frac{x(H'_\perp/B_z)^{\frac{\gamma+1}{2}}}{1 - u\cos\delta} \left(\frac{1 - u\cos\delta}{\sqrt{1-u^2}}\right)^{-\frac{\gamma+3}{2}} \times \\ \times G\left(\frac{1 - u\cos\delta}{\sqrt{1-u^2}}t, \gamma\right) \cos 2\widetilde{\xi}. \end{aligned} \tag{5.2}$$

Пользуясь этими безразмерными функциями, можно записать окончательное выражение для параметров Стокса, удобные для анализа

$$\begin{aligned} \bar{I} = \frac{\sqrt{3}}{2}\frac{KB_z e^3 R^2 L}{mc^2 D^2}\Big(t^{-(\gamma_1-1)/2} F_1(\theta, \Omega, \gamma_1, t) - \\ - t^{-(\gamma_2-1)/2} F_1(\theta, \Omega, \gamma_2, t) + t^{-(\gamma_2-1)/2} F_1(\theta, \Omega, \gamma_2, 0)\Big), \end{aligned} \tag{5.3}$$

$$\bar{Q} = \frac{\sqrt{3}}{2}\frac{KB_z e^3 R^2 L}{mc^2 D^2}\Big(t^{-(\gamma_1-1)/2}F_2(\theta,\Omega,\gamma_1,t)-$$
$$-t^{-(\gamma_2-1)/2}F_2(\theta,\Omega,\gamma_2,t)+t^{-(\gamma_2-1)/2}F_2(\theta,\Omega,\gamma_2,0)\Big)\,. \tag{5.4}$$

Функции F_1 и F_2 были найдены численно: (Рис. 5.1), (Рис. 5.2).

Сделаем численную оценку полученных величин. При разумном предположении, подтверждающимся численным расчётом, о том, что функции $F_1(t)$ и $F_2(t)$ быстро спадают с ростом t за счёт входящих в них функций G и G_p, обеспечивающих данный спад, можно оценить частоту перегиба спектра как $t = 1$, или $\nu_0 = \frac{3}{4\pi}\frac{eB_z}{mc}\left(\frac{\mathscr{E}_0}{mc^2}\right)^2$. При значениях $B \sim 10^{-2}$ Гаусс и параметра $\mathscr{E}_0 = 10^6 mc^2$ частота ν_0 составляет величину, $\nu_0 \simeq 10^{13}$Гц. Из этого можно сделать вывод, что высокоэнергичная часть спектра релятивистских протонов не дает вклада на частотах порядка 1ГГц. Это предположение хорошо согласуется с численными вычислениями (Рис. 5.3), (Рис. 5.4). Поэтому выражение для параметров Стокса можно упростить

$$\bar{I} = \frac{\sqrt{3}}{2}\frac{KB_z e^3 R^2 L}{mc^2 D^2}t^{-(\gamma_1-1)/2}F_1(\theta,\Omega,\gamma_1,0), \tag{5.5}$$

$$\bar{Q} = \frac{\sqrt{3}}{2}\frac{KB_z e^3 R^2 L}{mc^2 D^2}t^{-(\gamma_1-1)/2}F_2(\theta,\Omega,\gamma_1,0). \tag{5.6}$$

Отсюда видно, что величина степени поляризации не зависит от частоты, на которой ведётся наблюдение.

Для численной оценки спектральной плотности заметим, что энергетические потери джета P равны

