

523.85

ВИДИМЫЕ СВЕРХСВЕТОВЫЕ СКОРОСТИ РАЗЛЕТА КОМПОНЕНТ ВО ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ

Л. И. Матвеенко

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	463
2. Метод сверхдалльней радиоинтерферометрии	468
3. Радиоинтерферометры со сверхдлинными базами	471
4. Структура компактных внегалактических источников	473
5. Обсуждение результатов	493
Цитированная литература	497

1. ВВЕДЕНИЕ

Последнее десятилетие ознаменовалось сенсационным открытием — в ряде радиоисточников были обнаружены движения компонент со скоростью, превышающей скорость света. Что же это за объекты и какова их природа?

Радиоастрономы изучали спектры радиоисточников и по мере освоения коротких сантиметровых, а затем и миллиметровых волн обратили внимание на то, что ряд из них имеют не обычные степенные спектры типа $F \sim v^\alpha$, где F — плотность потока радиоизлучения, v — частота и α — спектральный индекс, а содержат высокочастотные избытки. На рис. 1 показаны степенной спектр гигантской эллиптической галактики Дева А и спектры с высокочастотными избыtkами — квазара ЗС 273 и сейфертовой галактики ЗС 84^{1,2}.

С повышением точности измерений координат радиоисточников объекты с пекулярными спектрами удалось отождествить со слабыми звездами. Считалось, что эти звезды принадлежат нашей Галактике, и поэтому источники с высокочастотными избыtkами в спектрах не являются каким-то новым классом объектов. Первыми на фотопластинках, полученных на обсерватории Маунт-Вилсон и Маунт-Паломар, были отождествлены радиоисточники ЗС 84, ЗС 147, ЗС 196, ЗС 273 и ЗС 286³. Обозначения соответствуют третьему камбриджскому каталогу. Это были первые после Солнца звезды, радиоизлучение которых удалось обнаружить. Однако дальнейшие исследования показали, что это далеко не обычные звезды, а объекты особого класса — квазизвездные объекты или квазары. Спектральные линии квазаров долгое время не могли отождествить с линиями известных элементов. Как оказалось впоследствии, это было связано с их большим красным смещением, достигающим нескольких десятков процентов. Так, наблюдаемые яркие эмиссионные линии в спектре квазара ЗС 273 могли быть отождествлены с бальмеровской серией водорода лишь в предположении, что они смешены в красную сторону на 16%. Если это смещение

вызвано космологическим расстоянием до объектов, то отсюда следует, что квазары удалены на расстояния, достигающие нескольких миллиардов световых лет. Но в этом случае они должны излучать необычайно большую мощность $\sim 10^{46}$ эрг/с. Излучение источника длится $\sim 10\ 000$ лет, и общая энергия, выделяемая в квазаре, будет $\sim 10^{56}$ эрг. Для сравнения можно сказать, что ядерная энергия, выделяющаяся при полном превращении в гелий массы водорода, равной массе Солнца, составляет только $\sim 10^{52}$ эрг;

при этом процесс превращения водорода в гелий длился бы $\sim 10^{10}$ лет³.

Как было установлено В. Л. Гинзбургом и И. С. Шкловским, излучение большинства космических источников определяется синхротронным механизмом — излучением релятивистских электронов, движущихся в магнитном поле. В частности, это нашло блестящее подтверждение в поляризации радиоизлучения источников.

Чем больше энергия электрона E , тем более высокие частоты он излучает, $v \sim \sim H \perp E^2$, но тем быстрее он теряет свою энергию: $t \sim \sim E^{-2} H^{-5/2}$. Таким образом, высокочастотные избытки в спектрах радиоисточников должны быть связаны с источниками электронов высоких энергий, так как время жизни этих электронов существует

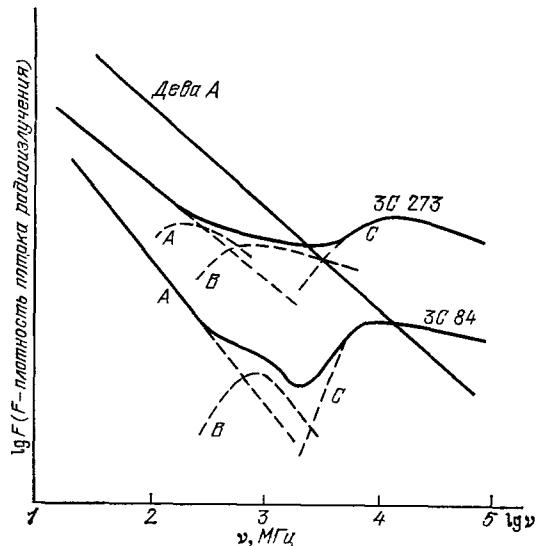


Рис. 1. Спектры источников космического радиоизлучения: гигантской эллиптической галактики Дева A, квазар ЗС 273, и сейфертовской галактики, радиоисточник ЗС 84.

Штриховой линией показаны отдельные спектральные компоненты².

венно меньше времени жизни объекта. Связь высокочастотного избытка излучения с источником электронов и малое время их жизни предполагают компактность области этого излучения, а учитывая огромные расстояния до объектов, и ее необычайно малые угловые размеры.

Дальнейшие теоретические исследования синхротронного механизма радиоизлучения^{4,5} показали, что характерные низкочастотные «завалы» высокочастотных избытков определяются поглощением излучения самими релятивистскими электронами (реабсорбцией) и связаны с их угловыми размерами⁶:

$$[\varphi]_c = 1,4 \cdot 10^{-2} F_0^{1/2} v_0^{-5/4} H^{1/4} (1 + z)^{1/4},$$

где F_0 и v_0 — максимальное значение плотности потока радиоизлучения объекта и частота в точке излома спектра, выраженные в 10^{-26} Вт/м² Гц и в ГГц соответственно, H — напряженность магнитного поля в Э и z — красное смещение. Магнитное поле слабо влияет на угловые размеры источника; обычно оно составляет $\leq 10^{-3}$ Гс^{7,9,10}.

Высокочастотные избытки у наиболее сильных радиоисточников имеют $F_0 = 5-20$ Ян (1 Ян = 10^{-26} Вт/м² Гц) и частоту излома $v_0 = 10-40$ ГГц. В этом случае ожидаемые угловые размеры этих источников должны быть $\varphi \leq 1$ мс дуги. Для источников, имеющих изломы в спек-

трах на метровых-декиметровых волнах, угловые размеры должны быть $\varphi = 0'', 1-0'', 01$.

Чтобы ответить на вопрос о природе радиоизлучения квазаров, необходимо было измерить их угловые размеры. Решение этой задачи не под силу даже самым крупным современным оптическим телескопам, не говоря уже о радиотелескопах. Радиоволны в сотни тысяч раз длиннее оптических, и чтобы достичь необходимого углового разрешения, требуется инструмент размером с земной шар. Именно по этой причине даже самые большие радиотелескопы, размеры зеркал которых достигают десятков метров, не превышают углового разрешения невооруженного глаза.

Значительные успехи были достигнуты благодаря развитию метода покрытий. Во время покрытия источника Луной на краю лимба образуется дифракционная картина, вид которой зависит от угловых размеров источника (распределения радиояркости), а время ее появления — от относительного положения Луны и исследуемого объекта^{11,12,85}. Точность определения координат и угловых размеров источников на дециметровых волнах достигает $\sim 1''$. В 1963—1964 гг. происходили несколько раз покрытия одного из наиболее интересных квазаров ЗС 273. Наблюдения проводились на крупных радиотелескопах в Австралии и в Советском Союзе в Центре дальней космической связи в Крыму^{11,13}. Австралийские ученые придавали этим результатам настолько большое значение, что полученные записи скопировали и отправили для надежности разными самолетами для обработки. Эти наблюдения позволили выделить в квазаре две компоненты — ядро (компоненту В) и протяженный выброс (компоненту А). Размер ядра оказался $\leqslant 1''$. Именно ядро и определяло высокочастотный избыток, а выброс имел обычный степенной спектр (см. рис. 1); спектральный индекс последнего $\alpha = 0,65$ ¹³. Последующие оптические исследования подтвердили наличие выброса, расположенного на расстоянии $19'',5$ от ядра и имеющего размер $2'' \times 10''$. Выброс ориентирован под углом 223° , а на месте компоненты В обнаружили звезду $\sim 13^m$ ¹⁴.

Дальнейшее совершенствованиеadioастрономических методов позволило еще больше повысить угловое разрешение. При распространении радиоволн через неоднородную ионизованную среду происходит фокусировка излучения, в результате радиоисточник, подобно звездам в оптике, мерцает. Величина мерцаний зависит от относительных угловых размеров радиоисточника и «линзы». Чем больше угловые размеры источника, тем меньше амплитуда мерцаний. По этой же причине не мерцают планеты, угловые размеры которых значительно больше размеров неоднородностей атмосферы. Межпланетная среда, таким образом, оказалась «инструментом» с высоким угловым разрешением^{22,23,82,84}. Наблюдения мерцаний квазаров подтвердили их малые угловые размеры. На метровых волнах они оказались равными $\sim 0'',1$, а на дециметровых $\leqslant 0'',04$ ¹⁵⁻²¹. Использование межзвездной среды позволило повысить угловое разрешение еще больше, до $10^{-6}-10^{-7}$ с^{16,209}. Таким образом, была установлена связь источников с высокочастотными спектральными избытками и малыми угловыми размерами областей излучения. Теперь необходимо было обнаружить источники частиц высоких энергий.

Процесс инъекции частиц высоких энергий должен быть нестационарным, а следовательно, можно было ожидать, что высокочастотное радиоизлучение объектов должно быть переменно. Впервые переменность радиоизлучения объектов с активными ядрами была обнаружена на сантиметровых волнах от квазаров ЗС 345, ЗС 273 и ряда других источников²⁶⁻²⁷ и детально исследована в работах^{24,25,28-30}. Оказалось, что переменность носит случайный характер и состоит из отдельных всплесков радиоизлучения (рис. 2)^{7,28}. Всплески сначала появляются на коротких, а затем

на более длинных волнах. Величина всплесков при этом уменьшается, а их длительность возрастает. На достаточно высоких частотах (на миллиметровых волнах) момент появления всплеска и его длительность не зависят от длины волны. Всплески могут возникать достаточно часто и накладываться друг на друга, как, например, у объектов ЗС 84, ЗС 273, ЗС 345, либо редко — объект ЗС 120^{31-38,125}.

Характерное время изменения интенсивности излучения квазара составляет примерно месяц, но в отдельных случаях время всплеска не превышает нескольких дней. Столь же быстрые изменения происходят и в оптике^{31,36,37}.

Размеры радиоисточника не могут превосходить длины пути, проходимого излучением за время существования всплеска Δt , т. е. $l \leq c \Delta t$. А это означает, что угловые размеры быстро-переменных источников не превышают $\phi \approx 0''.002-0.02$ мс дуги³⁸.

Излучение объектов с активными ядрами линейно поляризовано, что указывает на его синхротронную природу. Величина поляризации и ее позиционный угол меняются^{31,36,37}.

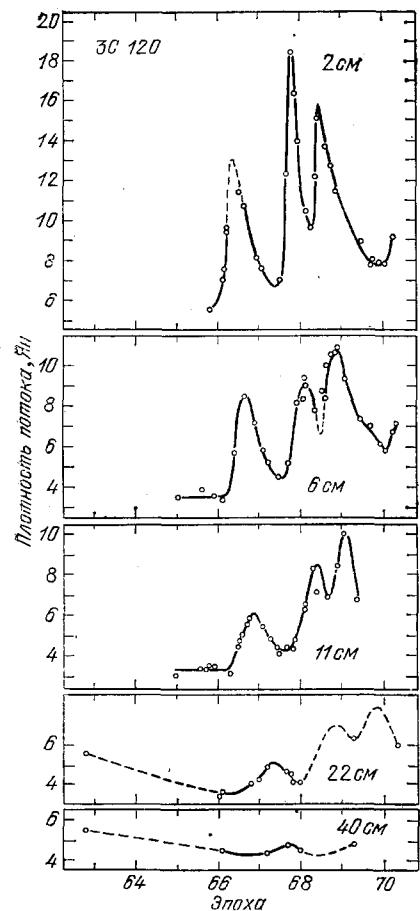
Астрономические объекты с активными ядрами могут быть разделены на квазары, лацертиды, сейфертовские галактики и радиогалактики с активными ядрами. Это деление может быть в ряде случаев несколько условно. Ряд объектов не имеет отождествления в оптике. Возможно, это связано с тем, что данные области закрыты пылью либо их оптическое излучение мало. Явного различия в характере радиопеременности этих объектов не наблюдается, но всплески квазаров и лацертид более интенсивны и достигают $\sim 10^{45}$ эрг/с год, в то время как мощные всплески

Рис. 2. Изменение радиоизлучения сейфертовской галактики ЗС 120 на разных волнах²⁸.

