

## ОСОБЕННОСТЬ ОЦЕНКИ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ИСТОЧНИКОВ РАДИО И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2022 г. В. С. Артюх\*

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

\*E-mail: art@prao.ru

Поступила в редакцию 22.04.2022 г.

После доработки 21.06.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

Рассмотрены особенности оценок энергий магнитного поля и релятивистских электронов синхротронных радиоисточников, рентгеновское излучение которых создается обратным комптоновским рассеянием релятивистских электронов на радиопотонах синхротронного излучения. Оценки этих физических параметров зависят от угловых размеров источников излучения. Влияние угловых размеров на оценки физических параметров иллюстрируются на оценке магнитной индукции горячего пятна А радиогалактики Лебедь А. Показано, почему для оценок физических параметров источников излучения нельзя брать их видимые угловые размеры. Для получения корректных оценок энергий поля и частиц необходимо брать угловой размер сферической модели исследуемого источника, спектр которой совпадает с радиоспектром исследуемого объекта. Принимая такой угловой размер источника, мы получаем одинаковые оценки физических параметров этого объекта, как из радио, так и рентгеновских наблюдений.

*Ключевые слова:* радиогалактики, рентгеновские источники, горячие пятна, магнитные поля

DOI: 10.31857/S0004629922110032

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Общепринятым механизмом радиоизлучения большинства космических радиоисточников является синхротронный механизм. Для понимания природы источников синхротронного излучения необходимо из астрономических наблюдений определить энергии релятивистских электронов и магнитных полей, существующих в этих объектах. Первая методика оценки физических параметров источников радиоизлучения была разработана Бербиджем в 1956 г. [1]. Эта методика основана на модели однородного радиоисточника, находящегося в состоянии с минимальной энергией. В этом случае плотности энергий магнитного поля  $E_H$  и релятивистских электронов  $E_e$  приблизительно равны. Но в активных астрономических объектах, таких как активные ядра галактик, релятивистские джеты и горячие пятна радиогалактик, состояние с минимальной энергией, скорее всего, еще не достигнуто, и предположение о равномерном распределении энергий поля и частиц нуждается в экспериментальной проверке. Такую проверку можно выполнить радиоастрономическими методами с помощью методик [2–4]. Эти методики также основаны на однородной модели источника синхротронного излучения, однако в них не требуется, чтобы система находилась в со-

стоянии с минимальной энергией, достаточно, чтобы в ней выполнялся закон сохранения энергии. В [2] для получения информации используется максимум спектра радиоисточника, а в [3, 4] — низкочастотная и высокочастотная асимптотики решения уравнения переноса излучения.

Необходимо отметить, что спектры большинства компактных радиоисточников в АЯГ явно отличны от спектра однородного источника синхротронного излучения. В некоторых случаях это можно объяснить неоднородностью самого радиоисточника. Методика оценки физических параметров радиоисточников, основанная на неоднородной модели источника, разработана в [5, 6]. В этой методике также не требуется, чтобы радиоисточник находился в состоянии с минимальной энергией.

Существует большое количество работ (см., например, [7–12]), в которых физические параметры источников нетеплового рентгеновского излучения определяются по методике [13]. Данная методика основана на предположении, что рентгеновские фотоны возникают в результате обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов на фотонах космического микроволнового фона. Детальное изложение этой методики можно найти в [14]. В работе [15]

предложено рассматривать обратное комптоновское рассеяние электронов на радиодетонах синхротронного излучения этого же радиоисточника. Эта методика также не требует равенства энергий поля и частиц.

Во всех перечисленных методиках для оценки физических параметров радиоисточников и рентгеновских источников излучения необходимо знать их угловые размеры. К сожалению, здесь мы сталкиваемся не только с техническими трудностями измерения угловых размеров компактных радиоисточников, но и с пониманием, какой именно угловой размер нужно использовать для оценки физических параметров источника излучения. В настоящей работе рассмотрена эта проблема.

## 2. МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

В дальнейшем будем рассматривать синхротронные источники радиоизлучения, рентгеновское излучение которых создается обратным комптоновским рассеянием релятивистских электронов на радиодетонах синхротронного излучения этого же радиоисточника. В источнике существуют только одно магнитное поле и только один ансамбль релятивистских электронов.

Методика оценок энергии магнитного поля и релятивистских электронов, получаемых из радиоастрономических наблюдений, приведена в [3, 4]. Методика оценки этих физических параметров из рентгеновских наблюдений приведена в [13]. Все количественные оценки приведены для оценки магнитной индукции горячего пятна А радиогалактики Лебедь А.

