АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2019, том 96, № 11, с. 917–926

УДК 524.3-17

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ДЖЕТОВ

© 2019 г. С. В. Чернов*

Астрокосмический центр, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 05.03.2019 г.; после доработки 11.04.2019 г.; принята к публикации 29.04.2019 г.

Струйные выбросы, джеты могут быть не только ультрарелятивистскими, но и релятивистскими, и со скоростями значительно меньше скорости света. Их могут запускать не только сверхмассивные черные дыры в активных ядрах галактик, но и молодые быстровращающиеся звезды (объекты Хербига-Аро) и микроквазары, которые представляют из себя двойные системы со сверхкритической аккрецией на черную дыру (например, система SS 433) [1]. Считается, что механизмы запуска джетов в этих системах родственные. В работе исследуются поляризационные свойства слаборелятивистских цилиндрических джетов в неоднородном магнитном поле в приближении геометрической оптики для изотропных и анизотропных функций распределения излучающих частиц. Рассматриваются различные конфигурации спирального магнитного поля, которые удовлетворяют бессиловому приближению. Помимо этого, с помощью кода PLUTO моделируется джет с неоднородным магнитным полем. Интенсивность, спектр и поляризация гиросинхротронного излучения джетов вычисляются.

DOI: 10.1134/S0004629919100025

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование излучения заряженных частиц (электронов, позитронов, протонов) в магнитном поле имеет важное астрофизическое применение. Многие астрофизические объекты обладают магнитным полем и, следовательно, могут излучать магнитотормозное излучение. Важным частным случаем магнитотормозного излучения является гиросинхротронное излучение — излучение слаборелятивистских заряженных частиц в магнитном поле. Термин слаборелятивистские заряженные частицы означает то, что кинетическая энергия заряженной частицы порядка энергии покоя $E_{\rm kin} \sim \sim mc^2$, в отличие от синхротронного излучения — излучения ультрарелятивистских заряженных частиц в магнитном поле, для которого кинетическая энергия заряженных частиц много больше энергии покоя $E_{\rm kin} \gg mc^2$. Родственное циклотронное излучение характеризуется излучением нерелятивистских заряженных частиц, для которых $E_{\rm kin} \ll \ll mc^2$ [2].

Гиросинхротронное излучение применяется во многих астрофизических объектах для объяснений наблюдательных проявлений, в частности, в микроволновом излучении солнечных вспышек [3–5]. Здесь мы будем рассматривать модель применения гиросинхротронного излучения к струйным выбросам, джетам.

Струйные выбросы наблюдаются из целого ряда объектов, таких как активные галактические ядра, молодые быстровращающиеся звезды (объекты Хербига-Аро), микроквазары и др. [1]. Истечение в этих джетах может быть как релятивистским, так и нерелятивистским. Например, для объектов Хербига-Аро скорость истечения плазмы значительно нерелятивистская и варьируется в пределах 100–1000 км/с. Джет в микроквазаре SS 433 обладает скоростью истечения в 0.26 скорости света, что представляет из себя слаборелятивистское истечение. В активных галактических ядрах Лоренц-фактор истекающего вещества, как целого, может достигать нескольких десятков единиц [1]. Лоренц-фактор самих излучающих частиц (электронов) может иметь самые разнообразные значения. Считается, что в активных галактических ядрах Лоренц-фактор частиц может достигать сотни, $\gamma \approx 100$, но в нерелятивистских системах излучающие частицы имеют Лоренц-фактор всего несколько единиц. Излучение таких частиц с Лоренц-фактором в несколько единиц в магнитном поле описывается гиросинхротронным излучением. Поэтому изучение промежуточного случая имеет важное значение для понимания природы этих объектов.

Другой важной проблемой в физике формирования джетов является состав джета. Из чего состоит джет, из электрон-позитронной плазмы или из электрон-протонной плазмы, на данный момент является спорным вопросом. Одним из

*E-mail: chernov@lpi.ru

способов решения данной проблемы является изучение поляризационных свойств радиоизлучения, т.к. поляризация сильно зависит от состава плазмы [6, 7]. Изучение поляризационных свойств синхротронного излучения джетов и построение карт поляризации и Фарадеевского вращения посвящено множество работ (см. [8–12]), но работы по изучению гиросинхротронного излучения в джетах отсутствуют.

В данной работе исследуются эффекты распространения гиросинхротронного излучения в неоднородном магнитном поле для изотропных и анизотропных функций распределений заряженных частиц, электронов, в приближении оптически тонкого слоя. Полная теория гиросинхротронного излучения была создана в работах [13–16]. Полукачественная аналитическая теория в вакууме была разработана в работе [17]. Обобщению на случай присутствия холодной магнитоактивной плазмы посвящена работа [18].

В настоящей работе рассматриваются три вида осесимметричных конфигураций магнитных полей. Два вида магнитных полей были взяты из работ [19–21]. Эти магнитные поля удовлетворяют бессиловому приближению и представляют из себя спиральные магнитные поля. Считается, что такие спиральные магнитные поля могут существовать в релятивистских джетах. Третий вид конфигурации магнитных полей был смоделирован с помощью кода PLUTO версии 4.2 [22], где рассматривалась полная (включая поля и частицы) и идеальная МГД версия запуска джета.

Также рассматривались три вида функций распределений излучающих частиц. Два вида функций распределений представляют из себя обычные степенны́е функции с различными показателями степени, а третий вид был выбран в виде экспоненты. Анизотропия функции распределения моделировалась с помощью распределения синуса в двадцатой степени [3, 4, 16].

Для каждой конфигурации магнитного поля и функции распределения вычисляются параметры Стокса в зависимости от частоты.

2. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ФОРМУЛЫ

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в холодной магнитоактивной плазме. В такой плазме существует два типа волн: обыкновенная и необыкновенная волна [23]. В общем случае эти волны эллиптически поляризованы [2]. Рассмотрим гиросинхротронное излучение в неоднородном магнитном поле. Будем предполагать, что показатель преломления близок к единице $n^2 \approx \approx 1$, а также пренебрежем эффектом Фарадея и реабсорбцией, оставив исследование этих эффектов на будущее.