$$P = \pi R^2 n_\varepsilon c, \tag{5.7}$$

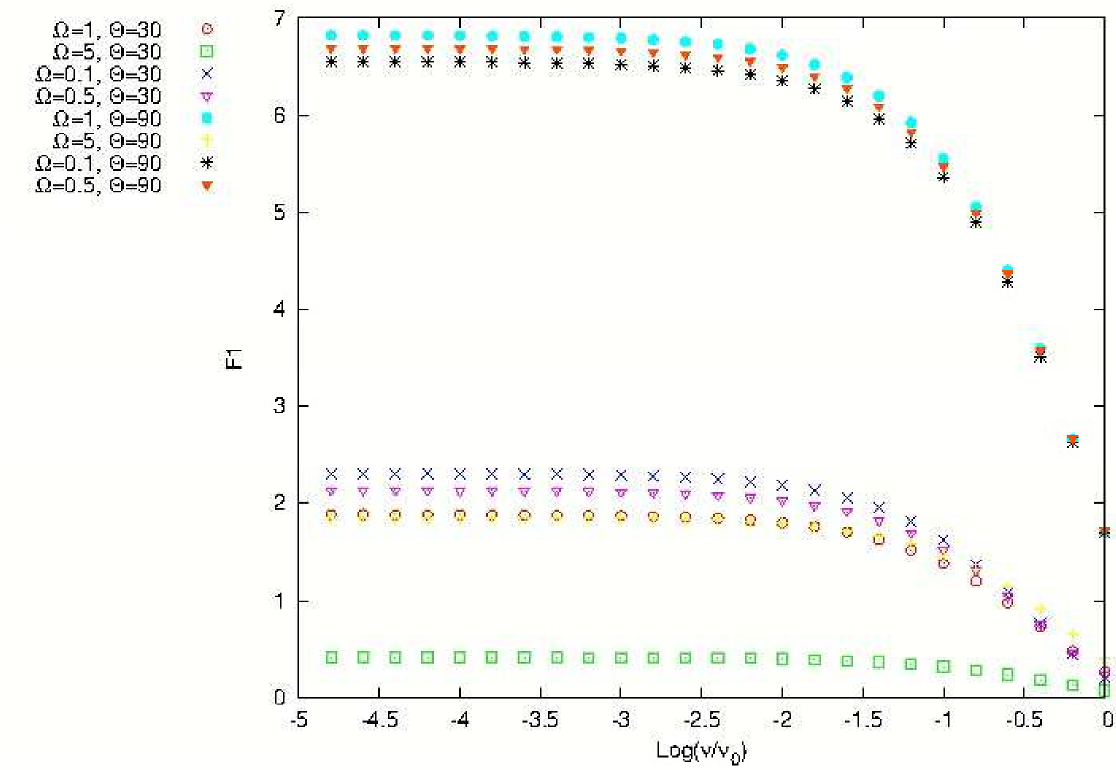

Рисунок 5.1 — Зависимость функции F1 из уравнения (5.1) от частоты для разных параметров.

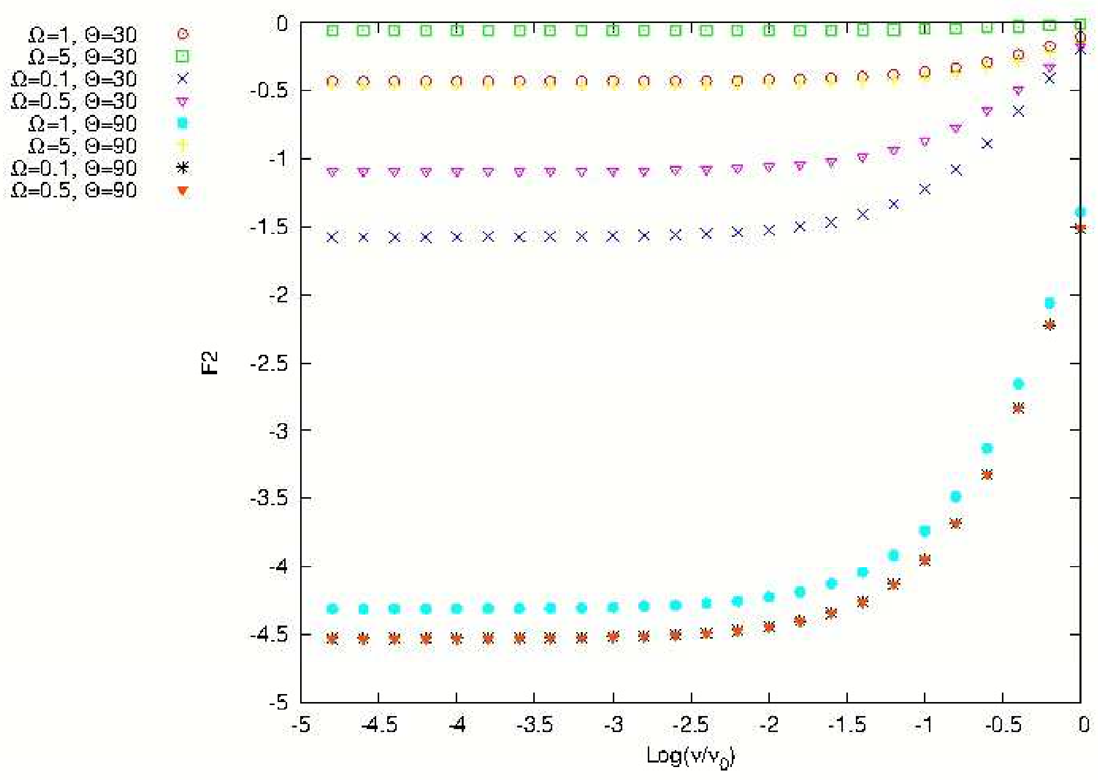

Рисунок 5.2 — Зависимость функции F2 из уравнения (5.2) от частоты для разных параметров.

