

УДК: 524.7—77

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ
ПРОТЯЖЕННЫХ КОМПОНЕНТОВ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ
РАДИОИСТОЧНИКОВ ТИПА FR-I

С .С. КОМИССАРОВ

Поступила 25 июня 1987

Принята к печати 20 декабря 1987

Обсуждаются вопросы теории формирования протяженных компонентов радиационного излучения внегалактических радиисточников. Показывается, что в рамках единого газодинамического подхода, основанного на представлении о струйном истечении из ядер активных галактик, можно объяснить качественно различные структуры источников разной мощности. Предполагается, что особенности морфологии радиогалактик низкой радиосветимости (типа FR-I) обусловлены турбулизацией их струйных течений. Приводятся уравнения Рейнольдса для стационарной трансзвуковой турбулентной струи, которые замкнуты в рамках феноменологической теории длины смещения Прандтля.

1. *Введение.* Значительный прогресс в развитии инструментальной базы радиоастрономии, связанный с созданием таких систем апертурного синтеза, как VLA и MERLIN, а также совершенствованием РСДБ-методов, привел к тому, что в понимании физики внегалактических радиисточников произошли существенные изменения. Полученные с помощью этих инструментов данные о тонкой структуре радиогалактик и квазаров показали несостоятельность наиболее популярных ранее представлений о формировании областей радиоионизации. Такие интенсивно развиваемые в последние годы модели, как магнитосферная [1], плазмонидная [2] или модель компактных тел [3] уже сейчас представляют, по-видимому, только исторический интерес, поскольку выявились принципиальные трудности согласования их с наблюдениями. Хорошие обзоры этих моделей можно найти в работах [4, 5].

Пожалуй, самым важным достижением современной внегалактической радиоастрономии является выяснение того факта, что «струйные выбросы» — узкие образования, связывающие радиоядро с внешними протяженными компонентами, являются типичными элементами структуры радиисточников. С одной стороны, это еще один очень сильный аргумент в пользу концепции Амбарцумяна о том, что феномен мощного радиосточ-

ника является одним из проявлений активности ядра галактики, с другой стороны,— решающее свидетельство в пользу того, что передача энергии из ядра галактики в протяженные радиокомпоненты осуществляется непрерывным образом и их мощное радиоизлучение обусловлено текущей активностью ядра. Согласно современной точке зрения «струйные выбросы» — это каналы, по которым энергия передается из ядра в удаленные от него на сотни килопарсек области радиоизлучения. В рамках такого подхода главными вопросами в теории внегалактических радиоисточников являются вопросы о том, в какой форме происходит передача энергии по этим каналам (т. е. какова физика струйных выбросов?) и как они формируются ядром галактики? Очевидно, что, не ответив на первый из них, нельзя ответить и на второй, поэтому следует считать вопрос о физике струйных выбросов на сегодняшний день основным. Несмотря на успехи современной радиоастрономии представляется, что уверенно ответить на этот вопрос довольно сложно, поскольку нынешние инструменты и методы поставляют обильную информацию лишь о структуре струйных выбросов (протяженных компонентов). Более-менее определенные данные можно получать о магнитных полях и релятивистских электронах, собственно и генерирующих синхротронное излучение, но и здесь при их обработке приходится пользоваться гипотезой равномерного распределения, что позволяет определить лишь нижнюю границу для энергии, которая заключена в этих компонентах. (Соответственно, можно сделать вывод о том, что требования, которые сегодня наблюдения предъявляют теории, состоят в основном в непротиворечивом описании структуры источников, спектра их синхротронного излучения и энергетики).