Магнитотормозная излучательная способность плазмы задается хорошо известной формулой [2]:

$$j_j(\theta, \omega) = \int P_{\omega\Omega j} f(p) d^3p, \tag{1}$$

где $f(p)$ — функция распределения электронов, $P_{\omega\Omega j}$ — суммарная мощность излучения одного электрона в единицу телесного угла и в единичный интервал частот. Функция распределения нормируется стандартным образом

$$\int f(\vec{p}) d^3\vec{p} = n_e, \tag{2}$$

где n_e — концентрация электронов. Будем предполагать, что функцию распределения электронов можно представить в виде произведения двух функций, первая функция зависит только от энергии электрона $u(\gamma)$ (или, что то же самое, от Лоренц-фактора γ), а вторая функция зависит только от питч-угла $g(\alpha)$, (и вводим обозначение $\cos\alpha = \mu$). Тогда получаем

$$n_e = \int f(\vec{p}) d^3\vec{p} = 2\pi \int p^2 dp \int\limits_{-1}^{1} f(p, \mu) d\mu = \tag{3}$$

$$= 2\pi n_e \int d\gamma \int\limits_{-1}^{1} u(\gamma) g(\alpha) d\mu,$$

где предполагалось, что функция распределения электронов азимутально симметрична, поэтому выполняется равенство $p^2 f dp = n_e u g d\gamma$ [16].

Свойства излучения определяются четырьмя независимыми параметрами и их можно определить несколькими способами. Например, с помощью параметров Стокса (I, Q, U, V) или с помощью тензора поляризации излучения I_{ij}, где индексы могут принимать только следующие значения $i, j = l_1, l_2$ (см. приложение A). Тензор поляризации излучения в магнитоактивной плазме определяется соотношением [24]

$$I_{ij} = \langle D_i D_j^* \rangle. \tag{4}$$

Но из-за того, что в вакууме продольная часть электрического поля равна нулю $E_k = 0$, тензор поляризации излучения можно определить через электрическое поле [2]

$$I_{ij} = \langle E_i E_j^* \rangle. \tag{5}$$

Этот тензор выражается через параметры Стокса следующим образом [2]:

$$I_{ij} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} I+Q & U+iV \\ U-iV & I-Q \end{pmatrix}. \qquad (6)$$

Из соотношения (6) легко выразить параметры Стокса через тензор поляризации:

$$I = I_{l_1 l_1} + I_{l_2 l_2}, \quad Q = I_{l_1 l_1} - I_{l_2 l_2}, \qquad (7)$$
$$U = I_{l_1 l_2} + I_{l_2 l_1}, \quad V = i(I_{l_2 l_1} - I_{l_1 l_2}).$$

Уравнение переноса поляризации в приближении тонкого слоя без учета Фарадеевского вращения и поглощения запишется в виде [25]:

$$\frac{dI_{ij}}{ds} = J_{ij}, \qquad (8)$$

где интегрирование производится вдоль распространения волны, а каждая компонента собственного излучения плазмы равна

$$J_{ij} = \sum_{s=-\infty}^{\infty}\int d^3p f(p)\delta(y)K_{ij}, \qquad (9)$$

где $y = \omega(1 - k_1\beta_{||}\sin\alpha\cos\beta - k_3\beta_{||}\cos\alpha) - s\omega_B$, а значение коэффициента K_{ij} дано в приложении А. Если подставить в это выражение (9) функцию распределения (3) и воспользоваться свойствами дельта функции, то можно свести данное выражение к однократному интегрированию [16]. В случае когда $\theta \neq \pi/2$

$$I_{ij} = \int J_{ij} ds, \qquad (10)$$

$$J_{ij} = \int\limits_{\gamma_i}^{\gamma_f}\sum_{s=s_1}^{s_2}\frac{2\pi n_e K_{ij} u(\gamma) g(\alpha_s)}{\beta\omega(k_1\sin\alpha\cos\beta + k_3\cos\alpha)}d\gamma,$$
$$s_{1,2} = \frac{\omega}{\omega_B}(1 \pm \beta(k_1\sin\alpha\cos\beta + k_3\cos\alpha)),$$
$$\cos\alpha_s = \frac{1 - \dfrac{s\omega_B}{\omega}}{\beta(k_1\sin\alpha\cos\beta + k_3\cos\alpha)},$$

где $\omega_B = eB/\gamma mc$ — релятивистская циклотронная частота [16]. В выражении для K_{ij} необходимо питч-угол α заменить на α_s. Формулы (10) являются общими формулами гиросинхротронного излучения в неоднородной плазме.

Интегрирование в (10) выполняется вдоль луча зрения по ds, которая зависит от того, разрешим ли джет или нет [26]. В случае когда джет разрешим, расстояние вдоль луча зрения задается в виде $ds = hdhd\phi/\sin^2\phi$, $\phi_1 = \pi\mathrm{sign}(h) - \arcsin h/R_j < < \phi < \arcsin h/R_j = \phi_2$, а в случае когда джет не разрешим, имеем $ds = rdrd\phi$, $0 < \phi < 2\pi$, $0 < r < < R_j$, где R_j — радиус джета, а h — проекция расстояния между осью джета и лучом зрения. Везде ниже мы будем рассматривать случай, когда джет разрешим, более подробно см. приложение Б.