где n_ε- плотность энергии частиц

$$n_\varepsilon = \int\limits_{\mathscr{E}_{min}}^{\infty} N(\mathscr{E})\mathscr{E}\mathrm{d}\mathscr{E}, \tag{5.8}$$

где $\mathscr{E}_{min} \simeq 4$ Гэв.

Интегрируя, получим

$$n_\varepsilon = K\mathscr{E}_0 \left[\ln\left(\frac{\mathscr{E}_0}{\mathscr{E}_{min}}\right) + 2.5\right] \simeq 10K\mathscr{E}_0.$$

Из этого следует, что

$$K \simeq \frac{P}{30R^2c\mathscr{E}_0}.$$

Подставляя данное выражение в формулу (5.5), получим

$$I \simeq \frac{B_z e^3 LP}{mc^3\mathscr{E}_0 D^2}\left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^{1/2} \simeq 10\text{Ян}\left(\frac{P}{10^{45}\text{эрг/с}}\right)\left(\frac{L}{1\text{кПк}}\right)\left(\frac{D}{1\text{МПк}}\right)^{-2}\times$$
$$\times\left(\frac{B_z}{10^{-2}\text{Гс}}\right)^{3/2}\left(\frac{\nu}{1\text{ГГц}}\right)^{-1/2} \tag{5.9}$$

Для яркостной температуры $T_b = \frac{I\lambda^2}{2k_B\Omega}$, где $\Omega = \lambda^2/d^2$-разрешение интерферометра(d- размер базы интерферометра), может быть получено следующее выражение:

$$T_b \simeq \frac{B_z e^3 PLd^2}{mc^3\mathscr{E}_0 k_B D^2}\left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^{1/2} = 10^{12}\text{K}\left(\frac{P}{10^{45}\text{эрг/с}}\right)\left(\frac{L}{1\text{кПк}}\right)\left(\frac{d}{10^4\text{км}}\right)^2\times$$
$$\times\left(\frac{D}{1\text{МПк}}\right)^{-2}\left(\frac{B_z}{10^{-2}\text{Гс}}\right)^{3/2}\left(\frac{\nu}{1\text{ГГц}}\right)^{-1/2} \tag{5.10}$$

