

УДК 524.7—77

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ МОЩНЫХ РАДИОГАЛАКТИК
И СТАТИСТИКА ПРОТЯЖЕННЫХ КОМПОНЕНТ

Ю. В. БАРЫШЕВ

Поступила 11 июня 1982

Принята к печати 25 апреля 1983

Проведен статистический анализ выборки мощных радиогалактик из работы [2]. Показано, что параметр асимметрии не зависит от проекции линейного размера радиогалактик, что означает отсутствие эволюции скорости выброшенных облаков плазмы в рамках модели Райла, Лонгейера [1]. Предлагается метод определения распределения вероятностей по скоростям разлета радиокомпонент на основе распределения вероятностей проекций размеров радиоисточников. Применение этого метода к выборке [2] для случая фиксированного времени жизни радиоисточников показало внутреннюю несогласованность модели релятивистского разлета [1]. Наблюдаемое распределение проекций размеров радиогалактик согласуется с моделью Блэндфорда, Риса [14], если скорость движения горячих пятен имеет характерную величину $\lesssim 0.03$ с.

1. Введение. Одной из первых моделей, связывающей наблюдаемые параметры радиоисточников со скоростью движения протяженных компонент в межгалактической среде, была модель Райла, Лонгейера [1] (в дальнейшем будем обозначать — RL). В модели RL предполагается, что две идентичные компоненты выброшены из видимой галактики с равными и противоположно направленными скоростями v вдоль прямой линии, которая составляет угол Φ с лучом зрения. В этом случае для отношения потоков радиокомпонент и угловых расстояний от центрального объекта будем иметь:

$$R = \frac{S_1}{S_2} = \left(\frac{1 + v/c \cos \Phi}{1 - v/c \cos \Phi} \right)^{3+\alpha}, \quad (1)$$

$$Q = \frac{\theta_1}{\theta_2} = \frac{1 + v/c \cos \Phi}{1 - v/c \cos \Phi}, \quad (2)$$

где θ_1 , S_1 — угловое расстояние и плотность потока приближающейся компоненты, θ_2 , S_2 — то же для удаляющейся компоненты, α — спектраль-

ный индекс излучения компонент. В [1] проведена оценка скорости разлета компонент по параметру Q для 15 радиогалактик и получено в среднем $v \approx 0.3$ с. Кроме того, из наблюдательных данных следовало, что в среднем ближайшая радиокомпонента является более яркой ($\bar{R} < 1$). Поэтому для согласования модели с наблюдениями требуется сильная эволюция светимости $P, \sim t^{-\beta}$, $\beta = 3 \div 5$, которая компенсирует релятивистский эффект уярчения приближающегося источника в соответствии с формулой (1).

В последнее время в ряде работ возобновилось исследование статистики параметров R и Q для различных выборок радиоисточников [2—5] и получены значения $v \approx (0.2 - 0.4)$ с для $\beta \geq 3$, а также найдена форма распределения вероятностей по скоростям разлета $p(v)$ [3]. Однако в этих работах не учитывалась необходимость взаимного согласования распределений других наблюдаемых параметров в рамках этой же модели.

Так, в работе Маккея [6] было показано, что для объектов из полной выборки 3CR радиоисточников нет корреляции между светимостью протяженных компонент P_{178} и линейным размером l , то есть нет и сильной эволюции светимости.

В настоящей работе в качестве дополнительных тестов на применимость модели RL использованы соотношение между Q и l , вид распределения вероятностей для проекций линейных размеров $p(l)$, а также некоторые дополнительные наблюдательные данные, полученные при более подробных исследованиях отдельных радиогалактик.