Как было сказано выше, мы рассмотрим три случая распределения магнитного поля в джете. В двух случаях распределение магнитного поля определяется аналитически, а в третьем случае численно. Первый случай был взят из работ [19, 20] и распределение магнитного поля в данном случае задается выражением вида

$$\vec{B} = B_z\vec{e}_z + B_\phi\vec{e}_\phi, \quad B_\phi = \pm\frac{r\Omega^F}{c}B_z, \qquad (11)$$

где r, ϕ, z — цилиндрические координаты, Ω^F — угловая скорость вращения магнитных силовых линий, а магнитное поле вдоль оси джета выберем, как и в работе [9], однородным, $B_z = \mathrm{const}$. Геометрия магнитного поля показана в статье [19, рис. 1] и в [20]. Функция Ω^F должна удовлетворять граничным условиям: (а) суммарный электрический заряд джета равен нулю, и (б) из замыкания полоидального тока внутри джета $\Omega^F(R_j) = 0$, $d\Omega^F/dr|_{r=0} = = 0$ [9]. Функция Ω^F, которая удовлетворяет приведенным выше условиям, может быть представлена в виде [9]

$$\Omega^F = \Omega\frac{c}{R_j}\left(1 - \left(\frac{r}{R_j}\right)^2\right). \qquad (12)$$

Везде ниже для этого случая мы будем использовать следующую нормировку. Магнитное поле нормируется на некоторую величину B/B_0, а частота на нерелятивистскую циклотронную частоту

$$\omega_0 = \frac{eB_0}{mc}. \qquad (13)$$

Без потери общности положим $B_0 = B_z$. В расчетах также предполагалось, что $\Omega = 1$.

Во втором случае распределение магнитного поля было взято из работы [21]. Данное распределение имеет вид:

$$B_\phi = -\sqrt{2(\gamma_m^2 - 1)\frac{r^2}{R_j^2} + \frac{r^4}{R_j^4}}, \qquad (14)$$
$$B_z = \exp\left(-\frac{3r^2}{4(\gamma_m^2 - 1)R_j^2}\right),$$

а радиальная компонента магнитного поля равна нулю. Также предполагалось, что максимальный Лоренц-фактор джета достигается на его границе ($r = R_j$), т.к. именно для таких конфигураций, как было показано в работе [21], джет является устойчивым к малым линейным возмущениям. Без потери общности положим нормировку $B_0 = \sqrt{2}\gamma_m$.

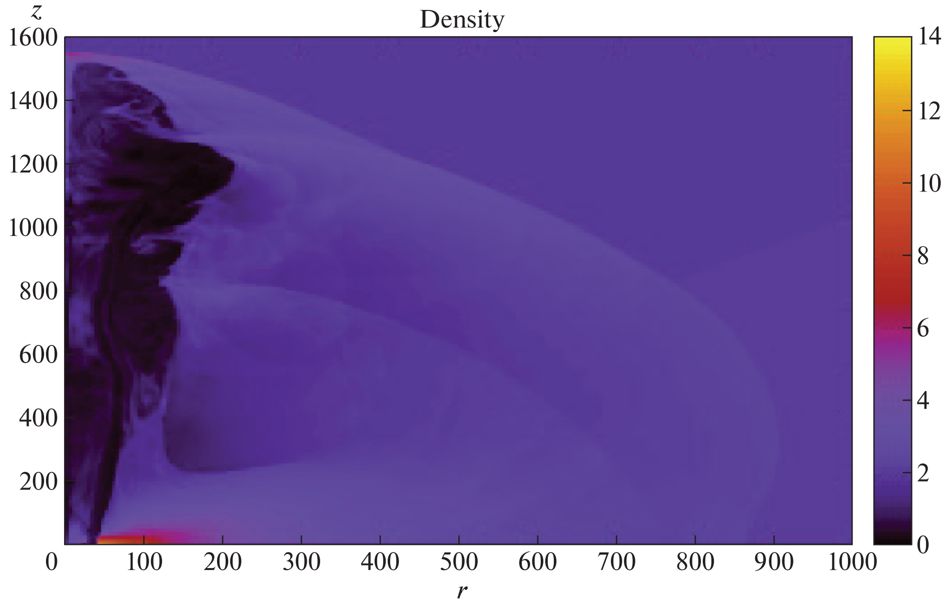

Рис. 1. Структура джета. Цветом показано распределение плотности вещества в джете.

Также с помощью кода PLUTO v4.2 [22] был смоделирован осесимметричный замагниченный джет со следующими параметрами[1]. Рассматривалась цилиндрическая область размерами $r = (0, 25)$, $z = (0, 50)$ с равномерной сеткой 1000 на 2000 точек. Вычисления проводились до времени $t = 150$ компьютерных единиц. Начальные и граничные условия задавались аналогично [27, 28] с добавлением гравитационной силы, равной 0.1. Джет запускался из области $r \leq 1$ с плотностью, равной $\rho_j = 1$, и продольной скоростью $\gamma_j = 2$, т.е. со скоростью вдоль оси джета $v^z = 0.87c$, $v^r = v^\phi = 0$. Число Маха выбиралась равным $M = 6$, а параметры намагничености равны $\sigma_z = 1.5$, $\sigma_\phi = 0.7$, где $\sigma = B^2/2p$. В отличие от работы [27], где выбиралось равнораспределение между магнитным полем и веществом, здесь рассматривается слегка замагниченный начальный выброс джета. Внешняя среда находится в покое во внешнем однородном магнитном поле, направленном вдоль оси z, и с плотностью, равной $\rho_e = 2$. На рис. 1 показан график зависимости плотности в джете для момента времени $t = 100$ компьютерных единиц.

Пространственное интегрирование осуществляется с помощью пакета HLLD Riemann solver, временнóе — с помощью метода Рунге-Кутта 3-го порядка. Условие того, что дивергенция магнитного поля должна равняться нулю, проверялась с помощью метода CONSTRAINED_TRANSPORT.

[1] Код PLUTO, в основном, работает с безразмерными величинами. При вычислении гиросинхротронного излучения мы также использовали безразмерные выражения, поэтому все вычисленные ниже значения представлены в безразмерном виде, в компьютерных единицах, но окончательные выражения для параметров Стокса будут даны в размерных единицах.

Для расчета параметров Стокса вырезался поперечный срез джета при $z = 45$ в диапазоне от $r = 0$ до 5. В этой области тороидальное магнитное поле много больше полоидального $B_\phi \gg B_p$ [12]. Вне этой области тороидальное магнитное поле быстро спадает до нуля $B_\phi \approx 0$. Для такой области ниже представлены численные результаты расчета параметров Стокса.