Самой популярной сейчас моделью переноса энергии в струйных выбросах является газодинамическая модель, наиболее четко впервые сформулированная в работе Блэндфорда и Риса 1974 г. [6]. В ней предполагается, что струйный выброс представляет собой сверхзвуковое газодинамическое течение, и перенос энергии из ядра в протяженные компоненты осуществляется в форме кинетической энергии этого течения. При условии устойчивости и незначительной внутренней диссипации такой механизм позволяет, практически без потерь, переносить энергию на очень большие расстояния, характерные для радиогалактик и квазаров. Газодинамика предсказывает, что при распространении сверхзвуковой струи во внешнем, более холодном газе в ее головной части (со временем удаляющейся от ядра) формируется система сильных ударных волн, включающая лидирующую изогнутую ударную волну во внешнем газе и диск Маха собственно в теле струи (рис. 1а; [6—8]). Распределение градиентов давления в этой области приводит к тому, что линии тока, разогретого на ударном фронте газа струи, отклоняются сначала в направлении поперек струи, а затем в направлении родительской галактики. Расширяющееся обратное

течение формирует «кокон», окружающий истекающую из ядра галактики струю и окруженный, в свою очередь, оболочкой из разогретого на лидирующем ударном фронте межгалактического газа. Привлекая процессы усиления магнитного поля и ускорения релятивистских частиц на фронтах ударных волн, можно изящно интерпретировать основные особенности структуры мощных внегалактических источников радиоизлучения. «Горячее пятно» естественно связать с диском Маха, в области которого проис-

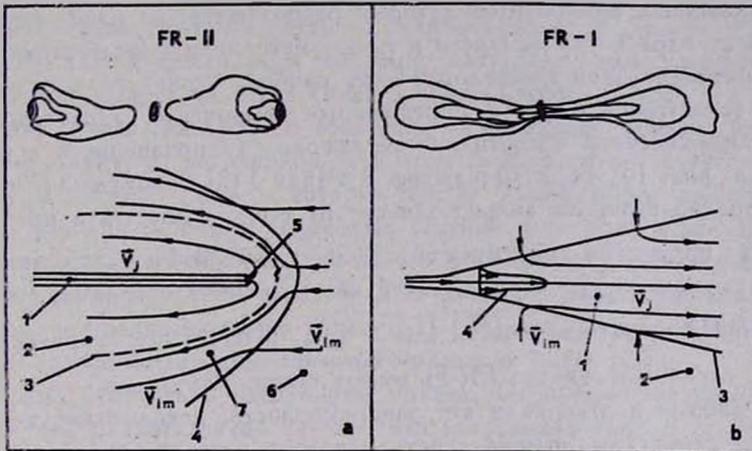


Рис. 1. Формирование протяженных компонентов радиосточников различных типов по классификации Фанароффа—Райли в рамках газодинамической модели: а) Радиосточник типа FR-II и схема формирования его протяженных компонентов при взаимодействии сверхзвуковой ламинарной струи с внешним газом. 1—сверхзвуковая струя, 2—область обратного течения (кокон; lobe), 3—поверхность контактного разрыва, разделяющая газ кокона и разогретый на ударном фронте межгалактический газ—7, 4—изогнутая ударная волна в межгалактическом газе, 5—рабочая поверхность (ударный фронт на конце струи); область диссипации кинетической энергии струи, 6—невозмущенный межгалактический газ. б) Радиосточник типа FR-I и схема формирования его протяженных компонентов при «вязком» взаимодействии турбулентной струи с внешним газом. 1—турбулентная струя; в каждой ее точке происходит диссипация кинетической энергии, 2—втекающий в струю внешний газ, 3—граница турбулентной струи; ее расширение определяется в основном вязкими напряжениями, 4—профиль V_z —компонента скорости турбулентной струи, — линии тока газа.

ходит переработка кинетической энергии течения в энергию магнитного поля, синхротронных и тепловых частиц. Протяженные компоненты (lobes) — с коконами, в которые релятивистские электроны и магнитные поля сносятся из горячего пятна конвективным образом, что сопровождается адиабатическим понижением поверхностной яркости. Крестообразные структуры протяженных компонентов ряда мощных источников [9] легко объяснить взаимодействием обратных течений коконов с газом га-

лактики и между собой. Наконец, струйные выбросы, соединяющие ядра и горячие пятна мощных источников (например, [10, 11]), отождествляются собственно со струями. Возможность газодинамической интерпретации этих и многих других структурных особенностей внегалактических радиосточников, облегчение проблем, связанных с их огромным энерговыделением, и объясняют популярность газодинамической модели среди астрофизиков (хороший обзор по этим и другим вопросам дан в работе [12]).