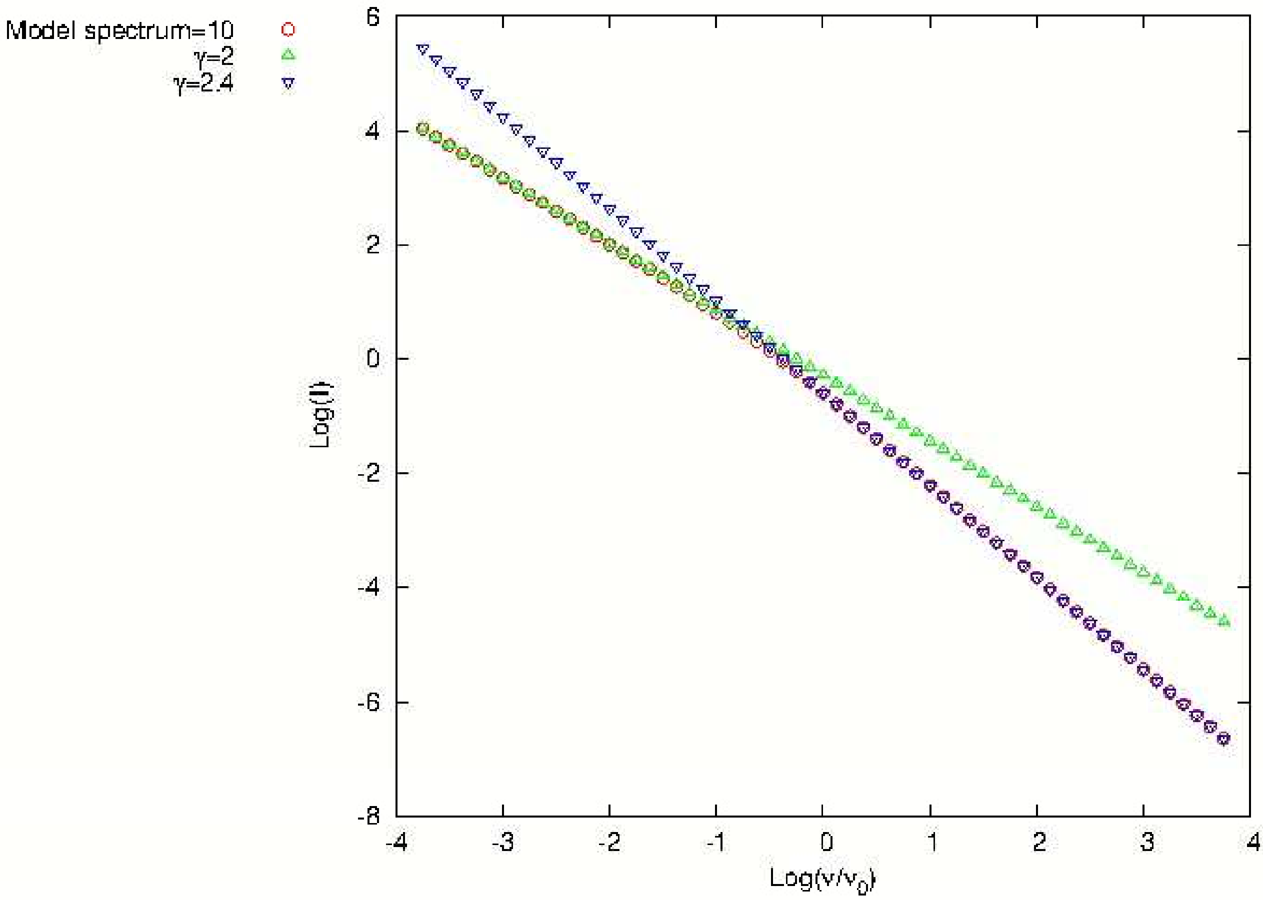

Рисунок 5.3 — Частотный спектр для модельного распределения с параметром $\Omega = 10$, при угле между линией наблюдения и джетом, $\theta = 10$, а также для степенных распределений с показателем $-\gamma$. При малых частотах спектр модельного распределения неотличим от степенного распределения с показателем -2.