Для анализа поляризационных свойств гиросинхротронного излучения нам достаточно будет посчитать параметры Стокса только в системе отсчета джета. Это связано с тем, что степень линейной и круговой поляризации остается инвариантом относительно преобразований системы координат [29] и, следовательно, физический вывод сделанных заключений не изменится.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В данном разделе представлены численные результаты расчетов параметров Стокса гиросинхротронного излучения. Рассматривались следующие функции распределения электронов.

Изотропное распределение электронов по питч-углам с различными распределениями по энергетическим спектрам.

(а) Степеннóе распределение [16] (случай А):

$$u(\gamma) = A(\gamma - 1)^{-\Gamma}, \quad g(\alpha) = \frac{1}{4\pi}, \qquad (15)$$

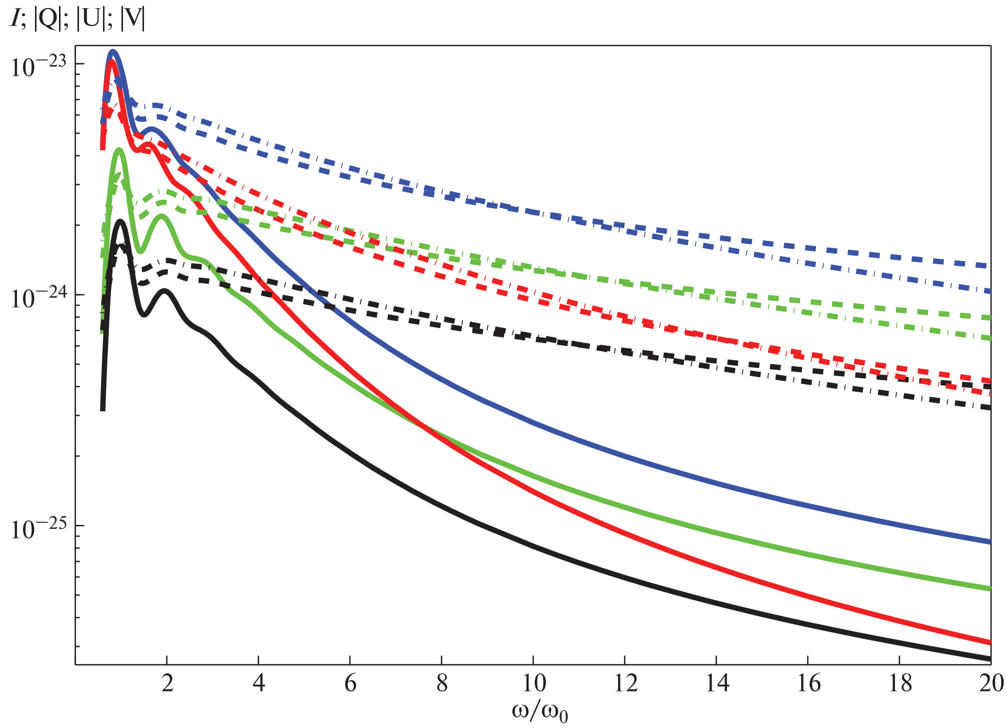

Рис. 2. Параметры Стокса в зависимости от частоты для изотропной функции распределения в случае, когда магнитное поле распределено согласно выражению (11).

с нормировкой $A = (\Gamma - 1)(\gamma_i - 1)^{\Gamma-1}$ и показателем степени, равным $\Gamma = 3$. Интегрирование в выражении (10) по Лоренц-фактору излучающих частиц производилось от $\gamma_i = 1.2$ до $\gamma_f = 20$.

(б) Степенно́е распределение (случай B):

$$u(\gamma) = B\gamma^{-\Gamma}, \quad g(\alpha) = \frac{1}{4\pi}, \tag{16}$$

с нормировкой $B = (\Gamma - 1)\gamma_i^{\Gamma-1}$ и показателем степени $\Gamma = 2.5$. Интегрирование в выражении (10) производилось от $\gamma_i = 1.05$ до $\gamma_f = 20$.

(в) Экспоненциальное распределение (случай C):

$$u(\gamma) = C\exp(-\gamma), \quad g(\alpha) = \frac{1}{4\pi}, \tag{17}$$

с нормировкой $C = \exp(\gamma_i)$. Интегрирование в выражении (10) производилось аналогично случаю B.

Анизотропные распределения электронов с теми же энергетическими спектрами, что и в изотропном случае [16]. Случай A

$$u(\gamma) = A(\gamma - 1)^{-\Gamma}, \quad g(\alpha) = E\sin^m\alpha, \tag{18}$$

с показателем степени $\Gamma = 3$. Случай B

$$u(\gamma) = B\gamma^{-\Gamma}, \quad g(\alpha) = E\sin^m\alpha, \tag{19}$$

с показателем степени $\Gamma = 2.5$. Случай C

$$u(\gamma) = C\exp(-\gamma), \quad g(\alpha) = E\sin^m\alpha, \tag{20}$$

где нормировочный множитель задается выражением $E = \Gamma(3/2 + m/2)/(2\pi\sqrt{\pi}\Gamma(1 + m/2))$, Γ — гамма функция. Показатель степени у синуса брался равным $m = 20$. Интегрирование в выражении (10) в анизотропном случае производилось аналогично изотропному случаю.

На всех графиках, представленных ниже, параметры Стокса имеют размерность эрг/(с Гц см^2).