Однако, кроме источников с горячими пятнами, наиболее яркие области протяженных компонентов которых расположены на наибольших расстояниях от ядра («уярчающиеся к краю» источники), существуют источники качественно иной морфологии — их наиболее яркие области расположены в окрестности ядра, а протяженные компоненты характеризуются спадом поверхностной яркости к периферии («уярчающиеся к центру» источники; рис. 1b; [4]). Фонарофф и Райли [13] обнаружили, что морфология радиосточника сильно зависит от его светимости, а именно, существует пороговая светимость $L_{176\text{MG}} \approx 10^{26} \text{ Вт Гц}^{-1}$, разделяющая объекты различной структуры. Почти все источники с горячими пятнами (класс FR-II) имеют светимость $L_{176} > L_{176}^*$ и почти все «уярчающиеся к центру» источники (класс FR-I) имеют светимость $L_{176} < L_{176}^*$. Последующие работы подтвердили эту закономерность, показывающую, что за различием структуры должно стоять различие физики источников. Более того, исследования функции светимости радиогалактик (распределение радиогалактик по светимости) показали, что в окрестности L^* она терпит излом, становясь более крутой для мощных радиосточников [14]. Эти и другие данные показывают, что модель Блэндфорда и Риса не описывает все разнообразие наблюдаемых структур, и требуется дальнейшее развитие основ теории внегалактических радиосточников.

Довольно естественно предположить, что радиогалактики класса FR-I могут образовываться в результате эволюции радиогалактик класса FR-II, связанной с выключением формирующей струю «центральной машины». Тем не менее, такое простое объяснение не соответствует наблюдаемой редкости мощных источников без горячих пятен [15]. Более того, тот факт, что практически у всех исследованных на VLA радиогалактик класса FR-I обнаружены струйные выбросы и компактные центральные источники [16], говорит скорее об обратном, о продолжающейся поставке энергии из активного ядра в протяженные компоненты. Тот же вывод можно сделать, анализируя свойства «хвостатых» радиогалактик, которые выделяются среди других объектов класса FR-I лишь деформацией протяженных компонентов, обусловленной быстрым движением родительской галактики через плотную межгалактическую среду скопления галактик [4, 12]. В качестве аргумента против эволюционной модели можно выдвинуть и

отсутствие у FR-I источников крестообразных структур, свойственных протяженным компонентам источников класса FR-II [9].

Альтернативная модель формирования FR-I-структур, использующая особенности распространения турбулентных струй, была независимо предложена в работах [17, 18] (в известных работах [6, 7] рассматривались ламинарные сверхзвуковые струи и объяснялись FR-II-структуры). Надо отметить, что газодинамическая турбулентность и ранее привлекалась при теоретическом исследовании радиогалактик, например, в работе [19] для анализа влияния турбулентности на релятивистские РСДБ-струи или в работе [20] для осуществления генерации магнитного поля непосредственно в радиоизлучающих областях (вместо конвективного выноса его из ядра). В данном случае речь идет о возможности описания общей крупномасштабной структуры источников, и в этом смысле представляется, что модель турбулентной струи, о которой пойдет дальше речь, довершает применение газодинамических струйных течений в теории внегалактических радиоисточников. Необходимость такого дополнения обусловлена тем, что радиогалактики типа FR-I представляют собой более многочисленный класс объектов, чем радиогалактики типа FR-II [14], и поэтому описание их морфологии на основе газодинамической модели не менее важно.