в ядрах радиогалактик существенно меньше, $\sim 10^{42}$ эрг/с год⁷. В последние годы вокруг ряда квазаров были обнаружены протяженные области, отождествляемые с галактиками. То есть такие классические квазары, как ЗС 273, ЗС 48 и ЗС 37, 43, оказываются ядрами галактик^{40,142}. Возможно, и остальные объекты являются галактиками, и их отличие заключается лишь в активности ядер.

Радиоизлучение ядер объектов и отдельных всплесков достаточно хорошо описывается синхротронным механизмом. В частности, наблюдавшее излучение областей всплесков может быть представлено в виде адиабатически расширяющегося облака релятивистских частиц, магнитный поток которого сохраняется. Облака частиц выбрасываются из ядер объектов в результате активных процессов^{7,41-47}.

В адиабатической модели на начальном этапе выброшенное облако имеет большую оптическую толщину $\tau > 1$, и плотность потока его радио-



излучения растет как $F \sim t^3$. Это происходит до тех пор, пока облако не станет оптически тонким, $\tau < 1$. С этого момента поток начинает падать как $F \sim t^{-2\gamma}$, где γ — показатель энергетического спектра электронов. В частном случае, когда распределение электронов по энергиям представляется степенным законом, спектр также носит степенной характер $F \sim v^\alpha$ и спектральный индекс $\alpha = -(\gamma - 1)/2$.

Оптическая толщина облака релятивистских частиц зависит от частоты v , и максимальное значение плотности потока радиоизлучения приходится на частоту $F_{\max} = v^{(7\gamma+3)/(4\gamma+6)}$. На частотах $v < v_{\max}$ оптическая толщина $\tau > 1$, и плотность потока радиоизлучения зависит от частоты как $F \sim v^{2.5}$, а на частотах $v > v_{\max}$ $\tau < 1$ и $F \sim v^\alpha$. По мере расширения облака частота v_{\max} смещается в сторону меньших частот $\sim t^{-(4\alpha+5)/(2\alpha+2.5)}$.

На высоких частотах $v > v_{\max}$ область радиовспышки прозрачна, изменение плотности потока радиоизлучения происходит одновременно на всех частотах и отражает скорость генерации частиц высоких энергий или их «исчезновения» из-за синхротронных потерь и обратного комптоновского рассеяния^{48, 49}. Наблюдаемое излучение будет определяться полным числом частиц, их энергетическим распределением и магнитным полем H . В этой связи наблюдения на высоких частотах наиболее эффективны и позволяют проследить эволюцию нестационарных явлений на раннем этапе развития вспышки.

Наблюдения же на частотах $v < v_{\max}$, где источник имеет $\tau > 1$, позволяют определить напряженность магнитного поля H . В этой части спектра

$$H \approx 0.5 \cdot 10^{20} T_b^{-3} v [\Theta],$$

где v выражено в ГГц и T_b — в градусах Кельвина.

Максимальная яркостная температура оптически толстого источника синхротронного излучения ограничена обратным комптоновским рассеянием^{7, 49}. Для однородного изотропно излучающего источника отношение мощности обратного комптоновского рассеяния L_k к мощности синхротронного излучения L_c равно

$$\frac{L_k}{L_c} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{T_{\max}}{10^{12}} \right)^5 v_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{T_{\max}}{10^{12}} \right)^5 v_0 \right].$$

Как видно из данного выражения, при $T \geq 10^{12}$ К комптоновские потери резко возрастают,

$$\frac{L_k}{L_c} \sim \left(\frac{T_{\max}}{10^{12}} \right)^{10}.$$

Точное значение T_{\max} , соответствующее $L_k/L_c = 1$, зависит от геометрии источника, энергетического распределения электронов и напряженности магнитного поля. Однако T_{\max} не может существенно отличаться от $T_b = 10^{12}$ К на всех длинах волн. Предельное же значение магнитного поля в этом случае $H \approx 10^{-4} v$.

Если компактный источник расширяется с сохранением магнитного потока, то T_{\max} зависит от его радиуса как $T_{\max} \sim r^{-(\gamma-1)(\gamma+4)}$ и в случае степенного распределения электронов по энергиям его спектральный индекс равен $\alpha = -(\gamma - 1)/2$. Для $\gamma = 1$ T_{\max} практически не зависит от r .

Угловые размеры областей вспышек, как это следует из временных изменений, ~ 0.01 мс дуги, а плотность потока радиоизлучения достигает ~ 10 Ян, что соответствует необычайно высокой яркостной температуре $T_b \approx 10^{13}$ К и явно выходит за предельно допустимые значения. Другим, не менее сложным вопросом является проблема огромной энергии ядер и механизм ее трансформации в энергию магнитного поля и релятивистских частиц. Чтобы получить ответ на поставленные вопросы, необходимо было

измерить детальную структуру компактных центральных областей радиоисточников, их ядер, выделить отдельные компоненты и проследить их эволюцию. Первоначально казалось, что данная проблема никогда не будет решена — для ее решения необходим инструмент с угловым разрешением <1 мс дуги. Радиотелескоп с таким разрешением должен иметь глобальные размеры.

Развитие квантовой радиофизики, вычислительной техники и антенных систем создали предпосылки для решения этой проблемы. Была заложена основа нового метода — радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами⁵⁰. Этот метод открыл новую эпоху в астрономии — сделал доступными для исследований компактные космические объекты типа ядер квазаров и радиогалактик, области образования звезд и планетных систем. В настоящее время достигнуто угловое разрешение, предельное в условиях Земли, $\leqslant 100$ мкс дуги^{51, 52, 97, 98}. Но размеры Земли не являются принципиальным пределом и представляют лишь некоторые технические трудности. Состояние современной космической техники уже сегодня позволяет вывести радиотелескоп на орбиту вокруг Земли^{53, 54, 181}.

2. МЕТОД СВЕРХДАЛЬНЕЙ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Метод радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами заключается в приеме сигналов от исследуемого космического объекта (либо любого

другого источника радиосигналов) на далеко разнесенных антенах, их преобразовании до видеополосы и регистрации на магнитофонах. Когерентное преобразование сигналов и синхронизация записей на обоих пунктах наблюдений производится с помощью высокостабильных генераторов атомного типа. Обычно используются стандарты частоты водородного типа либо рубидиевого. Первые более стабильны, $\leqslant 10^{-14}$ за время $\sim 10^3$ с. Записи на магнитных лентах перевозят в вычислительный центр и совместно обрабатывают на специализированных ЭВМ. По данным кросс-корреляционной обработки определяют распределение радиояркости объекта. Таким образом, элементы интерферометра непосредственно не связаны между собой, и расстояние между ними может быть сделано сколь угодно большим (рис. 3).

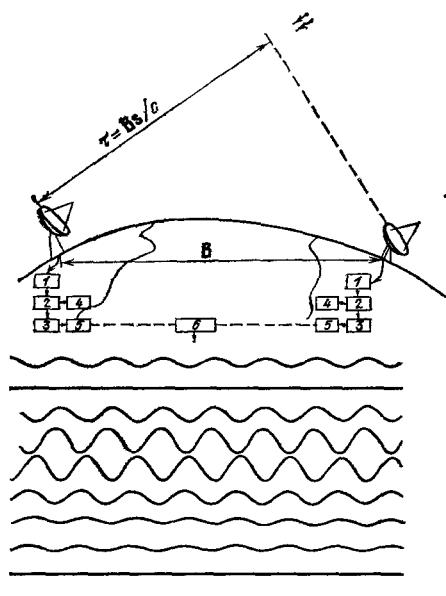


Рис. 3. Радиоинтерферометр со сверхдлинной базой.

1 — усилитель высокой частоты, 2 — преобразователь частоты сигнала, 3 — усилитель видеополосы, 4 — атомный стандарт частоты, 5 — магнитофон. В — база интерферометра. Внизу показаны интерференционные лепестки на дисплее процессора — 6 от квазара ЭС 273 на волне 1,35 см, база Крым-Эффельсберг.

тенн, а расстоянием между ними. От размера антенн зависит только чувствительность интерферометра, и лишь в этом смысле их размеры ограничивают угловое разрешение.

Угловое разрешение интерферометра в отличие от обычного зеркального телескопа (инструмента с заполненной апертурой) определяется не размерами ан-

Радиоинтерферометр со сверхдлинной базой аналогичен интерферометру Майкельсона в оптике. В отличие от радиотелескопа со сплошной апертурой, он регистрирует не яркость той или иной площадки (точки) изображения объекта $T_b(x, y)$, а одну из пространственных гармоник его изображения — фурье-компоненту распределения радиояркости

$$A(u, v) = \int T_b(x, y) \exp \left[-j \cdot 2\pi (ux + vy) \right] dx dy,$$

где x, y — координаты на плоскости небесной сферы, а u и v — пространственные частоты.

Пространственная частота, регистрируемая интерферометром (отклик интерферометра), определяется его базой B , т. е. расстоянием между антеннами, и ее ориентацией. Эти частоты равны

$$u = \frac{B}{\lambda} \cos \delta_B \sin (T_S - T_B),$$

$$v = \frac{B}{\lambda} [\sin \delta_B \cos \delta_S - \cos \delta_B \sin \delta_S \cos (T_S - T_B)],$$

где δ_B, δ_S — склонение и T_B, T_S — часовые углы базы и источника соответственно. Вектор базы описывается на частотной плоскости u, v эллипсом

$$\frac{u^2}{a^2} - \frac{(v - v_0)^2}{b^2} = 1,$$

полусоси которого равны

$$a = \frac{B}{\lambda} \cos \delta_B,$$

$$b = \frac{B}{\lambda} \sin \delta_B \cos \delta_B,$$

а смещение по оси v равно

$$v_0 = \frac{B}{\lambda} \sin \delta_B \cos \delta_B,$$

где B — проекция базы на экваториальную плоскость.

На рис. 4 показаны проекции базы интерферометра Симеиз — Пущино для склонений $\delta = -20^\circ - 60^\circ$ ¹⁵³. Проекции представлены в длинах волн ($\lambda = 1,35$ см). Чертежами отмечены часовые углы. Таким образом, эллипс отражает те частоты, которые могут быть зарегистрированы на данном интерферометре.

Наблюдая источник на разных часовых углах, можно измерить некоторую область гармоник фурье-распределения яркости исследуемого объекта. Распределение радиояркости объекта получается из пространственных гармоник путем обратного преобразования Фурье:

$$T(x, y) = \int A(u, v) \exp [j \cdot 2\pi (ux + vy)] du dv.$$

Но для этого должны быть измерены все частоты и их фазы, т. е. проведены наблюдения исследуемого объекта на радиоинтерферометрах с базами

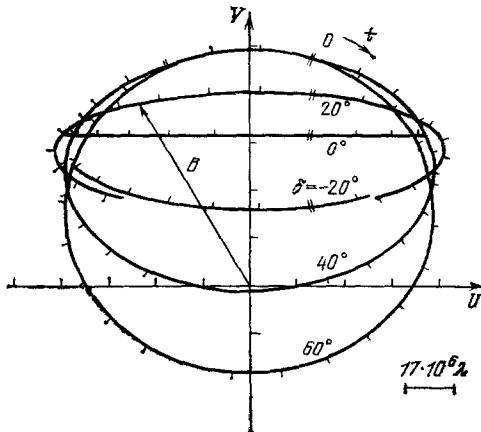


Рис. 4. Проекции базы интерферометра Крым — Пущино на волне 1,35 см для разных склонений δ в зависимости от часового угла t — перекрытие плоскости u, v .

разной длины и ориентации — получено полное перекрытие плоскости u, v , что эквивалентно синтезированию антенны, апертура которой равна размерам базы максимальной длины. Практически же исследования структуры радиоисточников методом сверхдальней радиоинтерферометрии проводятся на существующих радиотелескопах и соответственно векторы баз определяются их относительным положением. Кроме того, измерения фазы гармоник представляют определенные трудности. В этой связи распределение радиояркости определяется не путем обратного преобразования Фурье, а в модельном приближении — задаются распределения радиояркости, вычисляются их пространственные частоты, а затем методом наименьших квадратов определяют минимальное отклонение расчетных и измеренных значений амплитуд гармоник Фурье. Как правило, это простейшие модели, содержащие ограниченное число компонент с гауссовым распределением яркости. В моделях рассчитывается относительное положение компонент, их размеры, эллиптичность, позиционный угол и плотность потока радиоизлучения^{65–68}. Относительное положение и размеры компонент определяются с точностью до долей ширины интерференционного лепестка. Точность зависит от чувствительности телескопов.

В настоящее время разработаны более совершенные методы расчета моделей, которые позволяют определить распределение яркости отдельных точек источника. На некоторой площадке задается с определенным шагом сетка из точечных источников. Плотность потоков каждого из них подбирается так, чтобы спектр пространственных частот набора источников имел минимальное отклонение от измеренных значений. Затем полученное мозаичное изображение сглаживают гауссовой функцией и «чи-сятят» — исправляют на диаграмму интерференционной системы^{58–64}. На рис. 12 (см. ниже) показана карта ядра сейфертовской галактики NGC 1275, полученная этим методом⁶⁵.