На рис. 2 представлены результаты численных расчетов для изотропных функций распределения электронов с неоднородным распределением магнитного поля вида (11). Сплошная кривая соответствует случаю A, штриховая — случаю B и штрихпунктирная — случаю C. Синяя кривая соответствует параметру Стокса I, зеленая — параметру Стокса Q, черная — параметру Стокса U, а красная кривая — V. При частотах порядка $\omega \sim \omega_0$ у всех кривых наблюдаются изломы, связанные с циклотронной структурой. Для частот порядка $\omega \sim \sim \omega_0$ круговая поляризация больше линейной, но с увеличением частоты круговая поляризация спадает значительно быстрее линейной, и при частотах $\omega \gg \omega_0$ круговая поляризация становится значительно меньше линейной. Для всех трех функций распределений значения параметров Стокса приблизительно одинаковы при $\omega \sim \omega_0$, но уже при $\omega > 2\omega_0$ значения параметров Стокса в случае A становятся значительно меньше их величин в случаях B и C. Хотя функции распределения в случаях

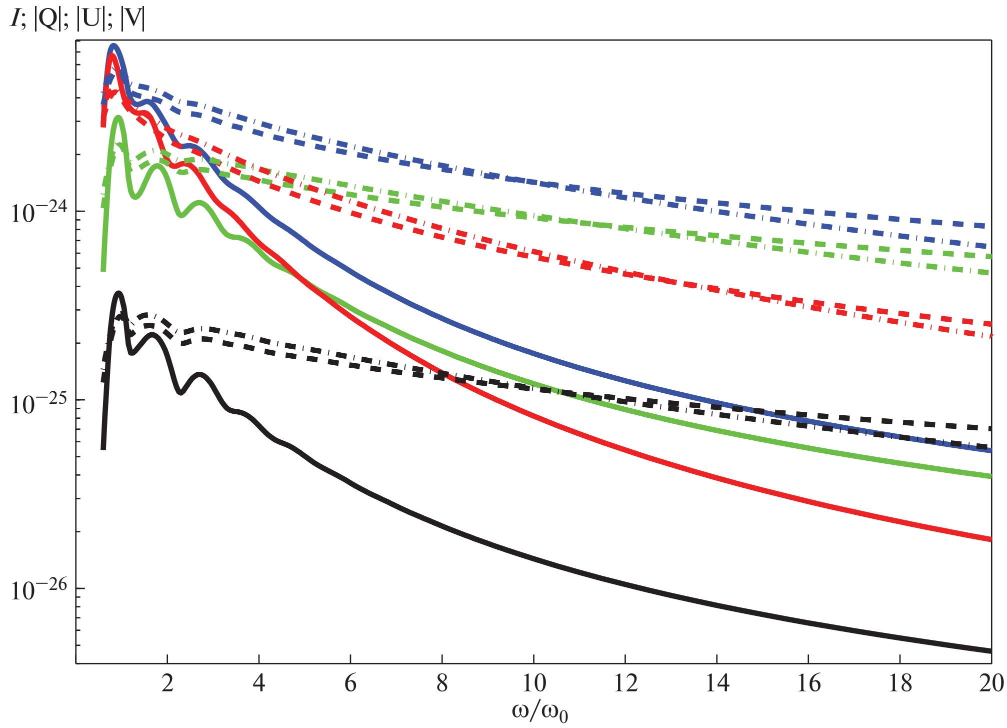

Рис. 3. Параметры Стокса в зависимости от частоты для анизотропной функции распределения в случае, когда магнитное поле распределено согласно выражению (11).

В и С различны, параметры Стокса ведут себя приблизительно одинаково в зависимости от частоты. Разница становится существенной только при $\omega \gg 20\omega_0$.

На рис. 3 показаны распределения параметров Стокса в зависимости от частоты для анизотропной функции распределения. Сплошная кривая соответствует случаю А, штриховая — случаю В и штрих-пунктирная — случаю С. Интегрирование производилось аналогично изотропному случаю. Качественно результаты аналогичны изотропному случаю. Но есть и отличие. Прежде всего параметр Стокса U значительно меньше остальных параметров Стокса. И если в изотропном случае параметр Стокса круговой поляризации V сравним с параметром Стокса U при $\omega \sim 20\omega_0$, то в анизотропном случае разница между этими параметрами остается приблизительно одинаковой. Также в анизотропном случае параметр Стокса линейной поляризации Q становится больше круговой поляризации на частотах порядка $\omega \sim 5\omega_0$, что меньше, чем в изотропном случае.

Рассмотрим распределение магнитного поля вида (14) с $\gamma_m = 6$. Параметры такой модели очень близки к модели А из работы [21]. Результаты расчетов для случая А показаны на рис. 4. Сплошные кривые соответствуют случаю изотропной функции, а штриховые кривые — анизотропной функции распределения. Синяя кривая соответствует параметру Стокса I, зеленая — параметру Стокса Q, черная — параметру Стокса U, а красная кривая — V. Из графика видно, что параметры Стокса приблизительно на порядок меньше в случае анизотропной функции распределения по сравнению с изотропной для частоты $\omega \gg \omega_0$. При частоте, близкой к частоте $\omega \approx \omega_0$, параметры Стокса для анизотропной функции распределения приближаются к значениям параметров Стокса в случае изотропной функции распределения, а круговая поляризация даже становится одинаковой. Как для изотропной функции распределения, так и для анизотропной, круговая поляризация при частотах порядка $\omega \approx \omega_0$ значительно больше линейной поляризации и достигает 80%. Но при бóльших частотах круговая поляризация падает быстрее линейной и уже при частотах $\omega > 5\omega_0$ для изотропного случая и $\omega > 13\omega_0$ для анизотропного случая линейная поляризация становится больше круговой. Параметр Стокса Q линейной поляризации практически везде (за некоторым исключением в области $\omega \approx \approx \omega_0$) значительно больше параметра Стокса U линейной поляризации. При частотах порядка $\omega \approx \omega_0$, также как и в предыдущем случае, наблюдается циклотронная структура.