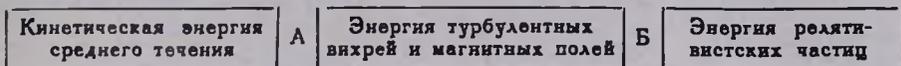
Нужно отметить и следующий момент. Параметры газодинамических моделей для радиогалактик таковы, что нарушается известное условие их применимости $l_k \ll L$ (где l_k — средний свободный пробег на кулоновских столкновениях, а L — характерный масштаб системы), которое используется для вывода уравнений газодинамики из кинетической теории. Широко распространено мнение, что вследствие коллективных процессов в плазме роль среднего свободного пробега может играть ларморовский радиус a (удовлетворяющий в нашем случае соотношению $a \ll L$ [21]), хотя строго доказать это еще не удалось. Тем важнее показать, что газодинамический подход может успешно объяснять все многообразие наблюдаемых структур радиоисточников.

Формулируя модель турбулентной струи для протяженных компонентов радиоисточников типа FR-I, мы не будем рассматривать вопрос о механизме формирования струй в активных ядрах родительских галактик. Представляется весьма вероятным, что из-за отсутствия подробной наблюдательной информации о «центральных машинах» активных ядер он еще долгое время будет оставаться открытым, хотя многочисленные теоретические работы, выполненные на сегодняшний день, показывают что формирование струйных выбросов, по-видимому, можно объяснить, не выходя за рамки современной физики [12]. Исследуя различия крупномасштабных структур источников различных типов, мы будем рассматривать струйное истечение из ядра галактики наблюдаемым фактом и исследовать эффекты дальнейшего распространения струи.

2. *Модель турбулентной струи.* Основой для построения этой модели послужили лабораторные исследования турбулентных газовых струй: их результаты изложены в большом числе монографий (например, [22, 23]), так как имеют большое прикладное значение. Краткая сводка свойств турбулентных струй такова. Турбулизация струй происходит, если число Рейнольдса превышает некоторое критическое значение $Re \approx 10^3 + \div 10^4$. При выполнении этого требования на границе струи возникает турбулентный слой, который расширяется в область внешней среды и внутрь потенциального ядра течения, приводя в результате к его полной турбулизации. Турбулентное смешение на границе, сопровождающееся диффузионным переносом импульса и тепла, приводит к тому, что и в дальнейшем происходит уширение струи, темп которого зависит от числа Маха течения. Кроме того, инициируется ламинарное течение во внешней среде, которое приводит к затягиванию ее вещества в струю конвективным образом. Диффузионные члены обеспечивают гладкость профилей скорости, плотности, температуры и концентрации примеси поперек струи; давление при этом практически не меняется. Следствием увлечения вещества внешней среды и диссипации кинетической энергии является постепенное уменьшение скорости вдоль оси струи. Турбулентная теплопроводность приводит к постепенному выравниванию температур (плотностей) струи и внешней среды. Кроме того, вдоль оси уменьшается число Маха и, если течение первоначально было сверхзвуковым, происходит переход через скорость звука. Поток кинетической энергии вдоль оси струи монотонно уменьшается (вследствие диссипации), поток импульса сохраняется, а поток массы растет (вследствие увлечения вещества внешней среды).

На основании этих данных модель турбулентной струи для радиогалактик класса FR-I (рис. 1b) предполагает, что и «струйный выброс», и протяженный компонент, расположенные по одну сторону от ядра родительской галактики, представляют собой единое прямое струйное течение, увеличение поперечного размера которого обусловлено не адиабатическим расширением в области меньшего давления [6], а турбулентным перемешиванием. (Так получает объяснение значительно более быстрый темп бокового расширения струйных выбросов в FR-I—по сравнению с FR-II-источниками [24]). На конце подобной широкой струи уже, естественно, не может образоваться такая компактная деталь, как горячее пятно; полные потоки импульса и энергии распределены по значительно большей площади сечения, чем в струе FR-II-источника. В случае же перехода течения в дозвуковой режим предотвращается образование на конце струи сколь-либо заметного уярчения, связанного с процессами на фронте ударной волны, которого в данном случае просто не возникает. Нужно заметить, что в модели турбулентной струи также предполагается, что перенос энергии из ядра галактики в протяженные компоненты осуществляется в:

виде кинетической энергии газодинамического течения. Но если в модели ламинарной струи [6] преобразование этой энергии в энергию релятивистских частиц и магнитных полей осуществляется в ограниченной области «горячего пятна», то в модели турбулентной струи этот процесс происходит на любом ее участке по следующей цепочке:



Хотя большинство астрофизиков убеждено, что такие процессы имеют место для внегалактических радионисточников, детальная физика перехода «Б» (промежуточные формы энергии?) неясна. Одно из предположений состоит, например, в том, что вихри газодинамической (крупномасштабной) турбулентности генерируют механизмом Лайтхилла гидромагнитные волны, которые ускоряют релятивистские частицы в ходе резонансных взаимодействий [25]. Большая поверхностная яркость областей, расположенных ближе к ядру родительской галактики, обусловлена в этом случае более интенсивной диссипацией кинетической энергии, связанной с большими градиентами средней скорости течения в этой области.

Дополнительным механизмом диссипации (и, следовательно, ускорения частиц) на начальных участках струй ($z \lesssim 25$ кпк) может быть диссипация на ударных волнах, которые связывают с наблюдаемыми в этих областях «узлами» повышенной яркости и которые могут возникать в сверхзвуковых течениях в силу разнообразных причин [7, 12, 26, 27]. Аргументами в пользу ускорения частиц и усиления магнитного поля непосредственно в теле струйных выбросов могут служить гораздо более медленный спад их поверхностной яркости, по сравнению с тем, что требуют адиабатические модели [16], и слишком большие значения напряженности магнитного поля по сравнению с тем, что следует ожидать, если они просто выносятся из окрестности «центральной машины» [12, 20]. Кроме этих процессов, более медленному спаду поверхностной яркости также способствует осевое сжатие струи, связанное с ее замедлением [28]. Существуют наблюдательные данные, требующие ускорения частиц и в протяженных компонентах некоторых радионисточников [29—31].

3. Уравнения распространения турбулентных струй. Анализ наблюдательных данных о струйных выбросах в источниках типа FR-I показывает, что они должны иметь скорости $v \ll c$ [16, 12], и поэтому применим аппарат классической газодинамики. Обычная процедура получения уравнений Рейнольдса [22] для стационарных осесимметричных, незакрученных, сжимаемых турбулентных струй приводит к уравнениям вида:

$$\begin{aligned} \rho v_r^* &= \rho v_r - D_r \frac{\partial \rho}{\partial r}, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r^*) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho v_z) &= 0, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\rho v_r^* v_z - E \rho \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z^2) &= \rho F_z - \frac{\partial P}{\partial z}, \\ \frac{\partial P}{\partial r} &= 0, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left[\rho v_r^* \left(\frac{v_z^2}{2} + c_p T \right) - E \rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial r} - D_r c_p \rho \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \rho v_z \left(\frac{v_z^2}{2} + c_p T \right) = \rho v_z F_z. \end{aligned} \quad (1)$$

где D_r , D_T и E — соответственно коэффициенты турбулентного переноса массы, тепла и импульса, F_z — компонент силы тяжести вдоль оси струи, v_r^* — эффективная поперечная скорость, отражающая совместное действие конвективного и турбулентного переноса массы.

