

УДК: 52—337—77—13

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ СИНХРОТРОННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛЕ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ И ПРИРОДА ДВОЙНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

Ю. Л. ЗЫСКИН, А. А. СТЕПАНЯН

Поступила 1 марта 1984

Принята к печати 4 мая 1984

Предложена модель двойных радиисточников, согласно которой радионизлучение возникает при движении релятивистских частиц в дипольном магнитном поле, источником которого является оптическая галактика. Расчеты характера видимого распределения яркости синхротронного излучения электронов в таком поле позволяют объяснить некоторые наблюдаемые особенности радиисточников: а) двойственность структуры; б) расположение компонентов двойного источника на одной прямой с родительской галактикой; в) зависимость размеров компонентов от частоты; г) преимущественное направление поля вдоль главной оси источника; д) сходство структуры радиисточников в широком диапазоне линейных и угловых размеров и некоторые другие.

1. *Введение.* Природа двойных радиисточников постоянно привлекает внимание исследователей. Конфигурация источников в виде двух областей, расположенных, как правило, почти симметрично относительно галактики, обычно объясняется выбросом в противоположных направлениях вещества («плазмонов») и частиц с релятивистскими энергиями [1]. В модели «плазмонов» обычно возникают трудности при объяснении транспортировки больших количеств энергии на такие расстояния (десятки и сотни кпс), так как при переносе высокоэнергетических частиц от ядра до области радионизлучения вместе с веществом будут происходить большие потери на излучение и за счет адиабатического охлаждения облака. Непонятно также, как выброс отдельных облаков частиц с собственным, т. е. принадлежащим облаку, магнитным полем «обеспечивает» значительную регулярность поля, как это показывают измерения поляризации [2]. Можно уверенно сказать, что в случае выброса турбулизованной плазмы с магнитным полем степень поляризации никогда не могла бы достигнуть $\sim 10\%$, что наблюдается в отдельных случаях; против такой модели говорят также данные об отсутствии плазмы [3].

Мы хотим предложить несколько иной подход к вопросу о двойственном характере радиоисточников и характере переноса энергии из ядер галактик в области радиоизлучения.

2. Модель двойного радиоисточника. Предположим, что источником магнитного поля радиогалактики является галактика или ее ядро.

Энергия магнитного поля, необходимая для удержания релятивистских частиц, из самых общих соображений должна быть того же порядка, что и общая энергия частиц. По современным представлениям общая энергия частиц может быть порядка 10^{61} эрг. Если источником поля является Галактика диаметром 20 кпс, то при среднем значении напряженности магнитного поля $\approx 4 \cdot 10^{-3}$ Гс его энергия составляет 10^{61} эрг. Если это поле будет носить дипольный или близкий к дипольному характер, то на типичном расстоянии 100 кпс напряженность магнитного поля составит $3 \cdot 10^{-6}$ Гс, а на расстоянии 300 кпс $\sim 10^{-7}$ Гс. Примерно к таким же оценкам напряженности магнитного поля в радиоизлучающей области приводят расчеты, основанные на равномерном распределении энергии между полем и частицами.

Гипотеза о том, что магнитное поле радиогалактик является дипольным, подробно рассмотрена в [4]. Однако в этой работе не приводятся расчеты распределения радиояркости. Результаты предварительных расчетов характера пространственного распределения радиояркости нами опубликованы в [5]. В настоящей работе приводятся результаты расчета характера распределения радиояркости на различных частотах для модели, в которой предполагается, что галактика является источником дипольного магнитного поля, в котором движутся частицы высоких энергий, генерируя синхротронное радиоизлучение. При этом предполагалось, что частицы движутся с сохранением адиабатического инварианта, занимая полость между двумя дипольными оболочками с экваториальными расстояниями R_1 и R_2 .

Расчеты радиоизлучения в радиационных поясах Юпитера были проведены еще в 1963 г. Корчаком [6]. Однако автора интересовало среднее излучение частиц на данной силовой линии, а не пространственное распределение радиояркости в картинной плоскости.