И, наконец, рассмотрим последний случай, когда распределение магнитного поля определялось с помощью численного моделирования джета (см. рис. 5). Нормировка магнитного поля определя-

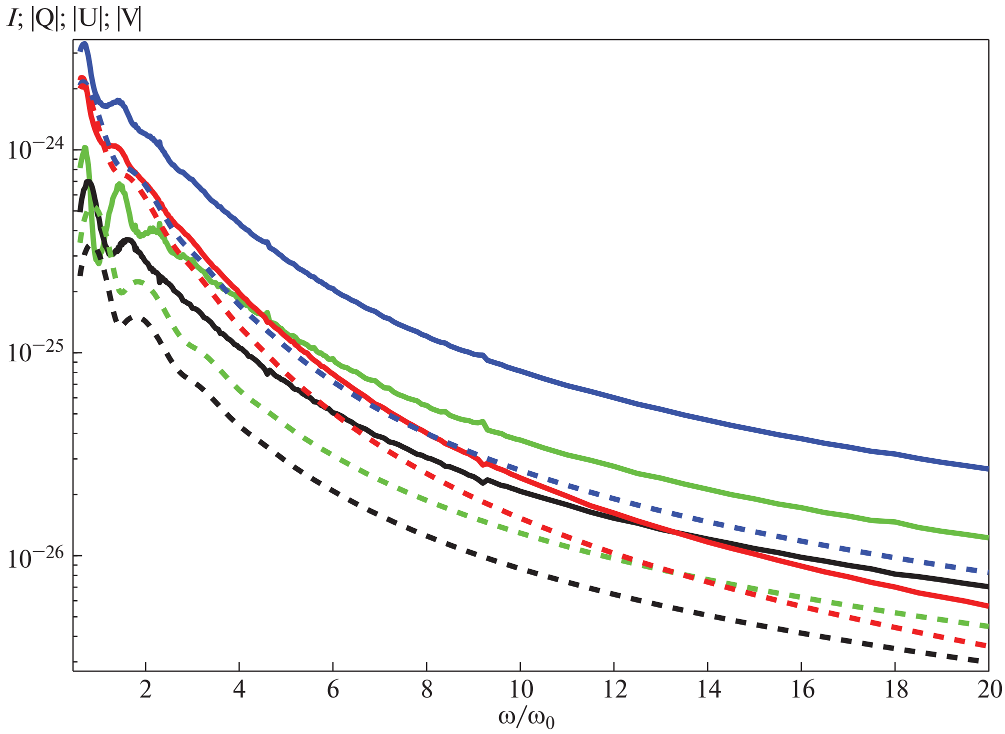

Рис. 4. Параметры Стокса в зависимости от частоты для модели А в случае, когда магнитное поле распределено согласно выражению (14).

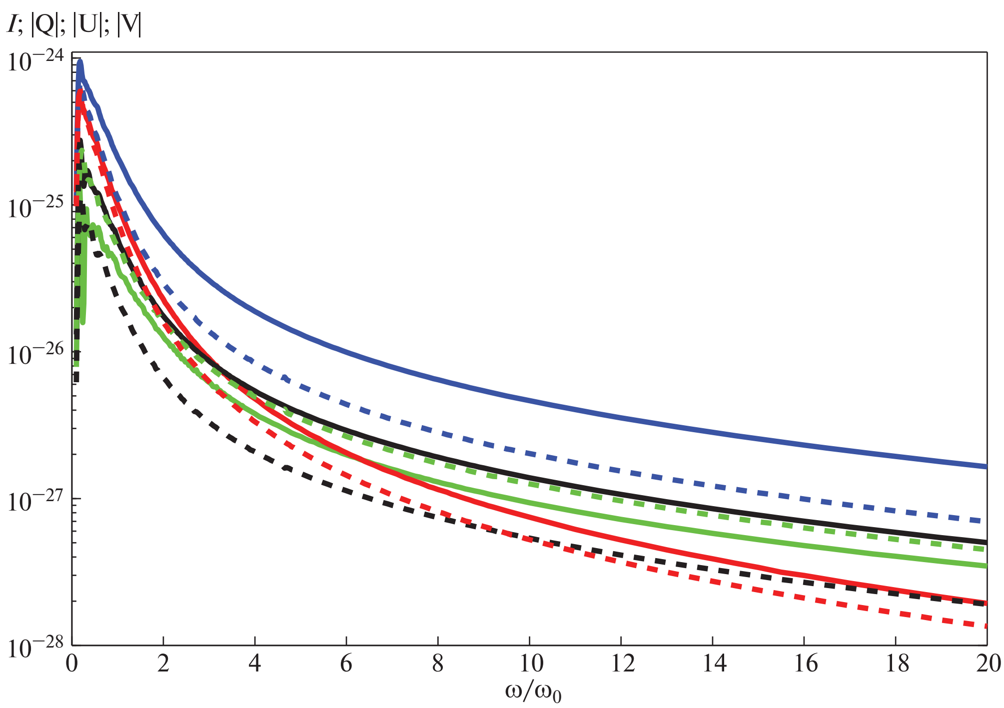

Рис. 5. Параметры Стокса в зависимости от частоты для модели А в случае, когда магнитное поле определяется численным образом.

лась простым выражением $B_0 = 1$, функция распределения соответствует случаю A. Сплошные кривые соответствуют случаю изотропной функции распределения, а штриховые — анизотропной. Синяя кривая соответствует параметру Стокса I, зеленая — Q, черная — U, а красная кривая — V. Циклотронная структура слабо выражена и наблюдается при более низких частотах. Это связано с нормировкой магнитного поля. Интенсивность излучения (параметр Стокса I) и круговая поляризация (параметр Стокса V) ведут себя аналогично предыдущему случаю. При малых частотах круговая поляризация преобладает над линейной, но с увеличением частоты быстро падает. Различие наблюдается в линейной поляризации. В случае изотропной функции распределения параметр Стокса U линейной поляризации больше параметра Стокса Q, а в случае анизотропной функции распределения ситуация противоположная. Как предполагается, это связано с тем, что в данном случае тороидальная компонента магнитного поля много больше полоидальной компоненты.

4. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ

В этой главе мы попытаемся качественно применить приведенные выше результаты к наблюдениям положения угла электрического вектора.

В работе [9] было показано, что для синхротронного излучения осесимметричных джетов положение угла электрического вектора распределено по бимодальному закону. Этот угол определяется формулой

$$\cos 2\chi = \frac{Q}{\sqrt{Q^2+U^2}}, \quad \sin 2\chi = \frac{U}{\sqrt{Q^2+U^2}}. \qquad (21)$$

Это связано с тем, что параметр Стокса U для синхротронного излучения равен нулю и, следовательно, положение угла электрического вектора равно либо $\chi = 0$, либо $\chi = \pi/2$. Что и наблюдается во многих джетах [9], но далеко не во всех. Для гиросинхротронного излучения дело обстоит немного не так. Рассмотрим каждое распределение магнитного поля отдельно.