Дальнейшее совершенствование методов построения изображения шло по пути применения так называемого метода замкнутых фаз. Впервые он был применен для радиоинтерферометров с малыми базами⁶⁶. Это разновидность дифференциального метода. При наблюдениях на трех антенах, образующих три радиоинтерферометра, оказывается, что фазы, определяемые аппаратурными эффектами, включая нестабильность гетеродинов, влияние атмосферы и ионосферы, входят в разные интерферометры с противоположными знаками и взаимно исключаются. Таким образом, пространственные частоты, полученные на трех интерферометрах, могут быть взаимно привязаны по фазе, что существенно повышает точность моделирования⁶³. Метод замкнутых фаз с высокой точностью восстанавливает изображение объекта, но не исключает абсолютной ошибки определения положения источника на небесной сфере. В настоящее время наблюдения радиоисточников проводятся на большом числе радиотелескопов одновременно, а обработка результатов осуществляется «тройками», что обеспечивает взаимную привязку пространственных гармоник изображения объекта.

Высокая точность измерений достигается и при использовании опорной детали. Этот вид дифференциального метода особенно эффективен при наличии точечного источника в пределах видимости диаграммы направленности радиотелескопа. Таким источником может быть одна из деталей исследуемого объекта. Именно по этой причине удается измерить с высокой точностью относительное положение компонент радиоисточника. Этот метод широко применяется для измерений тонкой структуры мазерных источников, изучения их динамики, а также квазаров со сравнительно простой структурой^{67, 57, 68}. В ряде случаев точность достигает 50 мкс дуги^{69, 188}.

3. РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРЫ СО СВЕРХДЛИННЫМИ БАЗАМИ

Исследования тонкой структуры радиоисточников методом сверхдальней радиоинтерферометрии стали одним из наиболее важных направлений современной радиоастрономии. Наблюдения проводятся во всем спектре радиоволн от метровых до миллиметровых волн включительно^{51, 64, 65, 81, 88, 126}.

В измерениях используются все крупные радиотелескопы мира. Выбор длин волн определяется рядом факторов: 1) угловым разрешением; 2) условиями видимости тонкой структуры объектов; 3) техническими возможностями инструментов^{38, 70}.

Угловое разрешение радиоинтерферометра $\Delta\phi \sim \lambda/B$; отсюда естественно стремление к укорочению длины волны и увеличению длины базы B .

Условия видимости компактных источников определяются прозрачностью ионизованной среды, окружающей ядра квазаров и радиогалактик, которая пропорциональна λ^{-2} . Поэтому наблюдения глубоких слоев ядер необходимо проводить на возможно более коротких волнах. Этому обстоятельству способствует увеличение плотности потока радиоизлучения компактных, оптически толстых компонент вплоть до волн миллиметрового диапазона.

Максимум излучения относительно «старых» компонент приходится на волны сантиметрового-дециметрового диапазона.

Технические возможности современных крупных радиотелескопов допускают надежную работу во всем диапазоне сантиметровых волн. Эти возможности определяются точностью изготовления зеркал и сохранением их формы при разных углах места, точностью наведения и сопровождения антены, чувствительностью инструментов, стабильностью фазы аппаратуры, включая гетеродинные системы, и, наконец, прозрачностью атмосферы.

На волнах миллиметрового диапазона атмосфера существенно ограничивает возможности интерферометрии как из-за поглощения сигнала и собственного излучения, так и фазовой нестабильности. Поэтому инструменты миллиметрового диапазона устанавливают высоко в горах. Общая электрическая длина пути в атмосфере меняется по соине h , где h — угол места, и достигает 2 м в направлении зенита⁷¹. На волнах, дециметровых и более длинных, ограничивающим фактором может явиться ионосфера, ее электрическая длина на волне 18 см примерно равна длине тропосферы и пропорциональна $\sim \lambda^2$.

Следующим ограничивающим фактором являются межпланетная и межзвездная среды. Они неоднородны и ограничивают угловое разрешение — размыают видимые угловые размеры источников, т. е. в противоположность методу мерцаний играют отрицательную роль.

Как следует из экспериментальных данных, угол рассеяния в секундах дуги равен

$$\theta_{\text{рас}} \approx 10^{-6} \lambda^2 |\sin b|^{-0.5},$$

где λ выражена в см. Для малых галактических широт $|b| < 10^\circ$ рассеяние резко возрастает из-за влияния вещества, сосредоточенного в рукавах Галактики и газопылевых комплексах. Для волн ~ 1 см угол рассеяния $\theta_{\text{рас}} \geq 10^{-6}$ с, в то время как на волне 1 м $\geq 10^{-2}$ с. Исходя из этого, предельная длина базы в км равна

$$B < 10^6 |\sin b|^{0.5} \lambda^{-1}.$$

На метровых волнах длины баз меньше диаметра Земли, в то время как

на коротких сантиметровых волнах базы могут достигать $\sim 10^5$ км. Однако ограничивающим фактором в этом случае может явиться чувствительность, которая зависит от времени когерентного накопления сигналов T , шумовой температуры систем $T_{ш1,2}$, эффективных площадей антенн $A_{1,2}$ и полосы принимаемого сигнала Δf . Предельная длина базы в км в этом случае

$$B < 10^{-4} T_b^{0.5} (T_{ш1} T_{ш2})^{-0.25} (A_1 A_2 \Delta f T)^{0.25},$$

где T_b — яркостная температура исследуемого источника. В предельном случае яркостные температуры компонент объектов с активными ядрами $T_b \approx 10^{12}$ К, а для мазерных источников, излучающих линии водяного пара, $T_b \approx 10^{16}$ К, но полоса сигнала определяется шириной линии

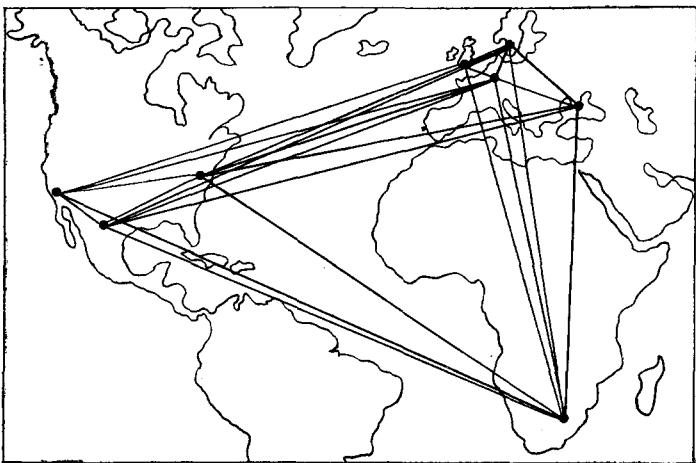


Рис. 5. Глобальная радиоинтерференционная сеть на длине волны 18 см.

и равна ~ 50 кГц. Предельная длина базы для космического радиотелескопа диаметром 30 м с шумовой температурой системы $T_{ш} \approx 50$ К и наземного диаметром 100 м с шумовой температурой системы 50 К равна $B < 10^5$ км; при этом полоса регистрации сигнала принималась равной 2 МГц, а время когерентного накопления 100 с.

Оптимальными длинами радиоволн для радиоастрономических исследований являются 1,35, 2,8, 6 и 18 см.

Наблюдения радиоисточников проводятся в настоящее время на широкой радиоинтерференционной сети, включающей практически все радиотелескопы мира (табл. I).

В таблице приведены местоположение антенн, их диаметры, координаты X , Y , Z , длины волн и тип используемого стандарта частоты, Н — водородный и Rb — рубидиевый.

Угловое разрешение сети на волне 1,3 см достигает предельного в условиях Земли разрешения ~ 50 мкс дуги. Такого высокого разрешения не имеет ни один другой физический прибор. Это разрешение соответствует углу, под которым видна орбита электрона в атоме водорода с расстояния в 20 см. Использование большого числа радиотелескопов обеспечивает высокую информативность измерений (число баз, образованных из m инструментов, равно $m(m - 1)/2$) и высокое перекрытие плоскости u, v .

Таблица I

Местоположение	δ , м		λ , см	X	Y	Z
				10^{-3} км		
Крым	22	H	1,35; 18	3,8	-2,6	4,4
Эффелсберг	100	H	1,35; 2,8; 6; 18	4,0	-0,5	4,9
Онсалла	20/26	H	1,35; 2,8; 6; 18	3,4	-0,7	5,3
Двингелоо	26	H	6; 18	3,8	-0,4	5,1
Джордэлл-Бэнк	26/75	Rb	6; 18	3,8	-0,2	5,1
Тидбингуилла	64/26	H	1,35; 3,75; 13; 2	4,4	2,7	3,7
Голдстоун	64/26	H	2; 3,75; 13	-2,4	4,7	3,7
Мадрид	64	H	2; 3,75; 13	4,9	0,4	4,1
Грин-Бэнк	43	H	1,35; 2; 2,8; 6; 18	0,8	4,9	3,9
Мериленд-Пойнт	26	H	1,35; 2,8; 6; 18	1,1	4,9	3,9
Форт Дэвис	26	H	2,8; 6; 18	1,3	5,3	3,2
Овенс-Вэлли	40	H	1,36; 2,8; 6; 18	-2,4	4,5	3,8
Нью-Мексико	26	Rb	1,35; 2,8; 6; 18			
Аресибо	300	Rb	6; 18	2,4	5,6	2,0
Хет-Крик	26	Rb	1,35; 2,8; 6; 18	-2,5	4,1	4,1
Хайстек	37	H	1,35; 2,8; 3,7; 6; 18	1,5	4,4	4,3
Алгонкин	47	H	2,8; 3,7; 6; 18	0,9	4,3	4,6
Иоганнесбург	26	Rb	3,7; 18	5,1	-2,7	-2,8
Вермонтон-ривер	37	Rb	2,8; 6; 18	0,2	4,9	4,1

На рис. 5 показана радиоинтерференционная сеть, использованная в 1980—1981 гг. для изучения структуры квазаров¹⁷⁸.

4. СТРУКТУРА КОМПАКТНЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

а) Сейфертовская галактика ЗС 120 является одним из наиболее интересных объектов. В ее спектре ярко выражен высокочастотный избыток (рис. 6). Красное смещение галактики $z = 0,0323$, и расстояние до нее в предположении, что $H = 75$ км/с·Мпс, равно 130 Мпс. В ядре этой галактики протекают необычайно активные процессы, сопровождаемые интенсивными всплесками радиоизлучения. На рис. 2 показано изменение плотности потока радиоизлучения на разных длинах волн^{7,28}. Всплеск в конце 1967 г. на волне 2 см достигал 12 Ян и в два раза превосходил уровень «спокойного» излучения. С увеличением длины волны всплески запаздывают, а их интенсивность снижается. Переменно и оптическое излучение ядра^{32,39,73}.

Первые же наблюдения на радиоинтерферометрах со сверхдлинными базами на волнах трехсантиметрового диапазона установили сложную структуру ЗС 120^{72,74-77,78,81,91,92}. Дальнейшие исследования выявили значительное ее изменение даже в течение нескольких месяцев^{70,76,84,89,90}. Результаты наблюдений в феврале — ноябре 1971 г. были представлены в виде двух разнесенных компонент с позиционным углом, равным 85—90°, либо кольца. В табл. II приведены эти модели. Диаметр кольца увеличился в течение 1971 г. с 1,4 до 2,5 мс дуги, а в случае двух компонент произо-

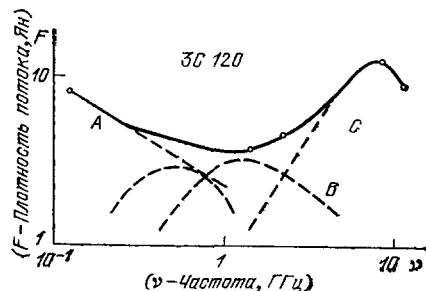


Рис. 6. Спектр источника ЗС 120. Штриховой линией выделены отдельные спектральные детали⁷.

Таблица II

Время	Две компоненты			Поток		Кольцо (диаметр), мс
	Расстояние, мс	Размер, мс	Угол, град	короткий	полный	
28.02.71	0,98	0,5	95	6,5	9,2	1,44
25.06.71	1,3	0,7	85	4,5	7,6	1,8
03.11.71	1,7	1,3	85	7,0	10,7	2,5
04.72	< 0,4	< 0,4	—	—	9,8	—
06.06.72	—	—	—	—	9,4	—
08.72	< 0,4	< 0,4	—	—	13,1	—
29.08.72	< 0,3	< 0,3	—	—	13,4	—
10.72	0,6	< 0,4	~ 60	—	15,8	—
07.11.72	0,99	0	65	12,0	15,8	0,74; 10
05.02.73	1,0	0	65	10,4	14,4	1,17
15.03.73	1,1	0,9	62	8,0	19,4	—
		0,6		7,2		
30.03.73	1,11	—	65	10,2	16,5	1,65
17.05.73	1,23	—	65	7,8	14,7	1,98
15.06.73	1,3	0,9	65	2,9	13,6	—
		0,8		7,2		
22.02.74	2,8	0,8	65	2,2	10,1	—
		0,9		3,3		

шел их разлет с 1 мс дуги до 1,7, а размеры увеличились с $\leq 0,5$ до 1,3 мс. Если учесть расстояние до объекта, то наблюдаемые изменения происходили со сверхсветовой скоростью. В первой половине 1971 г. разлет и рас-

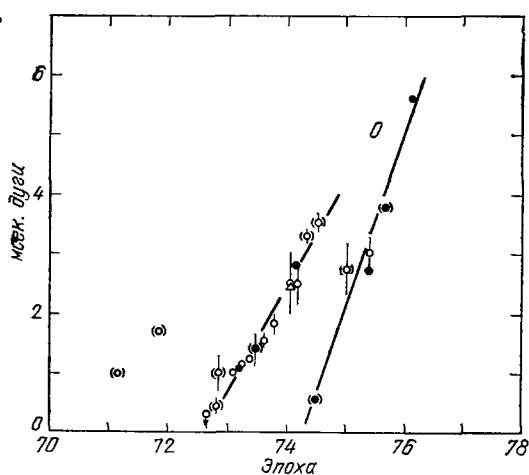


Рис. 7. Изменение расстояния между двумя компонентами в источнике 3С 120 90 .