Подробное обоснование физической модели, как мы уже отмечали, дано в [4].

3. Метод расчета. Был рассмотрен стационарный случай, то есть распределение электронов в поле диполя считалось неизменным во времени (энергетические потери электронов за счет излучения не учитывались), не рассматривался также вопрос об инжекции частиц. Полученная в ре-

зультате картина распределения радиояркости, таким образом, также не зависит от времени. Метод расчета иллюстрирует рис. 1.

Зададим угол θ_0 — между направлением магнитного момента дипольного поля (Oz) и направлением на наблюдателя $\bar{n}$. Для того, чтобы получить распределение изотоп синхротронного радионизлучения электронов в магнитном дипольном поле, необходимо перейти к системе координат tOy , лежащей в картинной плоскости.

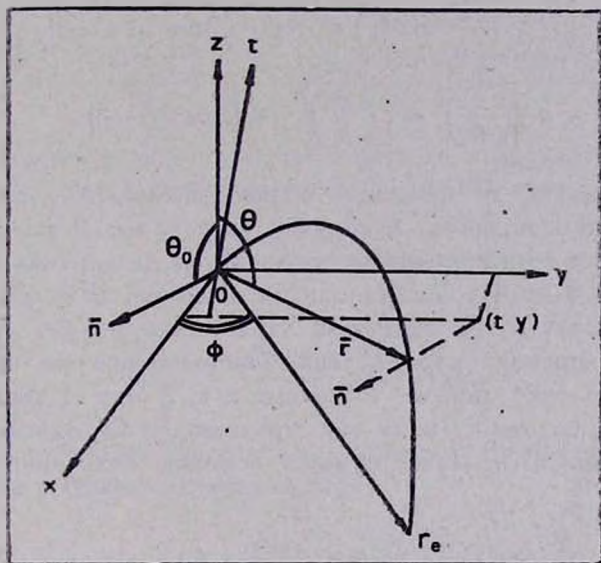


Рис. 1. Направление магнитного момента диполя совпадает с осью Oz . Ось Ox выбрана так, чтобы луч зрения ($\bar{n}$) лежал в плоскости xOz . Угол между осью диполя и направлением на наблюдателя — θ_0 : tOy — картинная плоскость ($\bar{n} \perp tOy$), то есть ось Ot лежит в плоскости xOt и ось $Ot \perp \bar{n}$. Точка дипольного поля задается в сферических координатах (r, θ, Φ) . Уравнение силовой линии диполя $r = R_e \sin^2 \theta$ (R_e — размер силовой линии в экваториальной плоскости, т. е. при $\theta_0 = \pi/2$).

Точка с координатами (r, θ, Φ) проектируется в картинную плоскость отрезком, параллельным $\bar{n}$, в точку (t, y) , координаты которой выражаются через $r, \theta, \Phi, \theta_0$ следующим образом:

$$\begin{cases} t = r (\cos \theta \sin \theta_0 - \sin \theta \cos \theta_0 \cos \Phi), \\ y = r \sin \theta \sin \Phi. \end{cases} \quad (1)$$

Силовая линия магнитодипольного поля задается уравнением $r = R_e \sin^2 \theta$, где R_e — расстояние от центра поля до силовой линии на экваторе поля, т. е. при $\theta = \pi/2$: таким образом, для точки, лежащей на силовой линии с параметром $R_e = R$, имеем:

$$\begin{cases} t = R \sin^2 \theta (\cos \theta \sin \theta_0 - \sin \theta \cos \theta_0 \cos \Phi), \\ y = R \sin^3 \theta \sin \Phi. \end{cases} \quad (2)$$