Для распределения магнитного поля вида (11), как в изотропном, так и в анизотропном случае, параметр Стокса U много меньше параметра Стокса Q. И, следовательно, здесь также получаем бимодальное распределение, когда $\chi = 0$, либо $\chi = \pi/2$.

Для распределения магнитного поля вида (14), случай, когда $\omega \gg \omega_0$, также характеризуется бимодальным распределением для изотропной и анизотропной функций распределения. Но в случае, когда $\omega \sim \omega_0$ параметры Стокса Q и U одного порядка и, следовательно, положение угла электрического вектора будет меняться приблизительно в пределах $\chi \approx \pm\pi/8$.

Для распределения поля, полученного путем моделирования джета при частотах порядка $\omega \sim \sim \omega_0$, ситуация аналогична предыдущему случаю для изотропной и анизотропной функций распределения. Параметры Стокса Q и U имеют один порядок величины, и положение угла электрического вектора будет меняться в пределах $\chi \approx \pm\pi/8$. Для частот, когда $\omega \gg \omega_0$, для анизотропной функции распределения наблюдается бимодальное распределение, а в изотропном случае параметр Стокса U больше, чем параметр Стокса Q, и тогда положение угла электрического вектора определяется значениями $\chi \approx \pm\pi/4$, что наблюдается, например, в объекте BL Lac 1749+701 (см. [11, рис. 1]).

Таким образом, в случае гиросинхротронного излучения, помимо бимодального распределения, также возможно плавное изменение положения угла электрического вектора в пределах малых углов $\chi \approx \pm\pi/8$ и изменения на угол $\chi \approx \pm\pi/4$, что наблюдается во многих джетах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были рассмотрены поляризационные свойства цилиндрических слаборелятивистских джетов в неоднородных магнитных полях. Рассматривались два вида конфигураций спиральных магнитных полей. Помимо этого, с помощью кода PLUTO моделировался джет, для которого вычислялись параметры Стокса. Былои вычислены параметры Стокса гиросинхротронного излучения в зависимости от частоты для изотропных и анизотропных функций распределения. Было показано, что при частотах порядка $\omega \sim \omega_0$ преобладает круговая поляризация над линейной, но при больших частотах круговая поляризация уменьшается значительно быстрее линейной. Для смоделированного джета, в котором тороидальная компонента магнитного поля преобладает над полоидальной компонентой, циклотронная структура слабо выражена и в изотропном случае параметр Стокса U линейной поляризации больше Q.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта (гранты № 19-02-00199-а, 17-02-00788-а, 17-52-45053-ИНД-а).

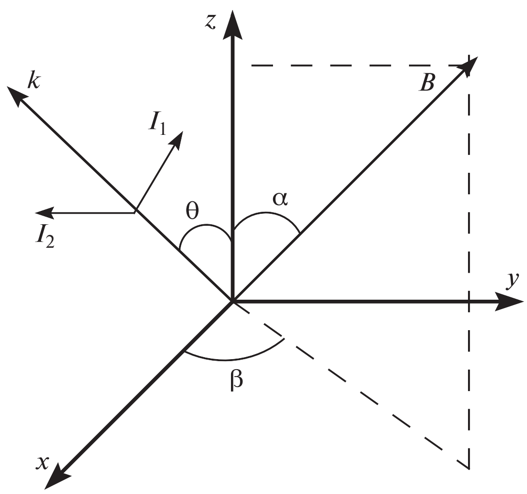

Рис. 6. Система координат, принятая в статье.

Приложение А

Траектория заряженной частицы в магнитном поле с произвольным направлением задается выражением

$$r_0 = \frac{c\beta_\perp}{\omega_B}\Big[(\cos\alpha\cos\beta\sin\omega_B t - \\ - \sin\beta\cos\omega_B t)\vec{e}_1 + \\ + (\cos\alpha\sin\beta\sin\omega_B t + \cos\beta\cos\omega_B t)\vec{e}_2 - \\ - \sin\alpha\sin\omega_B t\vec{e}_3\Big] + c\beta_{||}t\sin\alpha\cos\beta\vec{e}_1 + \\ + c\beta_{||}t\sin\alpha\sin\beta\vec{e}_2 + c\beta_{||}t\cos\alpha\vec{e}_3, \quad (22)$$

где углы α и β определяют направление магнитного поля $\cos\alpha = \frac{B_z}{B}$, $\cos\beta = \frac{B_x}{\sqrt{B_x^2 + B_y^2}}$, $\omega_B = \frac{ecB}{\gamma mc^2}$ и $B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$ (см. рис. 6). Ось джета направлена вдоль оси z, волновой вектор $\vec{k}$ направлен в сторону наблюдателя и лежит в плоскости xz. Угол между осью джета и волновым вектором обозначается через θ.

Электрическое поле, созданное заряженной частицей, выражается через формулу $E = \operatorname{Re}\sum_{s=1}^{\infty} E_s e^{i\omega(r/c-t)}$ [30], где

$$E_s = \frac{2ie\omega e^{is\psi}}{cr(1-\beta_{||}\cos k^\wedge B)} \times \\ \times (-B\vec{l}_2 - (Ak_3 - Ck_1)\vec{l}_1), \quad (23)$$