за этот период, наблюдаемые изменения относятся к разным всплескам. Основное излучение источника в 1972.5—1974.5 определялось одной парой компонент, разлетающихся со скоростью ~ 5 с, а в период 1974.5—1976 — новой парой, скоростью которой была 8 с. В 1974.5 новая пара была видна на волне 2,8 см, но ее излучение было еще недостаточно велико на волне 3,8 см, что и объясняет наблюдавшееся отличие.

Исследования структуры 3С 120 на многоэлементном интерферометре, включающем пять радиотелескопов, в течение 1972—1974 гг. подтвердили двухкомпонентную модель 86,87 . В то же время не исключается модель,

ширеение компонент происходило со скоростью 1,6 и 1,2 с, а во второй 2,1 и 3,1 с соответственно. Дальнейшие наблюдения подтвердили данную структуру. На рис. 7 показано изменение относительного положения двух компонент 90 . Здесь обобщены данные, полученные на разных волнах. Результаты ложатся на две прямые, отражающие две фазы активности объекта. Наблюданное расхождение положения компонент на волнах 2,8 и 3,8 см в 1974.5 г. было объяснено спектральными особенностями новой пары компонент. На рис. 8 показано изменение плотности потока радиоизлучения

компоненты которой сохраняют свое положение, но меняют яркость; при этом позиционный угол сохраняется¹⁰⁰.

Наблюдения на волнах 2,8 и 6 см в течение 1976—1977 гг. на пяти радиотелескопах подтвердили сохранение позиционного угла объекта. Активность его в этот период снизилась (см. рис. 8), а протяженность возросла. Авторами получена гибридная карта, содержащая три компонента, разнесенные на ~ 1 мс дуги друг от друга^{94,184} (рис. 9, a). Она может быть интерпретирована как яркое ядро и выброшенные из него компоненты в направлении с позиционным углом -108° . Для большей наглядности на рис. 9, б показано распределение яркости вдоль этого направления. Ядро и ближайшая к нему компонента имеют плоские спектры, а дальняя — степенной, спектральный индекс которого равен -1 . Скорость движения выброшенных компонент равна 1,85 мс в год или 5 с, предполагая $H = 55$ км/с·Мпс, $q_0 = 0,05$ и $z = 0,033$.

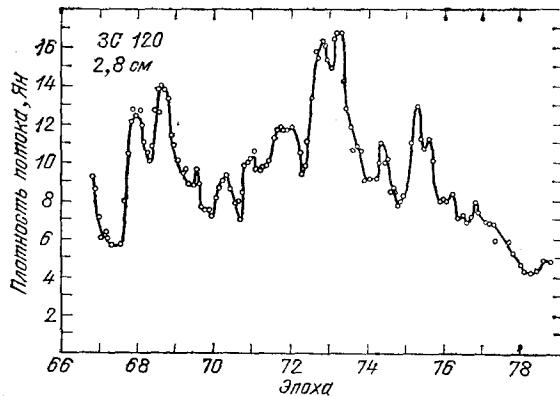


Рис. 8. Изменение плотности потока радиоизлучения источника 3С 120 на волне 2,8 см.

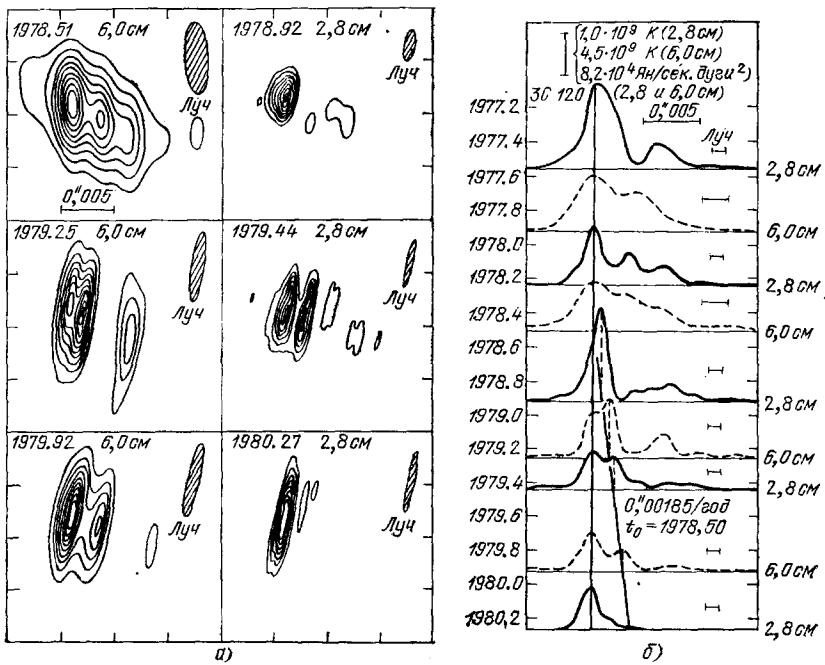


Рис. 9. Распределение радиояркости в источнике 3С 120 на волне 2,8 и 6 см (a), распределение радиояркости вдоль основной оси источника¹⁸⁴ (б).

В работах^{93,95} подтверждается сложная трех- или даже четырехкомпонентная коллинеарная структура в период 1976.73 (на частоте 10 650 МГц) и в 1977.41 (на частоте 5010 МГц). Отмечается общее уменьшение области излучения после 1976 г. Обращается внимание на то, что

рассматриваемая модель со сверхсветовым разлетом компонент не единственна и может быть построено изображение источника со стационарным положением компонент, но переменной яркостью³³⁻³⁵.

Наблюдаемые изменения яркости компонент объекта ЗС 120, их относительного положения и переменность радиоизлучения достаточно хорошо описываются моделью, рассмотренной в работе⁴⁴. Переменность радиоизлучения представляется изменением излучения двух плазмоидов (облачков релятивистских частиц), выброшенных из ядра в двух противоположных направлениях. Их излучение определяется синхротронным механизмом. Скорости движения и расширения компонент близки к скорости

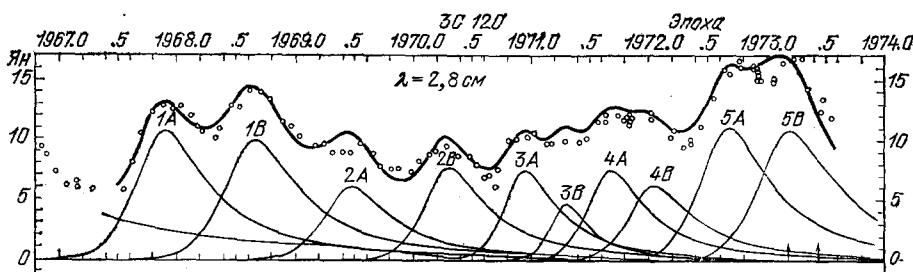


Рис. 10. Изменение плотности потока радиоизлучения источника ЗС 120 на волне 2,8 см и соответствующие ему всплески радиоизлучения³³.

света³³. Всплески радиоизлучения повторяются примерно через каждые 1–2 года (рис. 10). Как следует из модели⁴⁴, компонента А, движущаяся в направлении, близком к направлению на наблюдателя, имеет большую интенсивность, чем компонента В, движущаяся в противоположном направлении. Максимум излучения компоненты В наблюдается позднее, чем у А. На рисунке показаны пары всплесков, соответствующие экспериментальным данным.

Таблица III

Всплеск	Скорость расширения, с	Скорость разлета, с	$\beta_{рас}$
1B	1,7		0,65
3A	2,9	$\leq 2,3$	0,82
3B			
4A	$\geq 3,4$	$\leq 4,1$	$\geq 0,84$
4B	$\leq 0,8$		$\leq 0,37$
5A	$\leq 1,0$	1,6	$\leq 0,45$
5B			

$$\frac{S_A \max}{S_B \max} = \left(\frac{1 + \beta_{разл} \cos \theta}{1 - \beta_{разл} \cos \theta} \right)^{1,875},$$

где θ — угол между направлением движения компоненты и наблюдателем.

Как показано в работе¹⁰¹, скорость расширения оптически толстой сферической оболочки $v_{рас} = \beta_{рас}$ с для внешнего наблюдателя будет казаться равной $2v_{рас}(1 - \beta_{рас}^2)^{-0,5}$. Исходя из экспериментальных данных, скорость расширения оптически толстых компонент будет равна $\beta_{рас} = 0,63$ (табл. III). В случае же двух компонент скорость их разлета для внешнего наблюдателя будет казаться равной

$$v_{вид} = \frac{2v_{разл} \sin \theta}{1 - \beta_{разл}^2 \cos^2 \theta},$$

где $v_{разл}$ — скорость движения компонент.

Из относительной интенсивности излучения двух компонент и их видимой скорости разлета следует, что угол $\theta = 60-80^\circ$, а скорость разлета лежит в пределах $\beta_{разл} = 0,6-0,8$ ³³.

В рамках этой модели простое объяснение находит также высокая яркостная температура компонент, в том числе и превышающая комптоновский предел. В случае движения компонент со скоростью, близкой к световой, их излучение становится направленным.

б) Се́йфертовская галактика NGC 1275, радиоисточник 3C 84, является мощным источником радиоизлучения в сантиметровом диапазоне радиоволн. Красное смещение галактики равно $z = 0,0176$. Расстояние до нее равно 110 Мпс, и 1 мс дуги соответствует 0,55 пс. По одним представлениям это сталкивающиеся галактики, по другим — взрывающаяся галактика^{108, 109}.

Объект содержит систему волокон, ориентированных под углом $\sim 60^\circ$ и -10° . Протяженность волокон достигает ~ 100 кпс. Предполагается, что система волокон относится к галактике позднего типа E или SO¹¹⁰. Скорость волокон и ядра галактики равна ~ 5200 км/с. Спектральные линии, излучаемые ядром галактики, раздвоены. Раздвоение соответствует относительной скорости излучающих областей ~ 600 км/с¹¹¹. Перед центральной частью галактики находятся поглощающая среда, вытянутая в направлении $\sim 60^\circ$, и плотные, компактные сгустки материи, излучающие яркие эмиссионные линии. Угловые размеры области поглощения по данным наблюдений в линии нейтрального водорода равны 5×8 мс дуги. При этом преобладает поглощение в ее восточной части, где число частиц нейтрального водорода на луче зрения достигает $6 \cdot 10^{20}$ см⁻²¹¹². Эта система отождествляется со вторгающейся галактикой. Ее скорость отличается от скорости волокон и равна ~ 8200 км/с.

Радиоисточник 3C 84 (Персей А) на дециметровых-метровых волнах имеет размер 5' и отождествляется с NGC 1275 (рис. 11)^{9, 105, 106, 113}. Это один из первых радиоисточников, в спектре которого был обнаружен высокочастотный избыток (см. рис. 1)^{28, 114, 115}. Из спектра непосредственно следует, что, помимо протяженного гало, имеющего обычный степенной спектр, он должен иметь компактное ядро — источник релятивистских частиц, синхротронное излучение которых и определяет высокочастотный избыток. Его размеры должны быть $\leqslant 1$ мс дуги.

Переменность радиоизлучения источника была обнаружена и исследована в широком диапазоне радиоволн^{24, 27, 28}. Наблюданное в настоящее время повышенное излучение относится к активной фазе, начавшейся в середине 50-х годов. С этого времени плотность потока его радиоизлучения систематически возрастает¹¹⁷. Изменение носит нерегулярный характер и связано с определенными фазами повышенной активности ядра. Каждой фазе соответствует группа всплесков радиоизлучения, например, 1969—1973 гг., 1974—1979 гг. Всплески повторяются достаточно часто

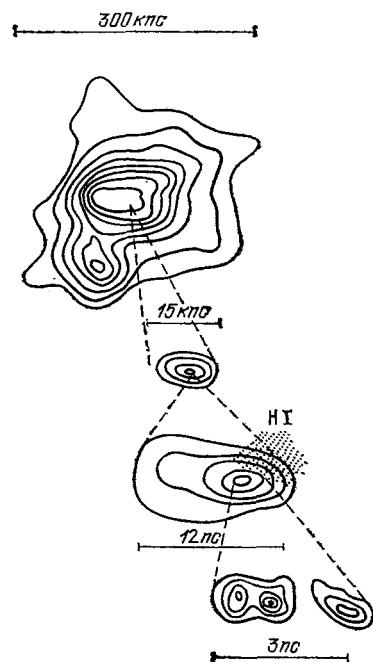


Рис. 11. Распределение радиояркости источника 3C 84 при разных «увеличениях». Заштрихованная часть — область нейтрального водорода^{*}.