2. *Статистический анализ выборки мощных радиогалактик.* В работе [2] приводится список 66 тщательно отобранных классических двойных радиоисточников типа FR II (по классификации [7]) с горячими пятнами в обеих компонентах. Источники были отобраны из полной выборки 166 3CR радиоисточников с известной радиоструктурой на 5 ГГц с разрешением $2'' \times 2'' \cos \delta$ [8]. По мнению авторов работы [2] именно такие радиоисточники должны лучше всего соответствовать простейшей модели разлета облаков, которые теперь, в отличие от [1], отождествляются с горячими пятнами в «головах» протяженных компонент. Сравнение наблюдаемого распределения вероятностей параметра асимметрии $p^*(Q)$ с теоретическим [2]

$$p(l) = \frac{2c}{v(1+Q)^2} \quad (3)$$

приводит к значению $v \approx 0.2$ с. В [3] был сделан следующий шаг: с помощью формулы (2) получено распределение вероятностей скоростей разлета, соответствующее наблюдаемому распределению $p^*(Q)$:

$$p(v') = Av' \left(1 + \frac{1-v'}{\sigma} \right) e^{-v'/\sigma}, \quad (4)$$

где $v' = v/c$, $\sigma = 0.211$, $A = 6.02$.

а) Для проверки внутренней согласованности модели RL в применении к данной выборке объектов рассмотрим еще два соотношения: $P_{178}(l)$, и $Q(l)$. Из 66 радиоисточников, приведенных в [2], 51 радиогалактика и 15 квазаров. Мы ограничимся анализом статистических зависимостей только для радиогалактик, чтобы избежать сильной неопределенности, возникающей для объектов с большими z при выборе конкретной космологической модели и учете характера эволюции различных физических параметров. Все вычисления проводятся для $H_0 = 75$ км/с Мпс и евклидовой геометрии.

Анализ регрессии $\lg P_{178}$ на $\lg l$ для 43 радиогалактик из выборки [2] дает для коэффициента регрессии величину $b = +0.005$, при этом $\overline{\lg P_{178}} = 1.58$ ($P_{178} = 38 \cdot 10^{25}$ Вт/Гц стер), $\overline{\lg l} = 2.44$ ($l = 274$ кпс), $\sigma_{\lg P} = 0.6$, $\sigma_{\lg l} = 0.44$, коэффициент корреляции $\rho = +0.003 \pm 0.15$. Отсюда можно заключить, что для мощных радиогалактик из выборки [2] нет систематической зависимости между P_{178} и l ; что находится в согласии с выводом Маккея [6].

На рис. 1 приведена зависимость $Q(l)$ для тех же радиогалактик. Анализ регрессии $\lg Q$ на $\lg l$ дает $b = +0.02$, $\overline{\lg Q} = 0.131$ ($Q = 1.35$), $\sigma_{\lg Q} = 0.118$, $\rho = +0.1 \pm 0.15$. Таким образом условное среднее случайной величины $Q|l$ не зависит от значений случайной величины l . Согласно (2), это означает, что в рамках модели RL скорость движения горячих пятен в среднем остается постоянной в течение всего времени жизни радиоисточника. Отсюда следует, что по известному распределению скоростей разлета легко найти распределение по истинным размерам радиоисточников.

б) Непосредственно из наблюдений кроме распределения $p^*(Q)$ известно также распределение $p^*(l)$, где $l = r \cdot \sin \Phi$ — проекция истинного размера радиоисточника на картинную плоскость. Для учета эффектов проекции и отыскания неизвестных распределений воспользуемся общими формулами, дающими функции распределения произведения $\eta = \xi_1 \cdot \xi_2$ и частного $\zeta = \xi_2/\xi_1$ двух независимых случайных величин:

$$p_\eta(y) = \int p_{\xi_1}(u) p_{\xi_2}\left(\frac{y}{u}\right) \frac{du}{|u|}, \quad (5)$$

$$p_\zeta(y) = \int p_{\xi_1}(u) p_{\xi_2}(uy) |u| du. \quad (6)$$

Так, для распределения по размерам, задаваемом в виде ($\gamma \geq 2$)