*Радиоастрономический метод.* Согласно [4], измеряя плотность потока  $S$  и угловой размер однородного синхротронного радиоисточника  $\theta$  на низких частотах, в области непрозрачности (оптическая толщина  $\tau > 1$ ), получаем оценку индукции магнитного поля  $B_{\perp}$  ( $B_{\perp}$  – компонент индукции магнитного поля, перпендикулярный скорости электрона)

$$B_{\perp} = b^2(\gamma) \frac{\left(\frac{v_{\text{if}}}{2c_1}\right)^5 \Omega_{\text{if}}^2}{S_{\text{if}}^2} \delta \sim \theta^4. \quad (1)$$

Здесь  $S_{\text{if}}$  – плотность потока радиоисточника на низких частотах;  $\Omega_{\text{if}}$  – его телесный угол на низких частотах,  $\theta_{\text{if}} = \sqrt{\Omega_{\text{if}}}$  – характерный размер радиоисточника;  $\delta$  – доплер-фактор источника

$\delta = \frac{\delta'}{1+z}$ ,  $z$  – красное смещение родительской галактики,  $\delta'$  – доплер-фактор источника относительно родительской галактики [2, 16];  $b(\gamma) =$

$= \frac{c_5(\gamma)}{c_6(\gamma)}$  и  $C_1$  – функции  $\gamma$  и константа, приведенные в [14].

*Рентгеновский метод.* В работе [13] показано, что если скорости релятивистских электронов ориентированы случайным образом по отношению к среднему магнитному полю, то

$$\frac{\left(\frac{dE}{dt}\right)_S}{\left(\frac{dE}{dt}\right)_C} = \frac{E_H}{E_R}. \quad (2)$$

Здесь  $\left(\frac{dE}{dt}\right)_S$  – скорость энергетических потерь электрона на синхротронное излучение,  $\left(\frac{dE}{dt}\right)_C$  – скорость энергетических потерь электрона на обратное комптоновское рассеяние,  $E_H$  – плотность энергии магнитного поля  $\left(E_H \approx \frac{B^2}{8\pi}\right)$ ,  $E_R$  – плотность энергии излучения  $\left(E_R = \frac{L}{V}\right)$ , где  $L$  – светимость объекта,  $V$  – объем излучающей области. Отсюда

$$B \sim \theta^{\frac{3}{2}}. \quad (3)$$

Как видно из (1) и (3), оценка индукции магнитного поля источника излучения в разных методиках по-разному зависит от углового размера источника. Поскольку оценки остальных физических параметров зависят от оценки  $B$ , то в дальнейшем ограничимся рассмотрением влияния угловых размеров только на оценку индукции магнитного поля.

## 3. ОЦЕНКА ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ГОРЯЧЕГО ПЯТНА А РАДИОГАЛАКТИКИ ЛЕБЕДЬ А

В работе [17] получены оценки физических параметров горячего пятна А в радиогалактике Лебедь А из радиоастрономических наблюдений, и проведено сравнение этих результатов с оценками поля, полученными из рентгеновских наблюдений. Показано, что если в качестве углового размера радиоисточника принять  $\theta \approx 4''$  (то мы видим на радиокартах Лебеда А), то из радиоастрономических наблюдений получаем магнитную индукцию в интервале  $2.8 < B < 13.5$  Гс с наиболее вероятным значением  $B = 5$  Гс.

Столь сильное магнитное поле противоречит оценкам магнитной индукции, полученным из рентгеновских наблюдений по методике [13], в которых были приняты такие же угловые размеры пятна А. Например, в работе [15] для горячего

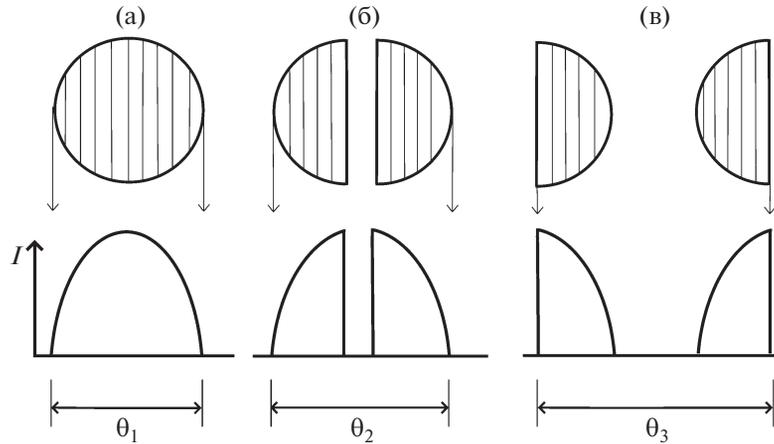


Рис. 1. Три модели радиоисточников с одинаковыми физическими параметрами, но разными угловыми размерами.