и накладываются друг на друга. Характерное время нарастания всплеска 1—1,5, длительность 2—3 года, спектральный индекс $\alpha = -0,25$ ¹¹³. Размеры области излучения всплеска, исходя из его длительности, $\leqslant 0,3$ пс.

Наблюдения на радиоинтерферометрах со сверхдлинными базами установили сложную структуру его центральной области. На волне 75 см были обнаружены две компоненты, разнесенные на 37 мс дуги друг от друга в направлении с позиционным углом -5° ¹¹⁸. Их размеры равны 7,8 мс, а яркостная температура $T_b = 10^{11}$ К. Излучение этих компонент

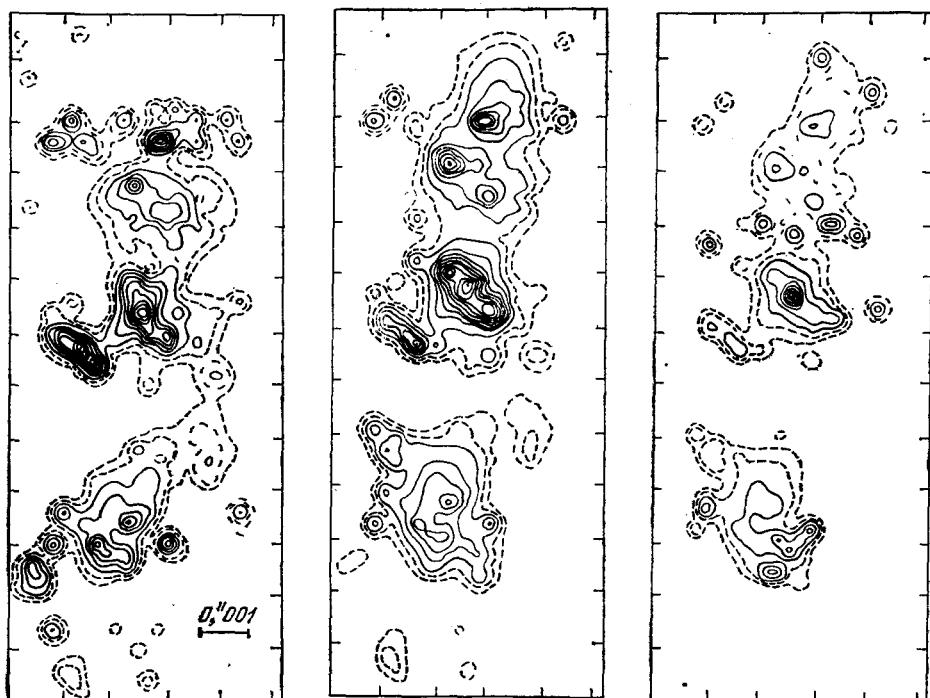


Рис. 12. Распределение радиояркости в источнике 3С 84 на волне 1,35 см в 1976.5 — 1977.9 гг.¹³³.

соответствует спектральной детали «В» на рис. 1. Эти компоненты становятся оптически тонкими на частотах выше 1 ГГц. На волнах 6—21 см выделяется излучение центральной компоненты ~ 3 мс дуги с яркостной температурой $T_b \approx 10^{11}$ К и окружающей ее протяженной структурой ~ 15 мс и $T_b \approx 10^{10}$ К^{55,72,73,77,78,103—105,112}.

Дальнейшие детальные исследования 3С 84 на многоэлементных интерферометрах на волне трехсантиметрового диапазона выделили трехкомпонентную структуру, ориентированную в направлении -9° , размеры компонент $\sim 0,3$ мс, их яркостная температура $T_b \approx 5 \cdot 10^{11}$, они разнесены друг от друга на ~ 3 мс^{57,63,86,87,103}. Сравнение этих данных показывает, что с 1971.5 по 1972 гг. произошли изменения расстояний между компонентами, причем скорость разлета ~ 5 с.

Совершенствование методов обработки и более точные измерения на волне 2,8 см установили сложную структуру центральной области источника. В целом она повторяла трехкомпонентную структуру¹⁰⁷. Оказалось, что эволюция источника связана лишь с изменением яркости компонент, но положение их практически не меняется (рис. 12)^{120,133}. Верхний предел скорости $\leqslant 0,05$ с.

В 1976 г. были начаты регулярные исследования на глобальной радиоинтерференционной сети на волне 1,35 см¹³³. Угловое разрешение достигало ≤ 100 мкс. Оказалось, что ядро состоит из двух систем — восточной и западной. Они параллельны и содержат три группы компонент — северную, центральную и южную (рис. 13)^{69,133}. Расстояние между системами равно 0,7 пс, позиционный угол — -8° . Относительное положение компонент соответствует положению на волне 2,8 см, но яркость их существенно отличается, особенно это относится к восточной системе. На рис. 13 приведены распределения яркости ядра ЗС 84 на двух волнах с одинаковым угловым разрешением для большей наглядности. Относительное положение отдельных компонент сохраняется за рассматриваемый период, меняется лишь их яркость. К концу периода существенно уменьшилась яркость деталей восточной системы. В то же время яркость ядра западной системы возросла (см. рис. 12). Излучение компонент восточной системы продолжало снижаться и в дальнейшем²¹⁰.

Центральные ядра в свою очередь имеют сложную структуру, угол ориентации которой отличается от ориентации объекта в целом. Размеры компонент равны $\leq 0,2$ мс дуги, а расстояние между ними $\sim 0,5$ мс.

Северная и южная группы компонент обеих систем находятся на расстоянии 3—4 мс от ядер, их угловые размеры 0,2—0,5 мс, а яркостные температуры в среднем $\sim 10^{11}$ К.

Спектральный индекс ядра восточной системы в 1976 г. был равен $\alpha = 4,3 - 4,5$, что существенно отличается от спектрального индекса оптически толстого источника синхротронного излучения ($\alpha = 2,5$). Наблюданное отличие может быть объяснено поглощением синхротронного излучения этой области ионизованной средой. Наличие такой среды следует также из оптических наблюдений^{36,37}. Плотность ионизованной среды непосредственно связана с активностью ядра, о чем свидетельствует переменность как в линиях, так и поляризации излучения. Плотность электронов ионизованной среды восточной системы меняется с расстоянием от ядра как $n_e \approx 4 \cdot 10^{48} L^{-2,3 \pm 0,5}$, где L выражено в см. В то же время напряженность магнитного поля падает медленнее $H \approx 10^8 L^{-0,5} \text{ Э}$ ⁶⁹.

Напряженность магнитного поля в компактных компонентах достигает $\sim 0,5$ Э, а в области оптического излучения 1—100 Э^{36,37,111}.

Плотность электронов ионизованной среды, окружающей западную систему, существенно ниже $(1,7 - 5) \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ и сказывается лишь на волнах дециметрового диапазона^{188,210}.

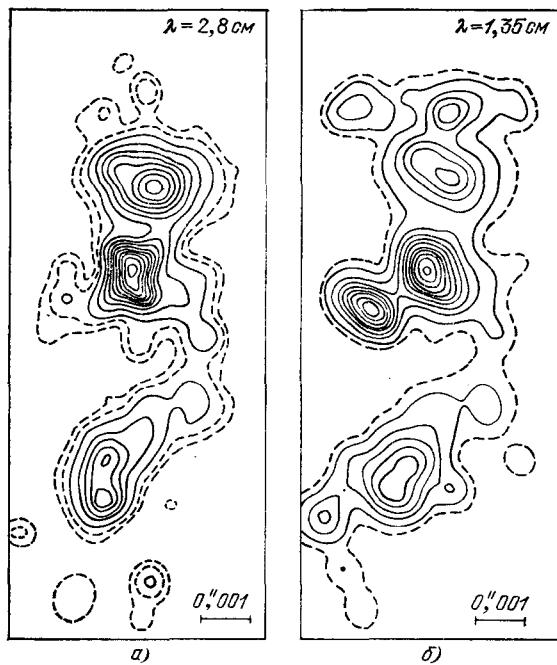


Рис. 13. Распределение радиояркости в источнике ЗС 84.

а) На волне 2,8 см в 1974,5 г., б) на волне 1,35 см в 1976 г. Угловое разрешение в обоих случаях примерно одинаково⁶⁹.

Наблюдаемое сложное распределение радиояркости центральной области галактики, сохранение относительного положения компактных компонент и изменение их яркости могут быть объяснены структурой магнитного поля и изменением заполнения магнитных силовых трубок релятивистскими частицами. Каждое из ядер окружено спиральными магнитными полями, наблюдаемыми с ребра. Плоскости спиралей параллельны друг другу. Позиционный угол осей вращения ядер относительно плоскости спиралей составляет $\sim 45^\circ$. Релятивистские электроны, выбрасываемые из ядер, движутся вдоль магнитных силовых линий, и наблюдатель увидит в тангенциальных направлениях, где число электронов на луче зрения максимально, яркие области. Размеры этих областей соответствуют поперечному размеру рукава, а структура магнитного поля определяет тонкую структуру каждой из компонент. Изменение числа электронов или их высвечивание приведет к изменению яркости компонент, но не изменит их относительного положения. Непосредственный выход частиц из ядер наблюдается в виде двух пар компактных деталей. Само же ядро, точнее окружающие его релятивистские электроны, наблюдается как «точечный» источник.

Отличие позиционных углов тонкой и сверхтонкой структуры объясняется постепенным разворотом осей вращения ядер, которые не связаны жестко с окружающими магнитными полями^{94, 121, 155}.

По мере удаления от ядер напряженность магнитного поля падает, падает и энергия релятивистских частиц и излучение компонент смещается в сторону низких частот⁶⁹. Помимо релятивистских частиц, из ядер выбрасывается тепловая плазма, излучение которой наблюдается в виде эмиссионных линий. Ядра гравитационно связаны между собой и обращаются друг относительно друга со скоростью ~ 600 км/с, период их обращения $\sim 10^4$ лет, а масса равна $\sim 10^8 M_\odot$. Большая масса и малые размеры $\sim 0,1$ пс предполагают, что это сверх массивные компактные тела типа магнитоидов¹⁰⁴ или черных дыр²¹¹⁻²¹³.

в) Квазар 3C 273 — один из наиболее известных. Его красное смещение равно $z = 0,158$, а расстояние до него ~ 500 Мпс. Возможно, это ядро галактики⁴⁰. Это один из первых радиоисточников, в спектре которого был обнаружен высокочастотный избыток (см. рис. 1)^{7, 24, 25, 114, 115}, а вскоре была установлена переменность радиоизлучения²⁴⁻²⁸. Характерное время переменности составляет несколько месяцев. Отсюда следует, что угловые размеры областей вспышек $\leq 0,1$ мс дуги. Плотность потоков радиоизлучения отдельных вспышек достигает десятков Ян. Спектр вспышки в конце 1966 г. имеет загиб на волнах миллиметрового диапазона¹¹⁷. Ее угловые размеры должны быть $\sim 0,05$ мс.

Квазар, помимо компактного ядра, содержит выброс в направлении под углом 223° , выброс находится на расстоянии $19'',5$ и имеет размер $10'' \times 2''$ ¹³⁰. Спектральный индекс выброса равен $-0,65$ ¹³. Выброс содержит плотные компоненты, спектр которых соответствует компоненте «A» на рис. 1, их размер равен $\sim 0'',5$, спектральный индекс протяженной части выброса равен -2 ³⁸.

Радиоинтерференционные наблюдения на метровых волнах с угловым разрешением $0'',1$ позволили выделить гало квазара — компоненту «B» на рис. 1^{81, 88}. На волне 75 см были выделены две компоненты $0'',1 \times 0'',04$ и $0'',027 \times 0'',01$, их яркостные температуры 10^{10} и 10^{11} К соответственно^{91, 118}. Более тонкая структура наблюдается на волнах 18 см^{72, 78, 122, 123, 136} и 13 см^{74, 77, 92}. Две компоненты разнесены на 11,3 мс в направлении 43° , т. е. в направлении выброса. Их размеры ~ 2 мс и яркостная температура $T_b \approx 5 \cdot 10^{11}$ К.