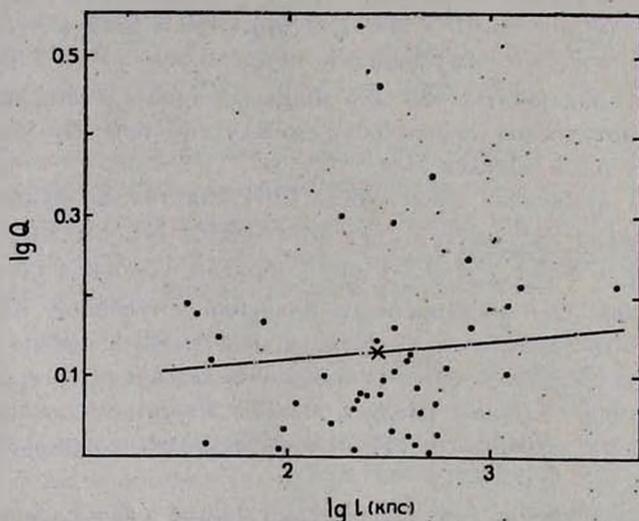
$$p(r) = \frac{1}{\sigma \Gamma(\gamma - 1)} \left(\frac{r}{\sigma}\right)^{\gamma-2} e^{-r/\sigma} \quad (7)$$

и для равномерного распределения по полусфере угла Φ , используя (5), будем иметь

$$p(l) = (-1)^{\gamma-2} \frac{l^2}{\sigma^{\gamma+1} \Gamma(\gamma+1)} \frac{\partial^{\gamma-2} K_1(l/\sigma)}{\partial (l/\sigma)^{\gamma-2}}, \quad (8)$$

где $K_1(x)$ — модифицированная функция Ганкеля (функция Макдональда). В случае экспоненциального распределения по радиусу ($\gamma = 2$)

$$p(l) = \frac{1}{2\sigma} \left(\frac{l}{\sigma}\right)^2 K_1\left(\frac{l}{\sigma}\right). \quad (9)$$



Фиг. 1. Зависимость параметра асимметрии Q от проекции линейного размера для 43 радиогалактик из [2]. — —. регрессия $\lg Q$ на $\lg l$.

В свою очередь, истинный размер радиостояника есть произведение двух случайных величин $r = v \cdot t$ (в случае независимости v от t , что физически возможно для установившегося равномерного движения горячего пятна). В простейшем случае фиксированного времени жизни T для всех радиосточников моменты наблюдения t (фазы разлета) распределены равномерно на интервале $(0, T)$. Тогда, используя (5), для распределения по жоростям типа (4) получим приблизительно ($\sigma \ll 1$)

$$p(r') = A(1 - r'^2) e^{-r'^2}, \quad (10)$$

где $r' = r/r_{\max} = 2vt/2cT = v' \cdot t'$; постоянная A находится из условия нормировки. Таким образом, один и тот же параметр σ определяет форму распределения вероятностей по скоростям и по истинным размерам. Распределение проекций размеров радиисточников для $\sigma < 0.3$ с точностью до 10% можно найти по приближенной формуле

$$p(l') = B(1 - l') \left(\frac{l'}{\sigma}\right)^2 K_1\left(\frac{l'}{\sigma}\right), \quad (11)$$

где B находится из условия нормировки; для $\sigma < 0.1$ можно пользоваться формулой (9).

В случае δ -распределения по скорости, то есть одинаковой скорости разлета для всех источников, равной v_0 , распределение по истинным размерам будет равномерным, а соответствующее распределение проекций имеет вид:

$$p(l) = \frac{3}{r_{\max}} \left(\frac{l}{r_{\max}}\right) \sqrt{1 - \frac{l^2}{r_{\max}^2}}, \quad (12)$$

при этом интегральная функция распределения будет

$$P(l) = 1 - \left(1 - \frac{l^2}{r_{\max}^2}\right)^{3/2}. \quad (13)$$

в) На рис. 2 приводятся как наблюдаемое интегральное распределение проекций размеров $P^*(l)$ для 43 радиогалактик из выборки [2], так