пятна А получено  $B = (1.58 \pm 0.17) \times 10^{-4}$  Гс. В работе [8] получено  $B = 1.5 \times 10^{-4}$  Гс с погрешностью  $\sim 10\%$ . В работе [18] получена такая же оценка магнитной индукции  $B = 1.5 \times 10^{-4}$  Гс. В работе [11] получена почти такая же величина  $B = 1.7 \times 10^{-4}$  Гс. Как видно, разные авторы рентгеновских наблюдений дают практически один и тот же результат. В то же время различие в оценках магнитного поля, полученное разными методиками, превосходит четыре порядка величины. Это означает, что по крайней мере одна из методик дает неправильные результаты.

В работе [19] проведен анализ радиоастрономических наблюдений горячего пятна А на основе неоднородной модели радиоисточника. Показано, что большую часть объема горячего пятна А занимает слабое поле  $B \sim 10^{-4}$  Гс, но имеется небольшая область, где индукция поля составляет  $\sim 10^{-2}$  Гс, а среднее (по объему) поле  $\sim 10^{-3}$  Гс. Показано, что радиоспектр горячего пятна А можно получить только, если размер этого радиоисточника составлял  $d = 600$  пк ( $\theta \approx 0.6''$ ). Это некоторый характерный размер радиоисточника, который характеризует его трехмерную структуру. В частности, при таком размере источника его оптическая толща равняется единице на частоте, близкой к частоте максимума спектра радиоисточника. Как показано в [17], принимая этот размер горячего пятна А, мы из радиоастрономических наблюдений получаем интервал, внутри которого лежит индукция магнитного поля  $1.5 \times 10^{-3}$  Гс  $< B < 7.3 \times 10^{-3}$  Гс, и оценку наиболее вероятного значения магнитной индукции пятна  $B \approx 2.7 \times 10^{-3}$  Гс. Чрезвычайно важным является то обстоятельство, что при этом же угловом размере пятна из рентгеновских наблюдений получаем  $B \approx 2.6 \times 10^{-3}$  Гс. Отметим также, что на карте радиогалактики Лебедь А, полученной на частоте 43 ГГц с высоким разрешением  $0.15''$  [20],

видно, что радиоисточник является явно неоднородным. Он состоит из нескольких компонентов. Самый крупный и самый яркий компонент, который вносит основной вклад в излучение, имеет размер  $\Omega \approx 1.7'' \times 0.3''$  (характерный масштаб  $\theta = \sqrt{\Omega} \sim 0.7''$ ).

Таким образом, принимая в качестве углового размера горячего пятна А  $\theta = 0.6''$ , мы получаем практически одинаковую оценку индукции магнитного поля как из радиоастрономических наблюдений, так и из рентгеновских наблюдений.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТА

Для понимания результата, полученного в [17], рассмотрим схему излучения шарообразного синхротронного радиоисточника с запутанным магнитным полем и с однородным (по всему шару) ансамблем релятивистских электронов. На рис. 1а схематически представлен такой источник и под ним стрип-распределение яркости по этому объекту  $I(\theta)$ . На рис. 1б представлен этот же радиоисточник, разделенный вдоль луча зрения пополам, и под ним стрип-распределение яркости. На рис. 1в представлены две половины этого же радиоисточника, которые мы поменяли местами и раздвинули еще больше. Отметим, что наименьший угловой размер имеет первая модель (рис. 1а), в которой все излучающее вещество собрано в один объем (без пустот).

Источники излучения, представленные на всех трех рисунках, являются одинаковыми физическими системами с одинаковыми магнитными полями и одинаковыми ансамблями релятивистских электронов. Поэтому все три источника имеют одинаковые спектры излучения. Однако они имеют разные угловые размеры. Следовательно, в формуле (1) у всех источников на одной и той же частоте  $\nu_{\text{нч}}$  будут одни и те же плотности

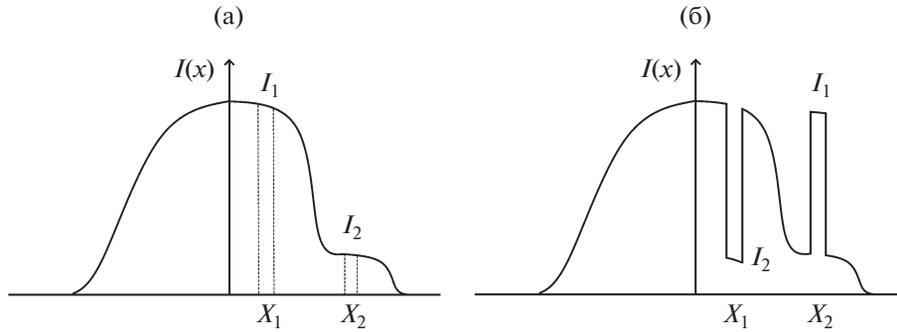


Рис. 2. Пример функции, монотонно убывающей от центра: а – монотонно убывающая (от центра) функция, б – та же функция, в которой два фрагмента поменяли местами, нарушив монотонность функции.