Вне струи $D_r \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0$ и, следовательно, $v_r^* = v_r$. В рамках модели турбулентности Прандля [22, 23], которая неплохо описывает лабораторные течения и содержит небольшое число параметров, определяемых из опыта

$$E = l^2 \left| \frac{\partial v_z}{\partial r} \right|, \quad D_r = E/Sc, \quad D_T = E/Pr, \quad l = \beta R_j, \quad (2)$$

где Sc и Pr — константы, l и R_j — соответственно длина перемешивания (размер вихря) и радиус струи. Согласно работе [32]

$$\beta = \alpha \times \begin{cases} 0.09, & M_j^c < 1.2, \\ 0.09 - (M_j^c - 1.2)^{1/2}/42, & 1.2 \leq M_j^c \leq 3.6, \\ 0.053, & 3.6 < M_j^c \leq 4.8, \end{cases} \quad (3)$$

где M_j^c — число Маха на оси струи, а $\alpha = 1$, но мы будем использовать α как параметр. Так как от Sc зависит только v_r внутри струи, то в уравнениях (1) фактически только два параметра, α и Pr . При анализе распространения турбулентных струй в неоднородных атмосферах, помимо обычных условий применимости системы (1), возникает также условие «теплового удержания». В случае ламинарных струй оно имеет вид [32]: $l_j \ll l_a$,

где l_a — характерный масштаб изменения внешнего давления, а $l_j = = R_j M_j$ — расстояние, которое проходит струя, прежде чем ее внутренние области отреагируют на изменение внешнего давления. В противном случае струя переходит в режим свободного распространения или в режим повторного удержания после разогрева ударными волнами. В случае турбулентных струй

$$l_j = \int_0^{R_j} M_j(r) dr. \quad (4)$$

Из системы (1) нетрудно получить уравнение для кинетической энергии среднего течения:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\rho v_r \frac{v_z^2}{2} - E \rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(v_z \rho \frac{v_z^2}{2} \right) = \\ = \rho v_z F_z - v_z^{(*)} \frac{\partial p}{\partial z} - \rho E^{(**)} \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где символами (*) и (**) указаны соответственно работа сил давления и диссипативный член.

Граничные условия в задаче имеют вид

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial v_z}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \rho}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad v_r \Big|_{r=0} = 0, \\ v_r \Big|_{r=r_0} = u_e(z), \quad \rho \Big|_{r=r_0} = \rho_e(z), \quad P \Big|_{r=r_0} = P_e(z), \\ v_z \Big|_{z=z_0} = u(r), \quad \rho \Big|_{z=z_0} = d(r), \end{aligned} \quad (6)$$

где u_e , ρ_e , P_e — функции, описывающие поведение внешней среды, а u и d — профили z -компонента скорости и плотности в начальном сечении.

4. **Заключение.** Наличие двух типов радиоисточников качественно различной структуры, которое нашло отражение в классификации Фонароффа—Райли, со всей очевидностью требует развития газодинамической модели Блэндфорда и Риса [6], успешно описывающей морфологические особенности мощных радиоисточников типа FR-II. На наш взгляд, наиболее естественный путь такого развития связан с учетом роли турбулентности, которая, как показывают лабораторные эксперименты, сильно изменяет характер течения. Возможность непринужденного качественного объяснения основных особенностей FR-I-источников, сохраняя ключевое положение о переносе энергии из ядра активной галактики в протяженные компоненты

в виде кинетической энергии струйного течения [6], представляет очевидное преимущество модели турбулентной струи перед другими возможными моделями.

Сложность системы уравнений Рейнольдса определяет два возможных пути количественного решения задачи о распространении турбулентной струи в неоднородной внешней среде с учетом силы плавучести. Проще всего использовать интегральный метод [23, 17], который позволяет относительно легко оценить поведение осевых значений газодинамических параметров струй и их интегральных характеристик. Недостатком этого метода является необходимость априорного задания поведения ряда характеристик течения.

Другой путь состоит в численном решении системы дифференциальных уравнений (1). Недостаток этого метода связан с феноменологическим характером теории анизотропной турбулентности, требующим контроля степени ее применимости. Описание численного метода и результаты численных расчетов распространения турбулентных струй во внешних атмосферах различных типов будут изложены в последующих работах.