и теоретические интегральные распределения $P(l) = \int_0^l p(l) dl$. Важной

особенностью наблюдаемого распределения проекций размеров является наличие длинного «хвоста» (для 3С 236 проекция размера составляет 4.6 Мпс). Это означает, что любое теоретическое распределение по размерам должно иметь отличную от нуля вероятность появления радиисточников с большими размерами, то есть должно быть $r_{\max} > l_{\max}^*$, где l_{\max}^* — максимальный наблюдаемый размер радиисточников в данной выборке. Теоретические распределения построены для трех случаев: 1) Равномерное (13), $r_{\max} = 5$ Мпс; 2) (11), $\sigma = 0.211$, $r_{\max} = 5$ Мпс; 3) (9), $\sigma = 0.03$, $r_{\max} = 5$ Мпс.

Статистическая проверка согласия наблюдаемого распределения с теоретическим для случая 2) приводит к отвержению этого распределения. Так как значение параметра $\sigma = 0.211$ взято из распределения по скоро-

стям (4), которое в свою очередь было получено из распределения параметра Q [3], то отсюда следует вывод об отсутствии согласования распределений $P^*(l)$ и $P^*(Q)$ в рамках модели RL.

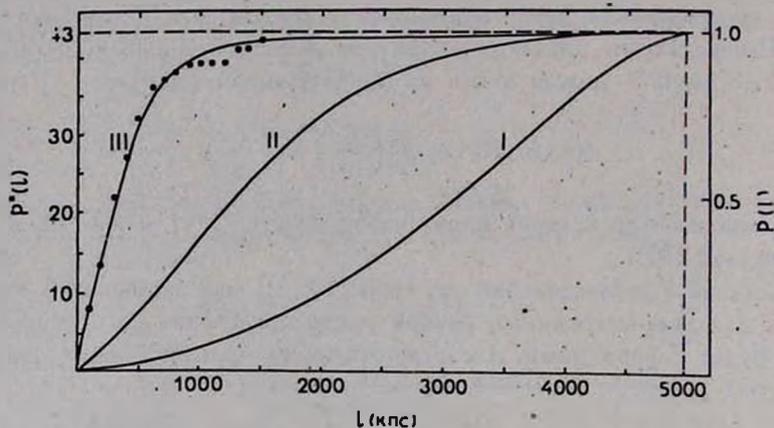


Рис. 2. Интегральные распределения вероятностей проекций линейных размеров радиосточников: \times — наблюдаемое распределение для 43 радиогалактик из [2]; I — равномерное распределение по радиусу; II — распределение (11) при $\sigma = 0,21$; $r_{\max} = 5$ Мпс; III — распределение (9) при $\sigma = 0,03$, $r_{\max} = 5$ Мпс.

Отвергается также равномерное распределение по истинным размерам, откуда следует невозможность, зафиксировав некоторую скорость v_0 , одинаковую для всех радиогалактик, вычислять на ее основе по формуле (2) угол Φ к лучу зрения, а значит и истинный размер r .

Случай 3) согласуется с наблюдаемым распределением. Безразмерный параметр $\sigma = 0,03$ соответствует характерной скорости $v_0 = 0,03c$, характерному размеру $\sigma r_0 = 150$ кпс при максимальном размере радиосточников $r_{\max} = 5$ Мпс, что соответствует времени жизни $T = r_{\max}/2c = 8,2 \cdot 10^6$ лет. Отметим, что полученное значение скорости является верхним пределом, так как максимальный размер радиосточников может быть и большим, например, для $r_{\max} = 10$ Мпс, $T = 1,6 \cdot 10^7$ лет и наблюдаемому распределению $P^*(l)$ соответствует теоретическое с параметром $\sigma = 0,015$, то есть $v_0 = 0,015c$.