потоков  $S_{\text{нч}}$ , но разные угловые размеры  $\theta_{\text{нч}}$ . Соответственно, для каждого углового размера из (1) мы получим разные магнитные индукции, чего не должно быть, т.к. по определению все три физические системы одинаковые. Отсюда следует, что для оценки физических параметров сложных (многокомпонентных) радиоисточников нельзя использовать их видимые угловые размеры. То же самое относится и к оценке поля, получаемой из рентгеновских наблюдений по методике [13].

Вышеописанную процедуру можно расширить. Сферический источник, представленный на рис. 1а, можно разрезать (вдоль луча зрения) на узкие трубки и получить мозаичную структуру сферического радиоисточника. Меняя геометрическое положение отдельных трубок таким образом, чтобы физические условия внутри трубок сохранились, мы можем получить изображение источника, совершенно отличное от кругового, но при этом полностью сохранить физические условия внутри источника.

Очевидно, что все это можно проделать и в обратном порядке. Изображение какого-либо источника сложной формы разбить на очень малые участки, из которых затем сформировать изображения с круговой симметрией без пустот, сохранив при этом спектр исследуемого источника. Действительно, по определению плотность потока радиоисточника на некоторой частоте  $\nu$  равна

$$S \approx \int_{\Omega} I(\varpi) d\varpi \approx \sum I_n \Delta\varpi \quad (4)$$

Здесь  $I$  – интенсивность излучения,  $\Omega$  – телесный угол радиоисточника,  $\Delta\varpi$  – малый телесный угол в направлении  $\varpi$ . Из (4) видно, что, разбивая радиоисточник на малые части (трубки, направленные вдоль луча зрения) и меняя их местами, но не меняя физических условий внутри трубок (т.е. меняя местами слагаемые в (4), не меняя самих слагаемых), мы можем получить практически любую форму радиоисточника, в том числе и с круговой симметрией, сохранив плотность пото-

ка этого источника на всех частотах, т.е. сохранив его спектр.

Следует отметить одно важное обстоятельство. Среди всех возможных форм распределения яркости по источнику излучения наименьшую ширину будет иметь монотонно убывающая функция. Поясним сказанное на примере одномерной функции (рис. 2). На этом рисунке приведена монотонно убывающая (от центра) функция  $I(x)$ .

В самом общем виде ширину функции  $\sigma$  определяют через второй центральный момент

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \bar{x})^2 I(x) dx. \quad (5)$$

Если два фрагмента функции поменять местами так, чтобы нарушить ее монотонность (но не меняя интеграла от функции), как показано на рис. 2, то ширина функции обязательно увеличится на величину

$$\Delta\sigma^2 = (I(x_1) - I(x_2))(x_2^2 - x_1^2) \Delta x. \quad (6)$$

Таким образом, ширина монотонно убывающей функции всегда меньше, чем ширина немонотонной функции. Это означает, что среди всех радиоисточников с одинаковой плотностью потока наименьший угловой размер будет иметь тот источник, распределение яркости по которому является монотонно убывающей функцией.

В работах [5, 6] разработана методика оценки физических параметров радиоисточников в АЯГ на основе неоднородной модели источника синхротронного излучения. В работе [5] в качестве модели радиоисточника была принята сферически симметричная модель радиуса  $R$  со степенным распределением поля и частиц:

$$B(r) = B(0) \frac{1}{1 + k_H \left(\frac{r}{R}\right)^m} \quad \text{при } r < R,$$