Исследования квазара на межконтинентальных базах с разрешением ~ 1 мс на волне 6 см позволили выделить две компоненты на расстоянии 7 мс друг от друга. Между ними находится ядро $\sim 0,4$ мс, спектр его соответствует компоненте «D». Яркостная температура ядра $T_b \approx 2 \cdot 10^{12}$ К 55,72,78,135 . Наиболее полные измерения проведены на волне 3 см. Полученные данные показали, что квазар имел в конце 1970 — начале 1971 гг. две компоненты, разнесенные на 1,55 мс. Их яркостная температура $T_b \approx 10^{12}$ К. Тонкая структура окружена протяженной областью $\sim 2,5$ мс с $T_b \approx 10^{11}$ К.

Уже первые наблюдения установили движение двух компактных компонент относительно друг друга со скоростью $v = 2-10$ с $^{127-138}$.

Таблица IV

Эпоха	F_0 , Ян	F_1+F_2 $\frac{F_1+F_2}{F_0}$	$\Delta\Phi$, мс	χ , град	F_1 , Ян	φ_1 , мс	Отн. осей	χ_1 , град	F_2 , Ян	φ_2 , мс	Отн. осей	χ_2 , град
1975.40	9,07	0,79	1,49	104,6	3,57	0,6	0,8	106	3,55	0,8	0,8	106
1976.14	8,65	0,91	1,59	102,8	4,04	1,1	0,4	114	3,80	0,4	1,0	105
1976.38	8,89	0,80	1,71	103,5	3,92	1,2	1,0	13	3,22	1,3	0,6	161
1976.56	8,84	0,84	1,82	105,9	4,51	1,0	0,8	140	2,94	1,4	0,4	157
1976.73	8,43	1,04	1,69	100,7	5,01	1,2	0,9	139	3,76	0,7	0,6	72
1977.13	8,16	1,04	1,89	100,9	6,37	0,8	0,9	106	2,12	0,8	0,8	106

Дальнейшие наблюдения в 1972—1978 гг. подтвердили высокие скорости разлета $\sim 5,2$ с 93,95 . В табл. IV приведены параметры двухкомпонентной модели квазара ЗС 273 в 1975.4—1977.1, а на рис. 14 показано изменение расстояния между деталями, скорость разлета равна 5,2 с. Разлет начался

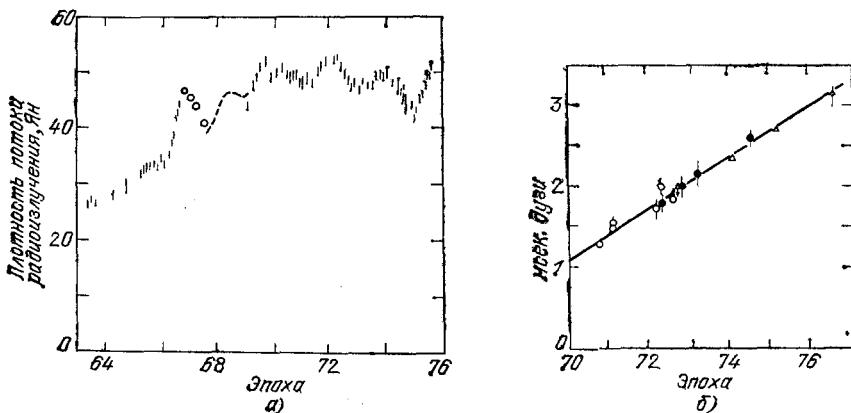


Рис. 14. Изменение плотности потока радиоизлучения квазара ЗС 273 на волне 3,8 см (a) и расстояния между компонентами (b) 95 .

в 1967.6 г. и совпадает по времени с моментом увеличения плотности потока радиоизлучения 95 . Авторы считают, что дополнительные вспышки радиоизлучения частично блендируют излучение двух компонент, но не меняют принципиально основной картины.

Более сложной, но и более физичной картиной представляется распределение радиояркости, компоненты которого связаны с отдельными всплесками — выбросами частиц высокой энергии 63,87,94,119,129,131,132 . Анализ результатов наблюдений на базе Голдстоун — Хайстек на волне 3,8 см выявил трехкомпонентное распределение яркости, ориентированное

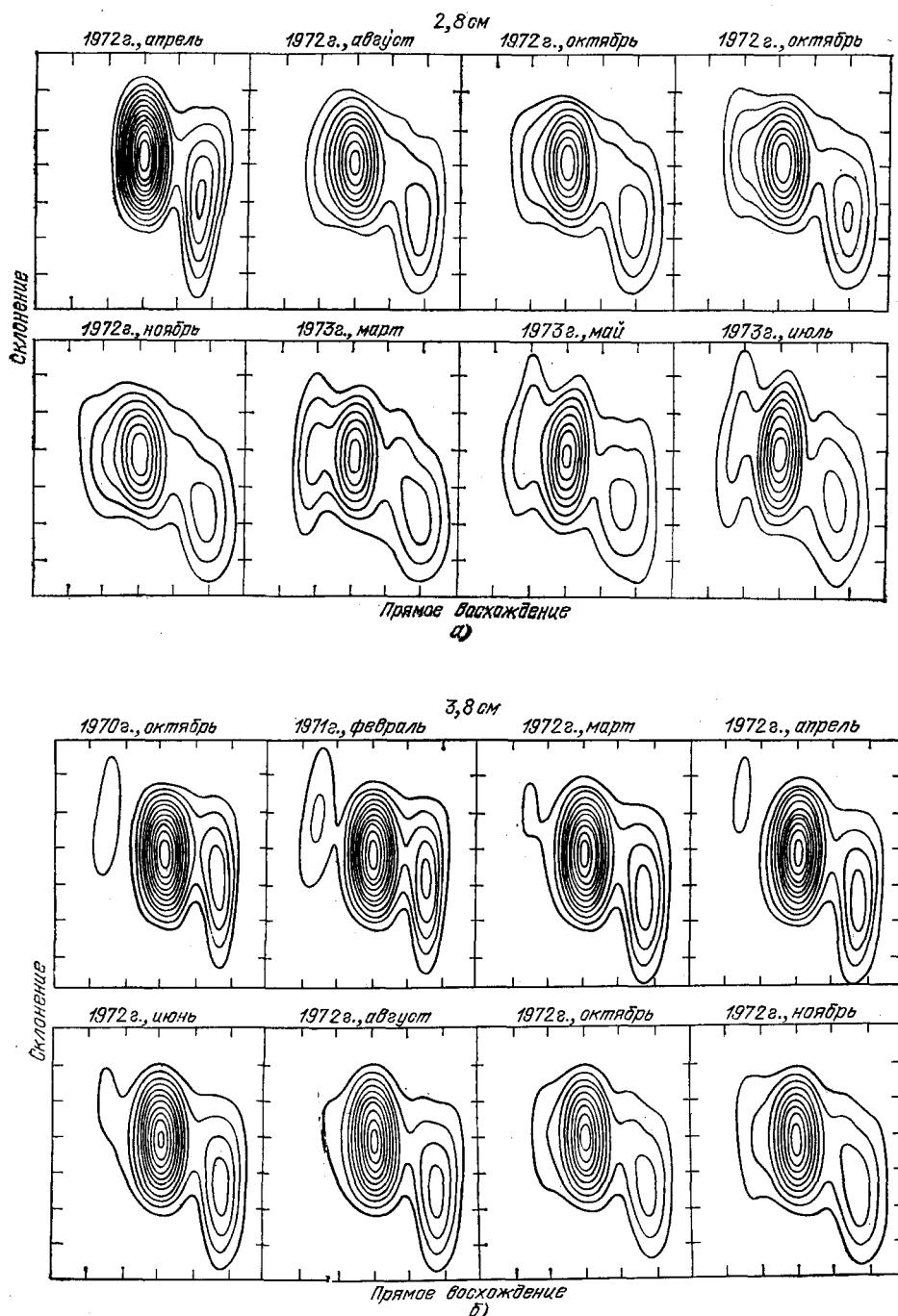


Рис. 15. Детальные карты ЗС 273 на волнах 2,8 (а) и 3,8 см (б).

в направлении $\sim 65^\circ$, компоненты разнесены на 0,9 и 1,3 мс от центра. При этом яркость их меняется со временем, а относительное положение сохраняется. В табл. V приведены значения плотностей потоков компонент

Таблица V

Эпоха	F_1	F_2	F_3	$\sum_i F_i$	F_0
	Ян				
Февраль 1971 г.	5,4	17,9	19,6	43	51
Март 1972 г.	8,9	6,2	21,3	36	
Апрель 1972 г.	7,8	4,8	23,0	36	56
Июнь 1972 г.	6,6	9,5	21,0	37	54
Август 1972 г.	8,9	4,7	21,9	36	53
Октябрь 1972 г.	9,4	4,8	20,0	34	51
Ноябрь 1972 г.	6,9	2,0	18,3	38	51

в 1971—1972 гг.¹²⁹. Наблюдения на радиоинтерферометре Голдстоун — Хайстек — Аляска в 1972—1973 гг. подтвердили трехкомпонентную модель⁶³. К аналогичному выводу пришли авторы, исследовавшие квазар на волне 2,8 см на многоэлементном интерферометре, включавшем пять радиотелескопов в период 1972—1973 гг. Относительное положение крайних компонент меняется на 0,9 мс в год, что соответствует скорости $v = 12$ с⁸⁷. В июне-июле 1974 г. структура оставалась трехкомпонентной,

Таблица VI

	F_0 , Ян	F_i , Ян	ϕ , мс	Отн. осей	χ_i , град	$\Delta\phi$, мс	χ , град
3C 273	44,2	8,1 11,7 11,2 9,8	0,7 0,8 2,4 3,9	1,0 0,6 0,5 1,0	— 18 42 —	0 0,94 3,21 0,3	— 68 67 75

сохранялась и скорость движения компонент; в табл. VI приведены параметры модели. Однако после марта 1973 г. скорость разлета резко снизилась¹³².

Детальные радиокарты на волнах 2,8 и 3,8 см были получены в 1972—1973 гг.¹³¹ (рис. 15). Относительное положение компонент за рассматриваемый период сохраняется и совпадает на обеих волнах, изменяется лишь их яркость. В июле 1977 г. наблюдения были продолжены на волнах 2,8 и 6 см⁹⁴. Кроме ядра наблюдается цепочка из трех компонент, ориентированных в направлении выброса¹¹⁹. Распределение яркости примерно совпадает на обеих волнах. Спектральный индекс меняется от $-0,9$ в северо-восточной части до $-0,7$ в юго-западной, а ядро имеет $\alpha = 0-1$. На волне 50 см выброс достигает ~ 100 мс, подтверждается также наличие антивыброса. В 1977.5—1980.5 гг. структура квазара на волнах 2,8 и 6 см была ориентирована под углом -116° (рис. 16)¹⁸⁶. Скорость разлета компонент за этот период была равной $v = 9,6 \pm 0,5$ с. По скорости компонент может быть оценено время появления выброса, который приходится на $1970.1 \pm 0,6$ г. В этот момент наблюдалось повышенное радиоизлучение. Нерегулярный характер переменности и отрывочные данные по структуре квазара не позволяют установить между ними строгую зависимость.

На более длинной волне 50 см выделена более протяженная часть выброса ~ 100 мс, подтверждается и наличие антивыброса, наблюдавше-

гося на более короткой волне ^{94, 131, 139}. В работе ¹⁸⁵ на волне 6 см выделена протяженная компонента, позиционный угол которой отличается от мелко-масштабной структуры ¹⁸⁵.

На коротких волнах сантиметрового диапазона структура в целом соответствует трехсантиметровым данным. В феврале 1973 г. на волне 2 см три коллинеарно расположенные компоненты имели ориентацию

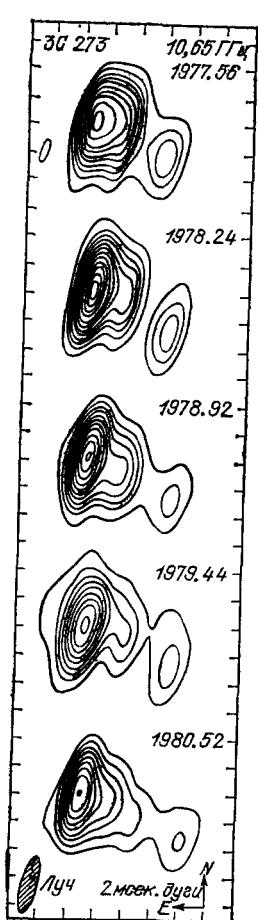


Рис. 16. Распределение яркости 3С 273 на волне 2,8 см в июле 1977—июне 1980 гг. ¹⁸⁶.

$\varphi_A = 2''$, $\varphi_B = 0'',010 \pm 0'',005$ и $\varphi_C \leq 1$ мс. По данным наблюдений на волне 3,55 см с предельным угловым разрешением на базе Крым — Голдстоун размеры ядра $\leq 0,4$ мс дуги ^{57, 72, 78}. Структура источника представлялась в виде компактного ядра и симметрично относительно него двух компонент, яркостная температура ядра $T_B = 1,5 \cdot 10^{12}$ К, компоненты ориентированы под углом -103° .