Решая систему (2), можно найти выражения для θ и Φ через t , y , R :

$$\Phi = \arcsin \left(\frac{y}{R \sin^3 \theta} \right), \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} x^6 + (\sin^2 \theta_0 - 3) x^4 + \left(\frac{2t}{R} \sin \theta_0 \right) x^3 + (3 - 2 \sin^2 \theta_0) x^2 - \left(\frac{2t}{R} \sin \theta_0 \right) x + \\ + \left\{ \left(\frac{t}{R} \right)^2 + \left[\left(\frac{y}{R} \right)^2 - 1 \right] \cos^2 \theta_0 \right\} = 0, \end{aligned} \quad (3b)$$

где $\theta = \arccos x$, а x — решение уравнения (3b). Уравнение (3), как полином 6-й степени, имеет 6 корней, из которых 2 всегда являются мнимыми. Таким образом, задание точки (t, y) на картинной плоскости определяет от 0 до 4 точек дипольной оболочки $R = \text{const}$, проектирующихся в точку (t, y) отрезком, параллельным лучу зрения. Другими словами, прямая, параллельная направлению на наблюдателя, пересекает оболочку диполя $R = \text{const}$ в 1, 2 или 4 точках, то есть излучение, наблюдаемое нами как приходящее из одной точки картинной плоскости, является суммой потоков излучения нескольких точек поля.

$$I(t, y) = \sum_{i=1}^N I_i(t, y) = \sum_{i=1}^N I(R, \theta_i, \Phi_i, \theta_0), \quad \text{где } 1 \leq N \leq 4. \quad (4)$$

Решая систему (3), получаем координаты этих точек в виде набора

$$(\theta_i, \Phi_i), \quad i = 1, N; \quad 1 \leq N \leq 4. \quad (5)$$

Зная координаты этих точек, мы знаем величину и направление магнитного поля в каждой из них:

$$H(\theta) = H_R \frac{\sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}}{\sin^3 \theta}$$

при движении вдоль силовой линии (H_R — напряженность поля на экваторе на расстоянии R от центра поля). Наблюдатель регистрирует излучение только тех электронов, которые имеют питч-угол (угол между направлением скорости электрона и направлением магнитного поля), равный углу между направлением поля $\vec{H}$ и направлением на наблюдателя $\vec{n}$,

$$\omega_i = \angle(\vec{H}_i; \vec{n}). \quad (6)$$

(Поскольку электроны являются ультрарелятивистскими, было принято, что излучение направлено точно в направлении их мгновенной скорости, так как величина $1/\gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}$, характеризующая ширину диаграммы направленности излучения отдельной частицы, пренебрежимо мала по сравнению с углами θ , Φ , ω).

Условие (6) дает следующее выражение для величины питч-угла частиц, находящихся в точке с координатами (θ_i, Φ_i) и излучающих в направлении на наблюдателя:

$$\cos \omega_i = \frac{(3\cos^2 \theta_i - 1) \cos \theta_0 + 3\sin \theta_i \cos \theta_i \sin \theta_0 \cos \Phi_i}{\sqrt{1 + 3\cos^2 \theta_i}}. \quad (6)$$

Условие сохранения первого адиабатического инварианта при движении частицы в дипольном магнитном поле: $\mu = \text{const}$ дает

$$\mu \sim \frac{\sin^2 \omega}{H} = \text{const},$$

откуда

$$\sin \omega_i = \frac{(3\cos^2 \theta_i + 1)^{1/4}}{\sin^3 \theta_i} (\sin \omega_*)_i, \quad (7)$$

где ω_* — питч-угол на экваторе, что позволяет вычислить фазовую плотность частиц в требуемой точке поля [7]:

$$N_i(E, \omega, \bar{r}) = \frac{(3\cos^2 \theta_i + 1)^{1/4}}{\sin^3 \theta_i} N(E, \omega_*, \bar{r}_*), \quad (8)$$

задав распределение частиц по энергии и по питч-углам на экваторе $N(E, \omega_*, r_*)$. Таким образом, спектральная плотность потока синхротронного радиоизлучения в направлении $\bar{n}$ от всех электронов, находящихся в точке (θ_i, Φ_i) , равна

$$I_v(\theta_i, \Phi_i) dv = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} F_v(E, \omega_i, H) N(E, \omega_i, \theta_i, \Phi_i) dE dV. \quad (9)$$