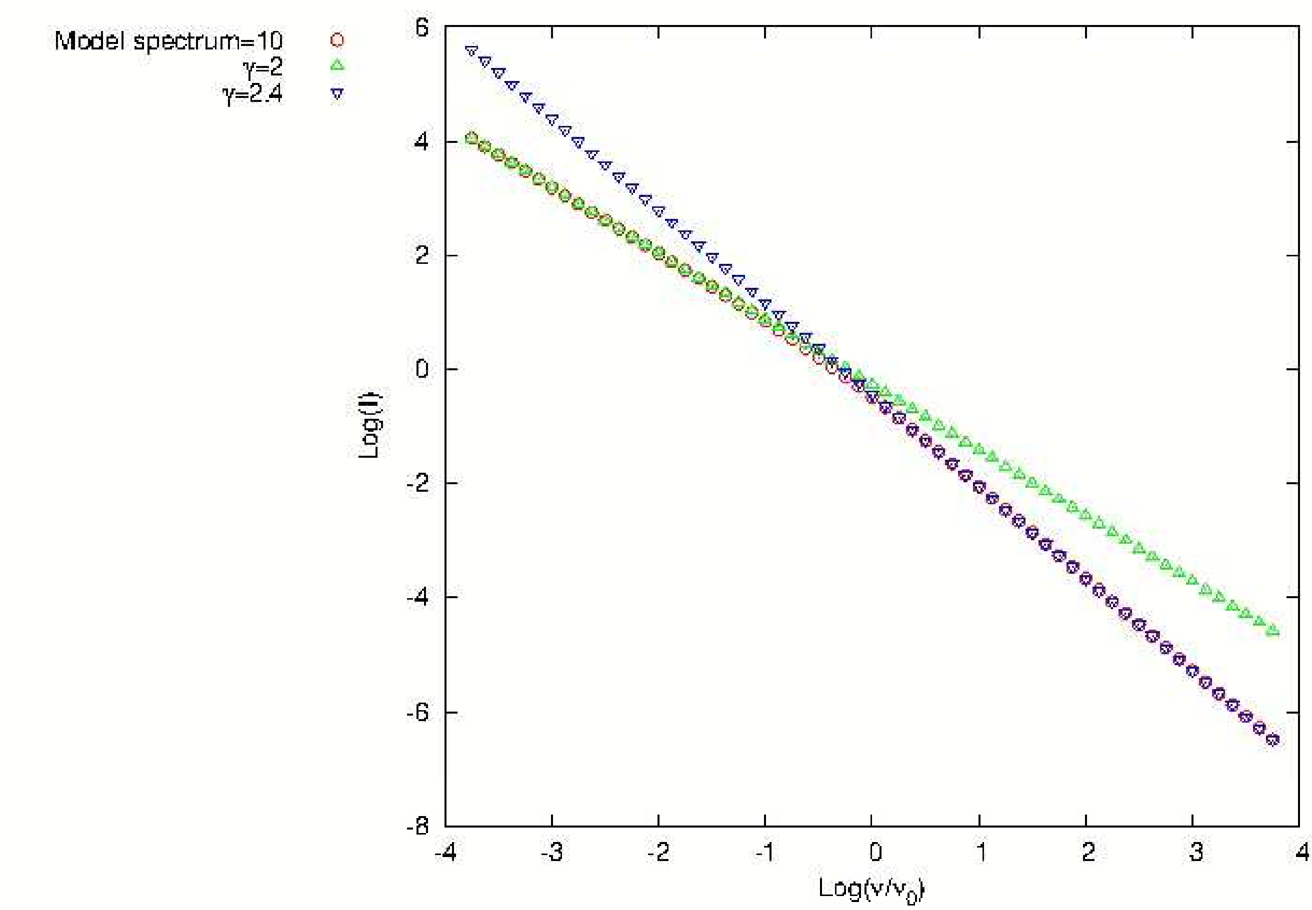

Рисунок 5.4 — Частотный спектр для модельного распределения с параметром $\Omega = 10$, при угле между линией наблюдения и джетом, $\theta = 90$, а также для степенных распределений с показателем $-\gamma$.