и  $B(r) = 0$  при  $r > R$ ,

$$N(r, E) = E^{-\gamma} N(0) \frac{1}{1 + k_e \left(\frac{r}{R}\right)^n} \quad \text{при } r < R,$$

$$\text{и } N(r, E) = 0 \quad \text{при } r > R.$$

Коэффициенты  $k_H$  и  $k_e$  характеризуют, соответственно, перепад магнитного поля и плотности частиц от центра к краю источника (степень неоднородности источника). В такой модели нет пустот. Распределение яркости такой модели определяется формой магнитного поля и видом функции пространственного распределения электронов. В данном случае обе эти функции являются монотонно убывающими, поэтому и распределение яркости по источнику будет монотонно убывающей функцией с круговой симметрией. Поскольку в данной модели нет пустот, и распределение яркости по этой модели является монотонно убывающей функцией, то, следовательно, она имеет наименьшие размеры, величина которых определяется исключительно распределением поля и частиц в источнике, т.е. физическими условиями в источнике. Любой радиоисточник, имеющий пустоты или немонотонно убывающее распределение яркости, будет иметь угловые размеры больше размеров сферически симметричной модели этого источника, хотя физические условия, определяющие спектр источника, будут одинаковыми и в модели, и в источнике.

Численное моделирование [6] показало, что если в (1) в качестве  $\theta$  брать угловой размер сферической модели (той, которая имеет спектр радиоисточника), то величина  $B$  из (1) близка к среднему (по объему) значению магнитной индукции  $B(\bar{r})$ . Поэтому в работе [17] были получены оценки физических параметров горячего пятна А (индукции магнитного поля, энергии магнитного поля и релятивистских электронов), реально близкие к средним значениям. То, что при этом же угловом размере пятна А из рентгеновских наблюдений получено такое же значение магнитной индукции, подтверждает правильность оценок. И радио, и рентгеновское излучение горячего пятна А созданы в одном и том же магнитном поле, поэтому разные методы должны давать один и тот же результат.

Таким образом, если мы наблюдаем радиоисточник сложной структуры, состоящий из нескольких фрагментов, то видимый угловой размер этого источника всегда превышает размер источника, в котором это излучающее вещество распределено сферически симметрично и не имеет пустот. Поскольку в радиоастрономической

методике  $B \sim \theta^4$ , а в рентгеновской  $B \sim \theta^2$ , то, принимая завышенное значение углового размера радиоисточника, мы должны получить зани-

женную оценку магнитной индукции из рентгеновских наблюдений и сильно завышенную — из радиоастрономических наблюдений, что мы и получили для горячего пятна А радиогалактики Лебедь А в [17].

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для оценки физических параметров источника излучения со сложной структурой нельзя брать его видимый угловой размер. Только принимая размер сферической модели источника излучения, которая дает радиоспектр этого источника, мы получим корректную оценку среднего магнитного поля этого объекта, как из радио, так и из рентгеновских наблюдений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. R. Burbidge, *Astrophys. J.* **124**, 416 (1956).
2. A. P. Marscher, *Astrophys. J.* **264**, 296 (1983).
3. В. С. Артюх, Труды Физического ин-та им. П.Н. Лебедева **189**, 223 (1988).
4. В. С. Артюх, *Астрон. журн.* **96**, 179 (2019).
5. В. С. Артюх, П. А. Черников, *Астрон. журн.* **78**, 1 (2001).
6. В. С. Артюх, П. А. Черников, *Астрон. журн.* **83**, 224 (2006).
7. E. D. Feigelson, S. A. Laurent-Muehleisen, R. J. Kollgaard, and E. B. Fomalont, *Astrophys. J.* **449**, L1491995 (1995).
8. A. S. Wilson, A. J. Young, and P. I. Shopbell, *Astrophys. J.* **544**, L27 (2000).
9. M. J. Hardcastle, M. Birkinshaw, and D. M. Worrall, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **326**, 1499 (2001).
10. J. Kataoka and L. Sttawarz, *Astrophys. J.* **622**, 797 (2005).
11. L. Stawarz, C. C. Cheung, D. E. Harris, and M. Ostrowski, *Astrophys. J.* **662**, 213 (2007).
12. J. Ineson, J. H. Croston, M. J. Hardcastle, and B. Mingo, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **467**, 1586 (2017).
13. J. E. Felten and P. Morrison, *Astrophys. J.* **146**, 686 (1966).
14. А. Пахольчик *Радиоастрофизика* (М.: Мир, 1973).
15. D. E. Harris, C. L. Carilli, and R. A. Perley, *Nature* **367**, 713 (1994).
16. K. R. Lind and R. D. Blandford, *Astrophys. J.* **295**, 358 (1985).
17. В. С. Артюх, *Астрон. журн.* **99**, № 4, 308 (2022).
18. M. Kino and F. Takahara, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **349**, 336 (2004).
19. В. С. Артюх, С. А. Тюльбашев, П. А. Черников, *Астрон. журн.* **89**, 754 (2012).
20. C. L. Carilli, J. D. Kurk, Paul P. van der Werf, R. A. Perley, and G. K. Miley, *Astron. J.* **118**, 2581 (1999).