В формуле (9) F_v — интенсивность излучения одного электрона в интервале частот $[v, v + dv]$, равна [8]:

$$F_v dv = \frac{\sqrt{3} e^3}{2\pi mc} H \sin \omega \cdot \frac{v}{v_c} \int_{v/v_c}^{\infty} K_{5/6}(\eta) d\eta dv, \quad (10)$$

где $v_e = \frac{3e}{4\pi mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 H \sin \omega$, $K_{1,2}(\eta)$ — функция Макдональда; плотность частиц $N(E, \omega, \theta, \Phi)$ определена соотношениями (6)—(8).

Суммируя излучение частиц, находящихся во всех N точках поля, проектируемых в точку (t, y) картинной плоскости, окончательно получаем (объединяя выражения (4), (9)):

$$I, (t, y) dt dy \sim \sum_{i=1}^N \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} F_i(E, \omega_i, H_i) G(\theta_i, \Phi_i) N(E, \theta_i, \Phi_i) dE dt dy. \quad (11)$$

Здесь $\{G(\theta, \Phi)\}$ — «фактор проекции», учитывающий изменение элементарного объема dv при переходе от координат, связанных с диполем (r, θ, φ) , к координатам картинной плоскости (t, y) , то есть

$$dr d\theta d\Phi = G(\theta, \Phi) dt dy.$$

Вычислив интеграл (11) для сетки точек (t, y) , можно получить распределение радиояркости в картинной плоскости. Поскольку для решения этой задачи необходимо нахождение корней полинома 6-й степени, невозможное в квадратурах, и взятие интегралов от функций, не интегрируемых аналитически, решение было проведено численными методами.

Энергетическое распределение электронов на экваторе принималось в виде

$$N_e(E) dE = \begin{cases} (E/E_{\min})^{-\alpha} dE, & \alpha = 2.5 \text{ при } E_{\min} \leq E \leq E_{\max}, \\ 0 & \text{при остальных } E \end{cases}$$

с $E_{\min} = 5.1 \cdot 10^7$ эВ, $E_{\max} = 5.1 \cdot 10^{11}$ эВ.

Были проведены расчеты радиоизлучения для различных характеров углового распределения частиц $N(\omega)$:

$$N(\omega_e) d\omega_e = \begin{cases} [\sin(\omega_e - \omega_{обр})]^{(p+1)} d\omega_e, & \omega_e \geq \omega_{обр} \\ 0 & \text{при } 0 \leq \omega_e \leq \omega_{обр}, \end{cases}$$

где $\omega_{обр}$ — угол обрезания распределения, был принят $\omega_{обр} \leq 0.01$ рад, $P=0$ соответствует изотропному от $\omega = \omega_{обр}$ до $\omega = \pi/2$ по телесному углу распределения, $P=1, 2, 3, \dots$ соответствует различным анизотропным распределениям. Распределение по R_e , как было сказано выше, принималось следующим:

$$N(R_e) dR_e = \begin{cases} dR_e, & R_1 \leq R_e \leq R_2, \\ 0 & \text{при остальных } R_e. \end{cases}$$

Были рассчитаны картины синхротронного радиоизлучения релятивистских электронов в неподвижном дипольном магнитном поле для следующих случаев ориентации поля относительно наблюдателя:

$$\theta_0 = 22.5^\circ, 45^\circ, 67.5^\circ, 90.0^\circ$$

(случай $\theta_0 = 0$ дает, очевидно, радиоизображение в виде набора concentрических изофот с центром в точке 0 плоскости tOy), и для различных частот.