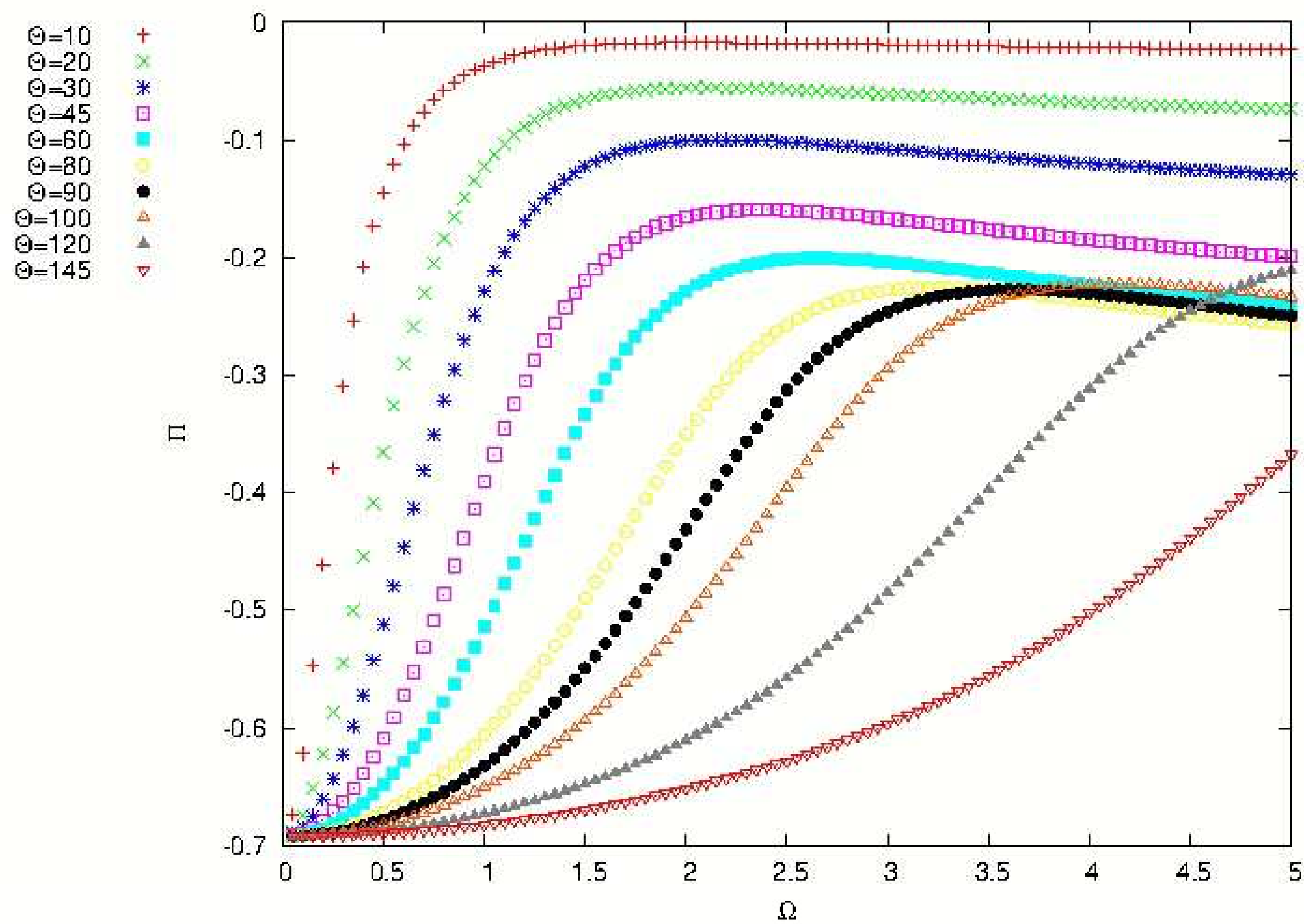

Рисунок 5.5 — Зависимость степени поляризации излучения Π от параметра Ω при разных углах θ.

Глава 6

Результаты

Таким образом, нами было расчитан спектр, а также параметры поляризации синхротронного излучения протонов в релятивистских джетах. Предполагалось, что энергетический спектр частиц может иметь излом при некоторой энергии $\mathscr{E}_0 \simeq 10^{15}eV$ [6]. Однако, показано, что высокоэнергетичная часть спектра не даёт вклада в наблюдаемую картину синхротронного излучения на частотах $\nu \simeq (1 - 10)$ ГГц. Численныая оценка, полученная в работе согласуется с данными наблюдений (например [10]).

Литература

[1] M. C. Begelman, R. D. Blandford, and M. J. Rees. Theory of extragalactic radio sources. *Reviews of Modern Physics*, 56:255–351, April 1984.

[2] R. D. Blandford and A. Königl. Relativistic jets as compact radio sources. ApJ, 232:34–48, August 1979.

[3] W. J. Cocke and D. A. Holm. Lorentz Transformation Properties of the Stokes Parameters. *Nature Physical Science*, 240:161–162, December 1972.

[4] V. L. Ginzburg. *Applications of electrodynamics in theoretical physics and astrophysics.* 1989.

[5] Y. N. Istomin. Relativistic jets in active galactic nuclei: time variability. MNRAS, 408:1307–1312, October 2010.

[6] Y. N. Istomin. On the origin of galactic cosmic rays. New A, 27:13–18, February 2014.

[7] Y. N. Istomin and V. I. Pariev. Stability of a Relativistic Rotating Electron / Positron Jet. MNRAS, 267:629, April 1994.

[8] Y. N. Istomin and H. Sol. Acceleration of particles in the vicinity of a massive black hole. Ap&SS, 321:57–67, May 2009.

[9] M. P. C. Legg and K. C. Westfold. Elliptic Polarization of Synchrotron Radiation. ApJ, 154:499, November 1968.

[10] A. P. Lobanov, J. L. Gómez, G. Bruni, Y. Y. Kovalev, J. Anderson, U. Bach, A. Kraus, J. A. Zensus, M. M. Lisakov, K. V. Sokolovsky, and P. A. Voytsik. RadioAstron space VLBI imaging of polarized radio emission in the high-redshift quasar 0642+449 at 1.6 GHz. *ArXiv e-prints*, April 2015.

[11] K. C. Westfold. The Polarization of Synchrotron Radiation. ApJ, 130:241, July 1959.