Отметим, что предположение о фиксированном времени жизни для всех радиосточников физически означает одинаковое время высвечивания выброшенных облаков для модели RL или одинаковую продолжительность активной фазы ядер галактик для моделей с непрерывной подкачкой энергии в радиокомпоненты. Реально это предположение допустимо, если распределение по временам жизни радиосточников имеет $\bar{T} \gg \sigma r_0$. В противном случае модель следует усложнить. Например, можно по известным

распределениям $p(r)$ и $p(v)$, используя (6), найти распределение $p(t)$. Так, в случае экспоненциального распределения по размерам с параметром σ_r ($\gamma = 2$ в (7)) и гамма-распределения по скоростям с параметром σ_v ($\gamma = 3$ в (7)) распределение по фазам наблюдения будет

$$p(t) = \frac{2\sigma_v/\sigma_r}{\left(1 + \frac{\sigma_v}{\sigma_r} t\right)^3} \quad (14)$$

3. *Дополнительные наблюдательные данные, противоречащие модели RL.* В работе [9] приводится выборка 15 радиоисточников с односторонними джетами, направленными от ядра галактики к одной из компонент. Если видимость джета есть следствие релятивистского движения, то приближающаяся протяженная компонента будет находиться со стороны джета. Тогда, определяя параметр Q , согласно (2), должно быть $Q > 1$. Однако из 15 радиоисточников 11 имеют $Q < 1$, причем у 9 из них джет идет к компактной, более яркой компоненте. Отсюда делается вывод, что асимметрия радиоисточников связана не с релятивистским разлетом, а с асимметрией внешней среды, окружающей галактику.

В работе [10] для радиоисточников со спектрами, отличными от степенного, по многочастотным данным на одном инструменте (РАТАН-600) сделана оценка лучевой скорости движения протяженных компонент. Так, для Суг А получено $v = 0.03$ с, тогда как скорость, соответствующая наблюдаемому параметру Q , должна быть $\bar{v} = 0.15$ с; для Сеп А — $v = 0.033$ с, а в соответствии с Q должно быть $v = 0.22$ с.

В работе [11] получен оптический спектр диффузного объекта, совпадающего с южной компонентой радиогалактики ЗС 33 (подробные VLA данные см. в [12]). Эта галактика входит в выборку [2], является классической двойной типа FR II, $P_{178} = 6.7 \cdot 10^{25}$ Вт/Гц стер, $l = 300$ кпс, $Q = 1.25$, что соответствует $\bar{v} = 0.21$ с. По деталям на спектре, отождествленным с линиями He II 4686, H β , [O III] 5007+4959, была измерена лучевая скорость этого объекта относительно центральной галактики $\Delta v = -3300 \pm \pm 600$ км/с. Предполагая, что кинематика оптически излучающего газа связана с кинематикой протяженной радиокомпоненты, мы приходим к выводу, что противоречие с моделью RL состоит не только в величине, но и в знаке скорости. Так как южная «голова» расположена ближе к оптической галактике, то в рамках модели RL она должна удаляться от наблюдателя, тогда как из наблюдений следует обратное.

В работе [13] получен оптический спектр оптических деталей, совпадающих с радиодетальями галактики ЗС 277.3 (Coma A), которая является FR II, $P_{178} = 3 \cdot 10^{25}$ Вт/Гц стер, $Q = 1.42$, что соответствует $\bar{v} = 0.3$ с.

По многим линиям, уверенно отождествляемым в спектре, определено распределение скоростей излучающего газа. Так для A -компоненты $v \approx -200$ км/с, а для D -компоненты $v \approx +200$ км/с. Здесь так же, как и в случае 3С 33, движущаяся на наблюдателя компонента расположена ближе к ядру галактики, чем удаляющаяся.

4. *Дискуссия и основные выводы.* Проведенный анализ выборки радиогалактик с горячими пятнами в обеих компонентах показывает, что объяснение параметра асимметрии Q , в рамках модели RL, как результата релятивистских эффектов запаздывания, противоречит распределению этих радиогалактик по проекциям линейных размеров l ; в предположении фиксированного времени жизни радиоисточников.