4. *Обсуждение результатов.* На рис. 2—4 приведены полученные распределения радиояркости (точка 0 — проекция центра диполя на картинную плоскость, ось Ot — проекция оси диполя, а ось Oy — пересечение экваториальной плоскости поля картинной плоскостью). В соответствии с принятой моделью, изображения обладают симметрией относительно обеих осей. Аналогом главной оси радиоисточника (оси, проходящей через центры обоих компонентов двойной структуры) является ось Ot . Расстояния от центра поля до каждого из компонентов равны между собой вследствие симметрии принятой модели.

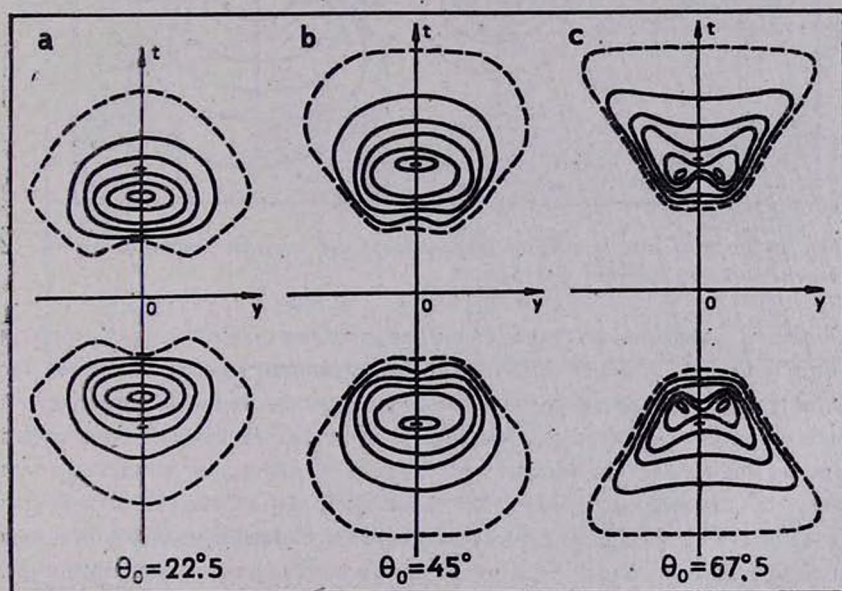


Рис. 2. Зависимость формы вычисленного радиоизображения от угла ориентировки диполя θ_0 ($\nu = 1.5$ ГГц, распределение по pitch-углу изотропно).

Прежде всего следует отметить, что характерную двойственность структуры вычисленные «радиоизображения» проявляют почти при любых значениях угла θ_0 (рис. 2), то есть при самой различной ориентиров-

ке поля относительно наблюдателя (случай $\theta_0 \sim 0$ может соответствовать случаю одинарного источника). При фиксированном же θ_0 двойственность проявляется на любой частоте (рис. 3). Следует подчеркнуть, что двойственность из модели вытекает при естественном предположении об осесимметричном распределении магнитного поля и частиц.

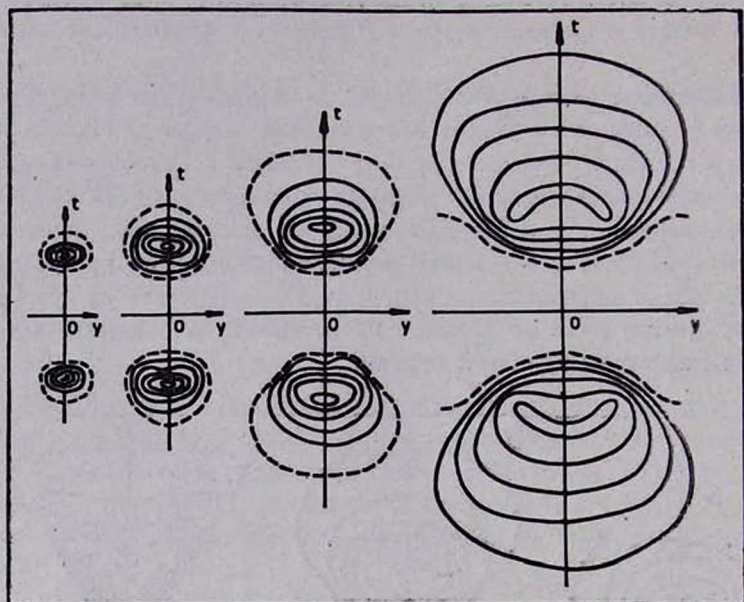


Рис. 3. Зависимость размеров компонентов от частоты наблюдения ($\theta_0 = 45^\circ$, распределение частиц по углу изотропно).