В феврале 1974 г. на волнах 2 и 2,8 см были выделены две компоненты, определяющие основное излучение квазара. Они разнесены на 1,23 мс дуги в направлении $\sim 105^\circ$ и имеют угловые размеры 0,55 мс ¹⁴⁰. За время, прошедшее с 1971 г., расстояние между компонентами изменилось на 0,37 мс ¹²⁷. Дальнейшие наблюдения на волне 2,8 см показали, что в

таким образом, существуют две точки зрения о динамике квазара 3С 273. Согласно одной в нем происходит изменение яркости компонент, но при этом они практически не меняют своего положения. Согласно второй — крайние компоненты разлетаются с видимой скоростью выше скорости света.

г) Квазар 3С 345 — достаточно сильный источник радиоизлучения в диапазоне сантиметровых-миллиметровых волн. Его красное смещение $z = 0,595$, и расстояние до него ~ 2500 Мпс. Спектр квазара сложный, состоящий из трех деталей (рис. 17). В случае синхротронного излучения их размеры должны быть $\varphi_A = 0'',14$, $\varphi_B = 0'',006$ и $\varphi_C = 0'',0001$ соответственно. Линейная часть спектра определяется протяженной компонентой. Квазар окружен гало ~ 14 кпс и имеет на расстоянии 21 кпс выброс в направлении -31° . Размеры выброса достигают 17 кпс, а его спектральный индекс равен $\alpha = -1$ ^{140, 149, 151, 152}. В том же направлении, что и выброс, но на расстоянии 13 Мпс, на волне 6 см обнаружен слабый источник, плотность потока радиоизлучения которого равна ~ 59 мЯн, а в противоположном направлении на расстоянии 11 Мпс — источник с потоком ~ 40 мЯн. Западный источник соединен с ядром «мостом», а между восточным и ядром находится промежуточный источник.

Квазар 3С 345 имеет тонкую структуру ядра, состоящую из нескольких компонент ^{55-57, 72, 74, 78, 77, 122, 127}. Их размеры близки расчетным значениям

1974.15 г. разлет компонент продолжался со скоростью $\sim 8 \text{ с}^{86,144}$. Аналогичное явление наблюдалось и на волне 3,8 см. Сравнение 16 циклов наблюдений, проведенных в 1971—1974 гг., подтвердило сверхсветовой разлет компонент $v = 0,09 \pm 0,03 \text{ мс/год}$ или $v = 2,5 \pm 0,8 \text{ с}^{64,141,143,145}$. Направление движения практически не меняется.

В 1975—1977 гг. наблюдения проводились на радиоинтерферометрической сети Овенс-Вэлли — Форт Дэвис — Грин-Бэнк — Алгонкуин — Эффелсберг на волнах 2,8 и 6 см^{93,95}. На рис. 18 приведены коррелированные потоки для радиоинтерферометра Овенс-Вэлли — Грин-Бэнк. Расстояние между минимумами увеличивается с 1974.15, и они менее выражены. Это свидетельствует об увеличении угловых размеров компонент, изменении их относительного излучения и увеличении расстояния

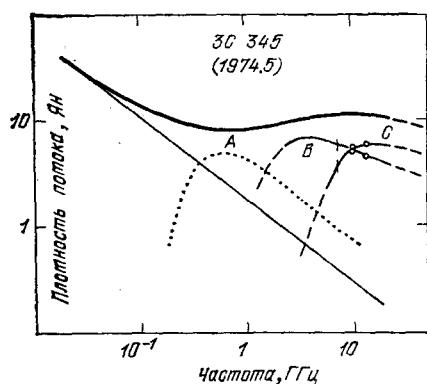


Рис. 17. Спектр квазара 3C 345¹⁴⁵.

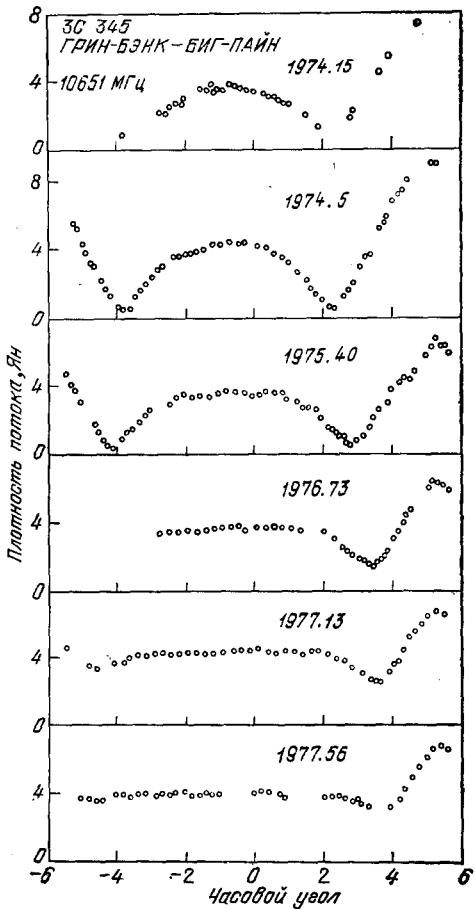


Рис. 18. Коррелированные потоки источника 3C 345.

Получены на радиоинтерферометре Грин-Бэнк — Биг-Пайн в течение 1974—1977 гг.⁹⁵

между ними. В табл. VII приведены модели источника⁹³. Изменение расстояния между компонентами показано на рис. 19. Скорость [компо-

Таблица VII

Эпоха	Расстояние компонент, мс дуги	Угол, град	Первая компонента			Вторая компонента		
			F, Ян	φ, мс	χ, град	F, Ян	φ, мс	χ, град
1975.40	1,49	104,6	3,57	0,6	106	3,55	0,8	106
1976.14	1,59	102,8	4,04	1,1	114	3,80	0,4	105
1976.38	1,71	105,5	3,92	1,2	13	3,22	1,3	161
1976.56	1,82	105,9	4,51	1,0	140	2,91	1,4	157
1976.73	1,69	100,7	5,01	1,2	139	3,76	0,7	72
1977.13	1,89	100,9	6,37	0,8	106	2,12	0,8	106

мент равна $v = 6,7 \pm 0,4$ с. Разнесение компонент не зависит от длины волны. Момент выброса компонент приходится на 1966.3 г. и соответствует началу возрастания потока¹¹⁷.

Важный эксперимент по определению движения источника проведен на интерферометре Хайстек — Грин-Бэнк — Ованс-Вэлли на волне 3,8 см^{146,147}. Положение квазара 3С 345 измерялось относительно квазара NRAO 512. Положение 3С 345 на эпоху 1950.0 оказалось равным $\alpha = 16^{\text{h}}41^{\text{m}}17^{\text{s}},634759$, $\delta = 39^{\circ}54'10'',95838$, а относительное положение двух источников $\Delta\alpha = 2^{\text{m}}29^{\text{s}},43668 \pm 0,00003$ и $\Delta\delta = 1'40'',726 \pm 0,0003$. Скорость движения 3С 345 на эпоху 1973.0 равна $v = 0'',00025 \pm 0'',00020$ в год. Точность полученных результатов пока не дает ответа на вопрос о сверхсветовой скорости компонент 3С 345, но дальнейшие наблюдения позволят решить данный вопрос.

Излучение квазара 3С 345 переменно, переменность носит нерегулярный характер^{27,38,132}. Хотя ряд авторов считает, что после вспышки

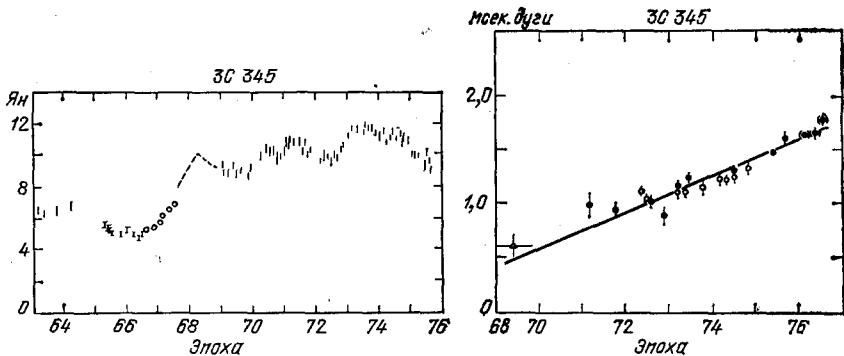


Рис. 19. Изменение потока и расстояния между компонентами в источнике 3С 345 на волне 3 см диапазона⁸⁵.

в 1967 г. поток оставался постоянным. В действительности повышенное излучение определяется большим числом наложенных друг на друга вспышек (см. рис. 19)¹³⁴. Таким образом, наблюдаемая в настоящее время активность ядра сопровождается частыми вспышками радиоизлучения, и каждой вспышке должна соответствовать отдельная компонента. В 1977—1979 гг. были получены гибридные карты квазара на волнах 2,8 и 6 см (рис. 20)^{94,187}. Оптическая толщина ядра $\tau > 1$, а выброса $\tau < 1$. По этой причине излучение ядра преобладает на более коротких волнах. Переобработка данных наблюдений на волне 3,8 см¹³⁴ подтвердила эту структуру (рис. 21, а). Из ядра выбрасываются облака частиц, наблюдаемые в виде цепочки компонент¹⁵⁴. Определение скорости компонент в этом случае вызывает определенные трудности, так как оно непосредственно связано с отождествлением деталей, но $v > c$ не обнаружено.

На волне 1,35 см распределение яркости также представляется в виде ядра и выброшенной из него цепочки компонент (рис. 21, б)^{133,155}. Наблюдения проводились на глобальной сети с угловым разрешением $\sim 0,1$ мс дуги. Основное излучение квазара на этой волне определяется его ядром ($\sim 4,7$ Ян), угловые размеры которого равны $\sim 0,5$ мс; при этом большая часть его излучения связана с неразрешенной компонентой $\leq 0,1$ мс дуги ($F = 3,3$ Ян). Тонкая структура ядра показана в верхнем углу рис. 21, б. Она состоит из самого ядра и двух компактных компонент, смещенных относительно него в двух противоположных направлениях. Яркостная температура ядра $\geq 10^{12}$ К. Весьма характерно, что за рассматриваемый период

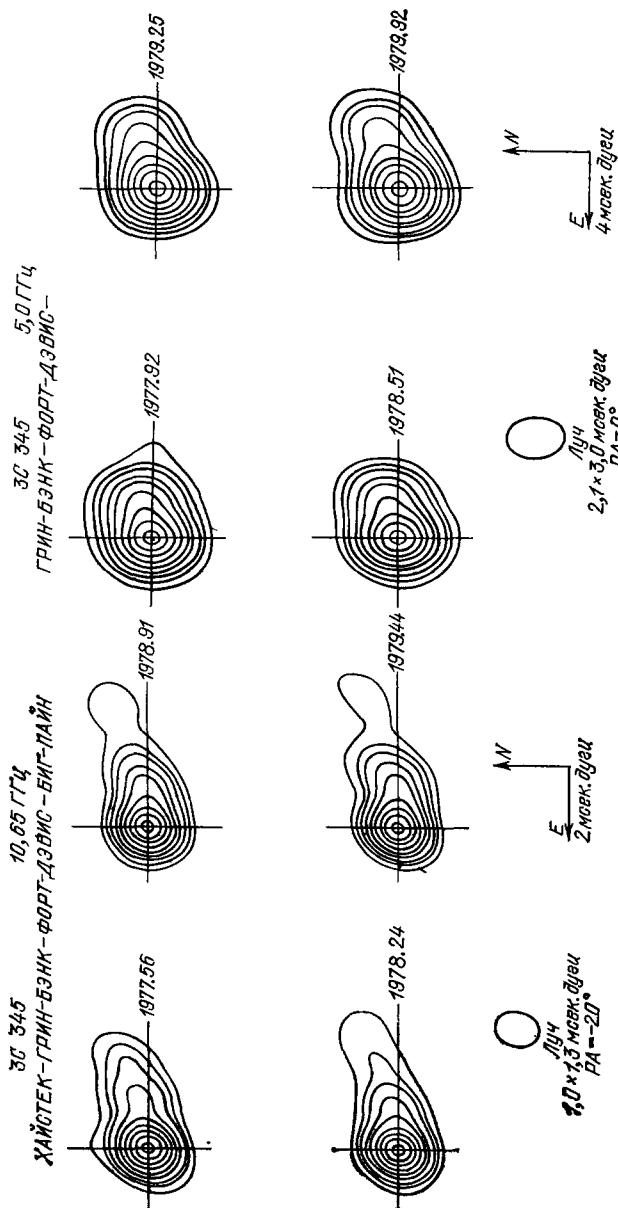


Рис. 20. Гибридные карты 3C 345 на волнах 2,8 и 6 см см^{-3} .

компоненты «В» изменила свою яркость, но сохранила положение, совпадающее с расположением на более длинных волнах.