Некоторым видоизменением модели RL является модель мощных радиогалактик Блэндфорда, Риса [14], в которой выбрасываются в противоположных направлениях не два изолированных облака, а две струи. Горячие пятна здесь связываются с областями преобразования направленного потока энергии в хаотическую энергию частиц. В рамках этой модели скорость горячих пятен не связана непосредственно со скоростью движения вещества внутри струи, которая может быть и релятивистской. Из приведенного анализа следует, что модель [14] может быть согласована с наблюдениями, если скорость движения горячих пятен имеет величину $v \leq 0.03 c$, тогда максимально возможное значение релятивистского параметра $Q_{max} < 1.06$, а наблюдаемое экспоненциальное распределение параметра Q со средним $\bar{Q} = 1.35$ обусловлено различиями как в начальных условиях выбросов, так и в окружающей радиоисточник среде.

Основные выводы:

1) Распределения вероятностей основных кинематических параметров радиогалактик описываются простыми аналитическими выражениями (гамма-распределение (7) с $\gamma = 2$ и 3 и распределение (9)), которые дают возможность определять из наблюдений характерную скорость разлета компонент в предположении фиксированного времени жизни радиоисточников.

2) Применение предложенного метода к анализу выборки радиогалактик из [2] показало, что скорость движения горячих пятен в «головах» мощных радиогалактик имеет характерную величину $v \leq 9000$ км/с, при этом параметры асимметрии R и Q обусловлены различиями в начальных условиях выбросов и различиями в параметрах окружающей межгалактической среды.

3) Важным параметром выборки радиоисточников является максимальный наблюдаемый размер l_{max}^* , так как от него зависит величина ха-

ракторной скорости движения компонент U и характерное время жизни источников T .

В заключение автор выражает благодарность В. Г. Горбачкову за полезные замечания по данной работе.

Ленинградский государственный
университет

KINEMATICAL MODELS OF POWERFUL RADIO GALAXIES AND STATISTICS OF EXTENDED COMPONENTS

Yu. V. BARYSHEV

Statistical analysis of the sample of double radio galaxies from the paper of Longair and Riley [2] is made. It is shown that the ratio of separations $Q = \theta_1/\theta_2$ of the components from the nucleus do not depend on the projection of linear sizes of radio galaxies. This means that for the Ryle and Longair model [1] there are no evolution of separation velocities. The method of determination of probability distribution of separation velocities is suggested using the probability distribution of the linear size projections. The observed distribution of linear size projections of the sample [2] does not agree with the Ryle and Longair model prediction from Q distribution but agrees with Blandford and Rees model if the mean separation velocity of hot-spots is less than 0.03 c.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Ryle, M. S. Longair, M. N. RAS, 136, 123, 1967.
2. M. S. Longair, J. M. Riley, M. N. RAS, 188, 625, 1979.
3. D. G. Bannhatti, Astron. Astrophys., 84, 112, 1980.
4. J. Katgert-Merkelijn, C. Lari, L. Padrielli, Astron. Astrophys., Supl. ser., 40, 91, 1980.
5. G. Swarup, D. G. Bannhatti, M. N., RAS, 194, 1025, 1981.
6. C. D. Mackay, M. N. RAS, 162, 1, 1973.
7. B. L. Fanaroff, J. M. Riley, M. N. RAS, 167, 31P, 1974.
8. C. J. Jenkins, G. G. Pooley, J. M. Riley, Mem. RAS, 84, 61, 1977.
9. D. Satkta, M. N. RAS, 197, 11P, 1981.
10. Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева, Письма АЖ, 6, 67, 1980.
11. S. M. Simkin, Ap. J., 222, L55, 1978.
12. L. Rudnick, W. C. Saslaw, P. Crane, J. A. Tyson, Ap. J., 246, 647, 1981.
13. G. K. Miley, T. M. Heckman, H. R. Buther, W. J. Breugel, Ap. J., 247, L5, 1981.
14. R. D. Blandford, M. J. Rees, M. N. RAS, 169, 395, 1974.