Форма и размеры полученного изображения зависят от частоты наблюдения (рис. 3). Характер зависимости размеров компонентов от частоты соответствует наблюдаемому для реальных объектов (размер источника уменьшается с увеличением частоты), в то время как во всех моделях с ограниченной областью магнитного поля и частиц для объяснения этой зависимости необходимо вводить дополнительные гипотезы об утечке частиц и поля. Среднее значение отношения расстояния между компонентами к размеру компонентов ~ 2 , что хорошо соответствует экспериментальным данным [9].

Рис. 4 иллюстрирует влияние анизотропии распределения частиц на форму радиоизображения. Среди реальных объектов встречаются конфигурации, соответствующие каждому из приведенных вариантов взаиморасположения изофот. Однако наиболее распространенные из наблюдаемых конфигураций источников соответствуют картинам 4b, c, d, получен-

ным при анизотропном распределении частиц (преимущественное направление лежит в плоскости магнитного экватора).

Безусловно, в реальных объектах как распределение частиц, так и распределение магнитного поля могут отклоняться от осесимметричного. Возможно, именно этим следует объяснить случаи асимметричного относительно родительской галактики расположения областей радиоизлучения. Кроме того, хотя в эллиптических галактиках вращение слабое, но на больших удалениях оно может привести к деформации поля. Однако двойственный характер распределения радиоизлучения при этом сохраняется.

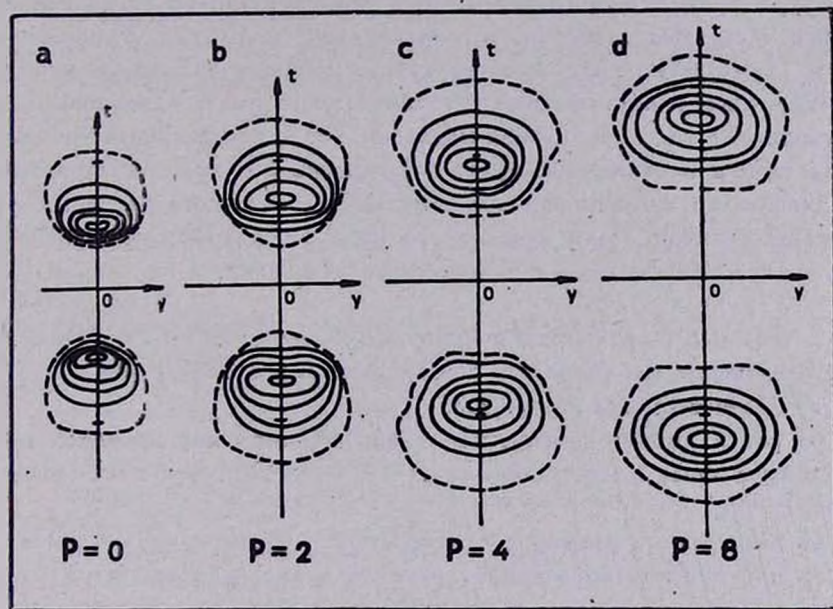


Рис. 4. Зависимость характера радиоизображения от степени анизотропии частиц на экваторе ($\theta_0 = 45^\circ$).

Кроме этих двух важнейших особенностей, в модели магнитного диполя находит естественное объяснение и ряд других характерных черт радиоисточников.