и введены следующие обозначения:

$$\cos\vec{k}^\wedge\vec{B} = k_1\sin\alpha\cos\beta + k_3\cos\alpha,$$

$$\vec{k} = (k_1, k_2, k_3) = (\sin\theta, 0, \cos\theta),$$

$$\vec{l}_2 = -[\vec{l}_1\vec{k}] = -\vec{e}_2,$$

$$\vec{l}_1 = k_1\vec{e}_3 - k_3\vec{e}_1,$$

$$A = \frac{\beta_\perp\cos\alpha\cos\beta\cos\psi}{z}sJ_s(z) - \\ - \beta_\perp\cos\alpha\cos\beta\sin\psi iJ'_s(z) + \\ + \beta_\perp\sin\beta\cos\psi iJ'_s(z) + \\ + \frac{\beta_\perp\sin\beta\sin\psi}{z}sJ_s(z) + \\ + \beta_{||}\sin\alpha\cos\beta J_s(z),$$

$$B = \frac{\beta_\perp\cos\alpha\sin\beta\cos\psi}{z}sJ_s(z) - \\ - \beta_\perp\cos\alpha\sin\beta\sin\psi iJ'_s(z) - \\ - \beta_\perp\cos\beta\cos\psi iJ'_s(z) - \\ - \frac{\beta_\perp\cos\beta\sin\psi}{z}sJ_s(z) + \\ + \beta_{||}\sin\alpha\sin\beta J_s(z),$$

$$C = \beta_{||}\cos\alpha J_s(z) - \\ - \beta_\perp\frac{\sin\alpha\cos\psi}{z}sJ_s(z) + \\ + \beta_\perp\sin\alpha\sin\psi iJ'_s(z),$$

$$\omega = \frac{s\omega_H}{1-\beta_{||}\cos\vec{k}^\wedge\vec{B}}, \quad (24)$$

$$z = \sqrt{z_1^2 + z_2^2},$$

$$z_1 = \frac{\omega}{\omega_H}k_1\beta_\perp\sin\beta,$$

$$z_2 = \frac{\omega}{\omega_H}\beta_\perp(k_1\cos\alpha\cos\beta - k_3\sin\alpha),$$

$\sin\psi = z_1/z$, $\cos\psi = z_2/z$. Векторы l_1, l_2 — ортонормированы и лежат в картинной плоскости. Тогда величина K_{ij} задается соотношением

$$K_{ij} = \frac{c}{8\pi}\left(1-\beta_{||}\cos\vec{k}^\wedge\vec{B}\right)^2 E_{s,i}E^*_{s,j}, \quad (25)$$

где звездочка означает комплексное сопряжение.

Приложение Б

Интеграл вдоль луча зрения для разрешенного джета вычисляется следующим образом

$$I_{ij} = \int J_{ij}ds = \int_{-R}^{R}\int_{\phi_1}^{\phi_2} J_{ij}\frac{hdhd\phi}{\sin\theta\sin^2\phi} = \quad (26)$$

$$= \int_0^R \int_{\pi-\arcsin\frac{h}{R}}^{\arcsin\frac{h}{R}} \left(J_{ij} + J_{ij}\begin{pmatrix}\phi\to-\phi\\ h\to-h\end{pmatrix}\right)\frac{hdhd\phi}{\sin\theta\sin^2\phi}.$$

Делая замену переменных $\phi = \phi$, $h = r\sin\phi$, получаем (якобиан преобразования равен $J = \sin\phi$):

$$I_{ij} = \int_0^R \int_0^\pi \left(J_{ij} + J_{ij} \left(\frac{\phi \to -\phi}{h \to -h} \right) \right) \frac{rdrd\phi}{\sin\theta}. \quad (27)$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. С. Бескин, *Осесимметричные стационарные течения в астрофизике* (М.: Физматлит, 2005).
2. В. В. Железняков, *Излучение в астрофизической плазме* (М.: Янус-К, 1997).
3. G. D. Fleishman and V. F. Melnikov, Astrophys. J. **584**, 1071 (2003).
4. G. D. Fleishman and V. F. Melnikov, Astrophys. J. **587**, 823 (2003).
5. Г. Д. Флейшман, В. Ф. Мельников, Успехи физ. наук **168**(12), 1265 (1998).
6. В. В. Железняков, С. А. Корягин, Письма в Астрон. журн. **28**, 809 (2002).
7. В. В. Железняков, С. А. Корягин, Письма в Астрон. журн. **31**, 803 (2005).
8. O. Porth, C. Fendt, Z. Meliani, and B. Vaidya, Astrophys. J. **737**, id. 42 (2011).
9. V. I. Pariev, Ya. N. Istomin, and A. R. Beresnyak, Astron. and Astrophys. **403**, 805 (2003).
10. M. Lyutikov, V. I. Pariev, and R. D. Blandford, Astrophys. J. **597**, 998 (2003).
11. M. Lyutikov, V. I. Pariev, and D. C. Gabuzda, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **360**, 869 (2005).
12. A. V. Chernoglazov, V. S. Beskin, and V. I. Pariev, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. (in press).
13. В. Я. Эйдман, ЖЭТФ **34**(1), 131 (1958).
14. В. Я. Эйдман, ЖЭТФ **36**(4), 1335 (1959).
15. H. B. Liemohn, Radio Science **69D**, 741 (1965).
16. R. Ramaty, Astrophys. J. **158**, 753 (1969).
17. V. Petrosian, Astrophys. J. **251**, 727 (1981).
18. K.-L. Klein, Astron. and Astrophys. **183**, 341 (1987).
19. Ya. N. Istomin and V. I. Pariev, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **267**, 629 (1994).
20. Ya. N. Istomin and V. I. Pariev, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **281**, 1 (1996).
21. R. Narayan and A. Tchekhovskoy, Astrophys. J. **697**, 1681 (2009).
22. A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, and A. Ferrari, Astrophys. J. Suppl. **170**, 228 (2007).
23. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Наука, 1960).
24. V. V. Zheleznyakov, Astrophys. Space Sci. **2**, 417 (1968).
25. P. K. Leung, C. F. Gammie, and S. C. Noble, Astrophys. J. **737**, id. 21 (2011).
26. M. Lyutikov, V. I. Pariev, and D. C. Gabuzda, arXiv:astro-ph/0406144.
27. A. Mignone, M. Ugliano, and G. Bodo, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **393**, 1141 (2009).
28. R. Quyed and R. Pudritz, Astrophys. J. **482**, 712 (1997).
29. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля* (М.: Наука, 1988).
30. В. Л. Гинзбург, В. Н. Сазонов, С. И. Сыроватский, Успехи физ. наук **94**, 63 (1968).