Физический институт

им. П. Н. Лебедева АН СССР

THE HYDRODYNAMIC MODEL OF RADIOLOBE FORMATION IN FR-I-TYPE EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES

S. S. KOMISSAROV

The theoretical problems of the radiolobe formation in extragalactic radio sources are discussed. It is shown that the differences in the radiolobe morphology of the sources with high and low radio luminosities can be explained in the model of jet-like flows from active galactic nuclei. It is supposed that peculiarities of low luminosity radiogalaxies (FR-I-type) are connected with their jet turbulization. Reynolds equations for the stationary transsonic turbulent jet closed on the base of Prandtl mixing length model are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. *W. J. Jaffe, G. C. Perola, Astron. and Astrophys.*, 26, 423, 1973.
2. *D. S. De Young, W. I. Axford, Nature*, 216, 129, 1967.
3. *G. R. Burbidge, Nature*, 216, 1287, 1967.
4. *G. Miloy, Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 18, 165, 1980.
5. *D. S. De Young, Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 14, 447, 1976.
6. *R. D. Blandford, M. J. Rees, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 169, 395, 1977.

7. *M. N. Norman, L. Smarr, K.-H. A. Winkler, M. P. Smith*, *Astron. and Astrophys.*, 113, 285, 1982.
8. *M. D. Smith, M. L. Norman, K.-H. A. Winkler, L. Smarr*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 214, 67, 1985.
9. *J. P. Leahy, A. G. Williams*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 210, 929, 1984.
10. *R. Linfield, R. Perley*, *Astrophys. J.*, 279, 60, 1984.
11. *R. Perley, J. W. Dreher, J. J. Cowan*, *Astrophys. J.*, 285, L 35, 1984.
12. *M. C. Begelman, R. D. Blandford, M. J. Rees*, *Rev. Mod. Phys.*, 56, 1, 1984.
13. *B. L. Fanaroff, J. M. Riley*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 167, 31, 1984.
14. *C. Auremma, G. C. Perola, R. Ekers, R. Fanti, W. I. Jaffe, M. U. Ulrich*, *Astron. and Astrophys.*, 57, 41, 1977.
15. *I. Baldwin*, In "Extragalactic Radio Sources", IAU Symp. No 97, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Reidel, Dordrecht, Holland, 1980, p. 21.
16. *A. H. Bridle, R. A. Perley*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 22, 319, 1984.
17. *G. V. Bicknell*, *Astrophys. J.*, 286, 68, 1984.
18. *С. С. Комиссаров*, *Физ. вст-т АН СССР, Препр.*, 263, 1985.
19. *F. D. Kahn*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 202, 553, 1983.
20. *D. S. De Young*, *Astrophys. J.*, 241, 81, 1980.
21. *R. D. Blandford*, *Astron. J.*, 88, 245, 1983.
22. *И. О. Хинце*, *Турбулентность, Физматгиз, М.*, 1963.
23. *Г. И. Абрамович*, *Теория турбулентных струй, Физматгиз, М.*, 1960.
24. *G. V. Bicknell*, *Proc. ASA*, 6(2), 130, 1985.
25. *J. Eilek, R. N. Henriksen*, *Astrophys. J.*, 277, 820, 1984.
26. *M. J. Rees*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 184, 61, 1978.
27. *R. D. Blandford, A. Konigl*, *Astrophys. Lett.*, 20, 15, 1979.
28. *R. Fanti, C. Lari, P. Parma, A. H. Bridle, R. D. Ekers, E. B. Fomalont*, *Astron. and Astrophys.*, 110, 69, 1982.
29. *C. J. Jenktns, P. A. G. Scheuer*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 174, 327, 1976.
30. *J. O. Burns, F. N. Owen, L. Rudnick*, *Astrophys. J.*, 84, 11, 1978.
31. *A. Simon*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 188, 637, 1979.
32. *M. J. Wilson, S. A. G. Falle*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 216, 971, 1985.
33. *В. Е. Козлов, В.А. Сабельникова*, *Изв. АН СССР, МЖГ*, 2, 132, 1982.