Так, например, известно, что многие двойные радиоисточники являются дважды двойными: кроме двух протяженных областей, на той же линии, называемой большой осью радиоисточника, находятся еще две, более компактные области. Такие области будут действительно наблюдаться, если электроны высоких энергий окажутся на внутренней оболочке с меньшим значением R_0 — экваториального расстояния.

В [10] показано, по измерениям поляризации, что в ярких радиогалактиках магнитное поле направлено параллельно большой оси. Именно такое направление поля должно быть в рассматриваемой нами модели. На рис. 2, 3 видно, что кроме ярких точек излучение наблюдается и в остальных областях, занятых диполем, хотя оно и на несколько порядков слабее. Однако на низких частотах светимость фона становится сравнительно большой. Наблюдения многих источников на низких частотах показывают, что они окружены, так называемым, гало.

Таким образом, и явление гало находит естественное объяснение в этой модели. Кроме того, может быть объяснено большое сходство тонкой структуры протяженных и компактных радиоисточников (в диапазоне линейных и угловых размеров, отличающихся в 10^5 раз, радиоисточники имеют существенно подобную структуру, меняется только масштаб) [2]. И компактные, и протяженные источники могут иметь одинаковую природу, сходную с рассматриваемой моделью. Тогда разделение источников на компактные и протяженные будет обусловлено различием в характеристиках дипольного магнитного поля, а именно характерного размера R_* и напряженности поля. Поля меньшего размера и большей напряженности будут соответствовать случаю компактного источника.

5. Выводы. Предложенная нами модель естественным образом объясняет следующие наблюдаемые особенности радиоисточников:

- а) двойственность структуры;
- б) расположение компонентов двойного источника на одной прямой, проходящей через центры компонентов и через источник поля (галактику, квазар);
- в) зависимость размеров компонентов от частоты наблюдения;
- г) преимущественное направление поля вдоль большой оси;
- д) наличие радиогало, наблюдаемого на более низких частотах;
- е) значительное сходство тонкой структуры протяженных и компактных радиоисточников.

Естественно, существующие в природе магнитные поля не являются идеально симметричными, неискаженными, какие приняты в рассматриваемой модели. Несмотря на это, рассмотренная модель объясняет многие основные черты реальных радиоисточников.

Авторы выражают благодарность В. И. Пронику за полезные обсуждения и Т. М. Стрельник за помощь в обработке материалов.

BRIGHTNESS DISTRIBUTION OF SYNCHROTRON RADIATION
IN THE DIPOLE MAGNETIC FIELD AND THE NATURE OF
DOUBLE RADIOSOURCES

Yu. L. ZISKIN, A. A. STEPANIAN

It is suggested that the lobes of double radiosources are only a small part of the dipolar magnetic field. The calculations of synchrotron radiation of high energy particles show that an observer can see only two radioemitting spots in spite of axisymmetrical distribution of particles. The following features of double radiosources may be accounted for in the suggested model:

a) the duality of the sources, b) the tendency of parent galaxy to be near the axis of the source, c) the size dependence on the frequency observed, etc.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. A. Christiansen, A. G. Pacholczyk, J. S. Scott, *Nature*, 286, 593, 1977.
2. К.Н. Келлерманн, В сб. «Галактическая и внегалактическая радиоастрономия», Мир, М., 1976.
3. P. G. Hargrave, M. McEllin, *M.N. RAS.*, 173, 37, 1975.
4. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 19, 441, 1983.
5. A. A. Stepanian, Yu. L. Ziskin, *Proc. 16th Internat. Conf. on Cosmic Rays*, v. 1, Japan, Kyoto, August 1979, p. 1.
6. А. А. Корчак, *Астрон. ж.*, 40, 994, 1963.
7. J. J. C. Degloannu, *Icarus*, 23, 66, 1974.
8. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, *Происхождение космических лучей*, Изд. АН СССР, М., 1963.
9. A. G. Pacholczyk, *Radio Galaxies*, Pergamon Press, 1977.
10. P. Haves, R. G. Conway, *M.N. RAS.* 173, 53P, 1975.