В работе ¹⁸⁷ отмечается изменение позиционного угла выброса с -85° у ядра до -75° на расстоянии 3 мс от него. На волне более длинной, 6 см,

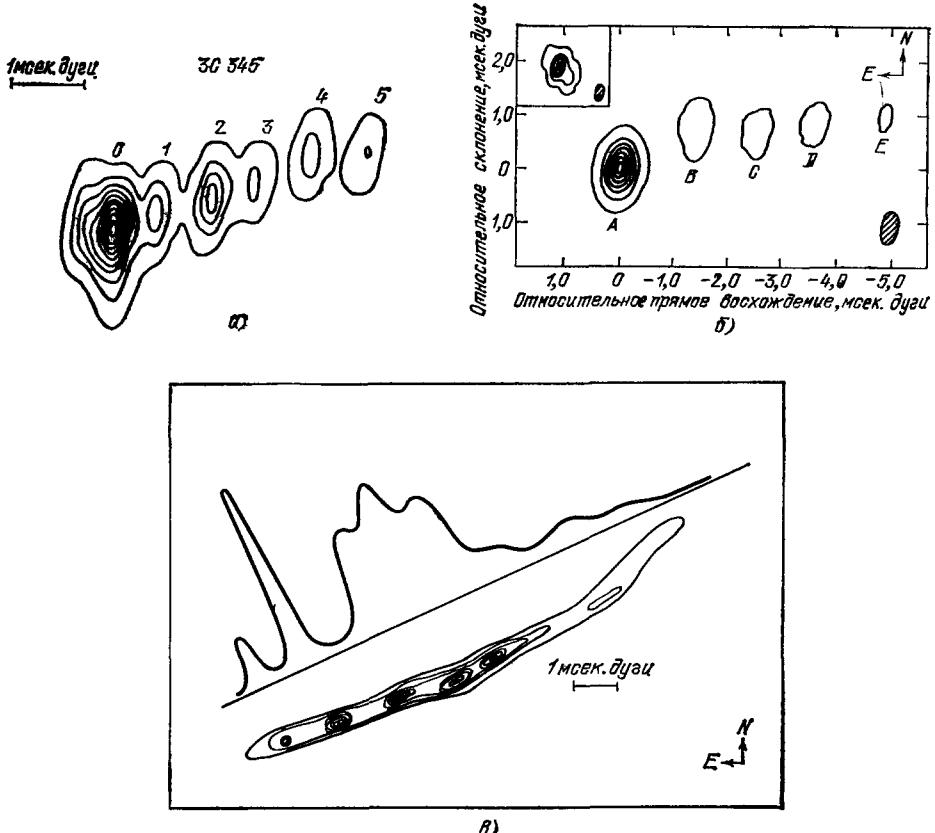


Рис. 21. Распределение яркости в 3С 345 (а) и на волнах 3,7 см (апрель 1978 г. ¹⁵⁴), 1,35 см (август 1977 г.) (б) ¹⁵⁵ и 18 см (1980 г.) (в) ²¹⁰.

позиционный угол равен -65° . На более короткой волне, равной 1,35 см, позиционный угол непосредственно у ядра равен -135° . Исследования на глобальной радиоинтерференционной сети на волне 18 см позволили получить детальную структуру выброса и, таким образом, проследить процесс его формирования ^{188, 210} (рис. 21, в). Облака релятивистских частиц выбрасываются вдоль оси вращения ядра квазара в направлении -135° . По мере их удаления направление движения меняется с -135° до -65° на расстоянии около 5 мс дуги. Здесь и происходит накопление частиц. Их энергия меньше, чем в первоначальный момент, и они излучают в основном в диапазоне дециметровых волн. В предшествующий период активности образовался выброс, ориентированный под углом -31° , он удален от ядра на расстояние $\sim 3''$ ^{146, 148, 149, 210}. Отличие позиционных углов определяется изменением позиционного угла оси вращения ядра квазара.

д) BL Lac (VRO 42 22 01) — ядро гигантской эллиптической галактики, ее красное смещение равно $z = 0,07$ ¹⁵⁹. Расстояние до нее ~ 300 Мпс. Ядро отличается необычайно высокой активностью, изменение плотности

потока радиоизлучения в диапазоне сантиметровых волн происходит в течение нескольких недель и даже дней^{32,34,158,159}. Излучение поляризовано, и плотность поляризации меняется с таким же характерным временем. Оптическое излучение также переменно, изменения носят суточный характер, но наблюдаются и более быстрые изменения на 0,03 звездной величины в течение нескольких минут^{160,161}. На рис. 22 показано изменение плотности потока на волнах 2,8 и 4,5 см^{34,157}. На более длинной волне всплески запаздывают на 4—8 дней.

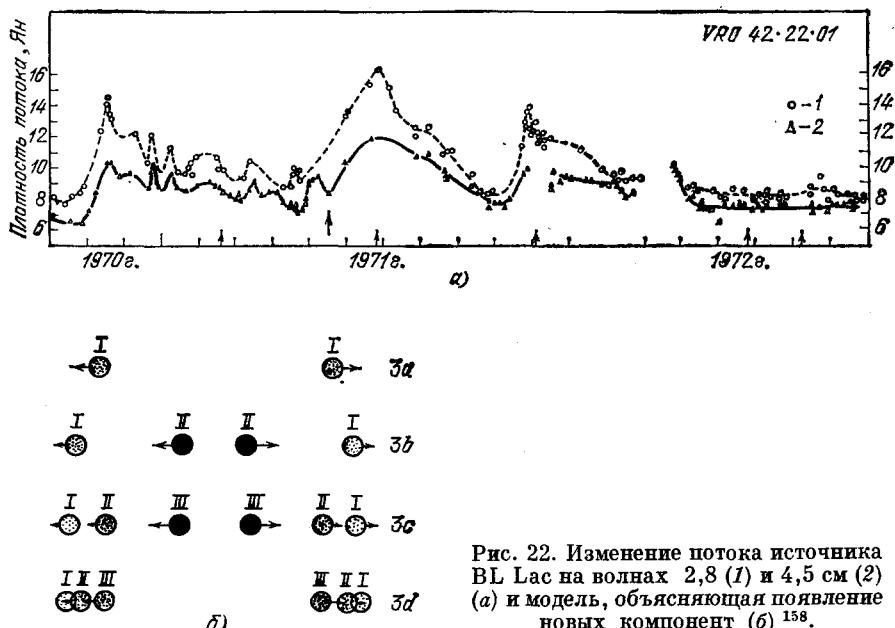


Рис. 22. Изменение потока источника BL Lac на волнах 2,8 (1) и 4,5 см (2)
(a) и модель, объясняющая появление
новых компонент (б)¹⁵⁸.

Спектр источника имеет ярко выраженный избыток излучения до самых коротких миллиметровых волн. Это согласуется с высокой активностью ядра и предполагает наличие компонент очень малых угловых размеров. Первые же наблюдения подтвердили это. В сентябрь-октябре 1969 г. на волне 6 см размеры источника оказались равными 0,5 мс дуги^{55,78}. Наблюдения проводились на межконтинентальной базе Крым — Грин-Бэнк.

В феврале 1971 г. на волне 3,75 см в источнике были обнаружены две компоненты, разнесенные на 0,9 мс в направлении 174°, плотность потока радиоизлучения компонент составляла 8,8 Ян. Наблюдения в июне 1971 г. на радиоинтерферометре Крым — Грин-Бэнк — Голдстоун на волне 3,55 см установили сближение компонент до 0,5 мс. Скорость сближения равнялась $v = 10$ с^{56,57}. Позиционный угол практически сохранился прежним. Исходя из общепринятых моделей, трудно было объяснить это явление. За рассматриваемый период в источнике произошла вспышка радиоизлучения, начало ее приходится на середину мая (рис. 22, а). Таким образом, в июне мы наблюдали появление новой компактной компоненты — «точечного» центрального источника. Его поток должен был быть равен 6,8 Ян. Анализ трехкомпонентной модели показал, что расстояние между крайними компонентами равно 0,85 мс дуги, а поток каждой 3,4 Ян. Яркостные температуры компонент $T_b \approx 1,3 \cdot 10^{12}$ у крайних и $T_b \approx 4 \cdot 10^{12}$ у центральной^{56,57,158,58}. Дальнейшие наблюдения в трехсанти-

метровом диапазоне (моменты наблюдений показаны стрелками на рис. 22) подтвердили сложную структуру, состоящую из пар цепочек источников,

движущихся в противоположных направлениях (см. рис. 28). Каждой вспышке соответствует пара компонент. По мере удаления от ядра их излучение падает, теряется скорость и они накапливаются^{156,157}.

Возможна и иная модель в виде ядра и выброса (рис. 23)¹⁵². Такое распределение получено в июне-июле 1974 г. на волнах 2 и 2,8 см. В этот момент плотность потока радиоизлучения была близка к минимуму¹¹⁷. Отношение потоков компонент близко, 3:1, разнесение компонент в направлении $\sim 10^\circ$ достигает 1,25 мс или 2,5 пс. Размеры ядра равны $0,2 \times 0,6$ мс ($0,4 \times 1$ пс). На волне 6 см распределение яркости аналогично¹⁵².

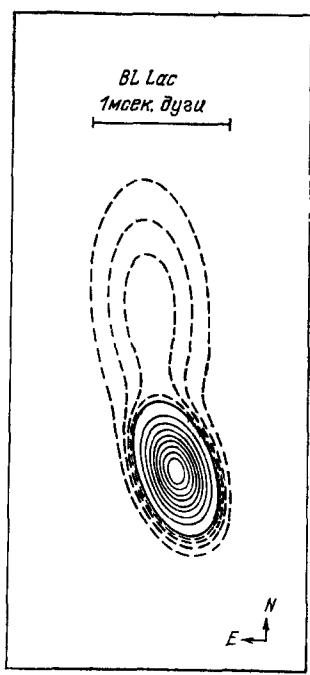


Рис. 23. Синтезированное изображение источника BL Lac¹⁵².

могут быть выделены две составляющие — высокочастотная и низкочастотная (рис. 24)³⁸. Низкочастотная часть практически не меняет-

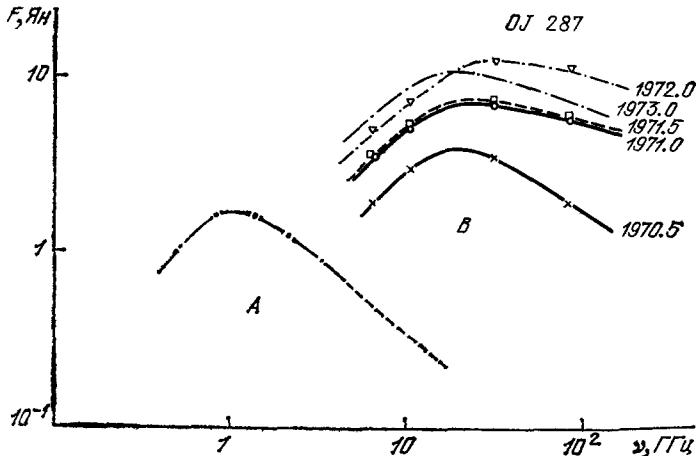


Рис. 24. Спектр источника OJ 287³⁸.

ся и имеет точку перегиба ~ 1 ГГц, высокочастотная — претерпевает значительные изменения. Частота перегиба приходится на частоту ~ 20 ГГц, а плотность потока радиоизлучения в этой точке лежит в пределах 4—

10 Ян. В этом случае угловые размеры этой области должны быть $\sim 0,1$ мс. Красное смещение объекта неизвестно, и поэтому расстояние до него не может быть определено. Но, зная размеры компонент, расстояния между ними (угловые) и длительности вспышек, можно сделать соответствующие оценки; таким способом получается расстояние ~ 200 Мпс³⁸. Наблюдения на трансконтинентальном интерферометре Голдстоун — Хайстек на волне 3,8 см в феврале 1971 г. показали, что источник практически неразрешен, <1 мс¹²⁷. Он оказался неразрешенным и на межконтинентальной базе Крым — Голдстоун^{56,57}. Его размеры $\leq 0,15$ мс, а $T_b \geq 4 \cdot 10^{12}$ К. Непосредственно перед наблюдениями в источнике наблюдалась вспышка, длительность ее $\sim 0,1$ года, что согласуется с полученным результатом. Последующие наблюдения на волне 3 см подтвердили компактность источника, в мае 1974 г. его размер был равен 0,3 мс, а поток $F = 6$ Ян⁸⁶, в феврале 1974 г. 0,6 мс, $F = 4$ Ян и в июле 1974 г. 0,4 мс и $F = 3,2$ Ян соответственно¹³². Наблюдается уменьшение угловых размеров источника с увеличением плотности потока радиоизлучения, что свидетельствует о наличии более протяженной компоненты, ее размеры равны нескольким мс, а спектральный индекс -1 ⁸⁹ и соответствует низкочастотной компоненте.

ж) Квазар 3C 279, его красное смещение равно $z = 0,538$, а излучение переменно¹¹⁷. Его структура детально исследовалась методом сверх дальней радиоинтерферометрии^{74,77,78,90,92,124,127,138,165}. Структура квазара состоит из четырех компонент, соответствующих деталям его спектра. Компонента А определяет длинноволновую часть излучения, В — дециметровую, С — коротковолновую и, наконец, D — наиболее высокочастотную. Размеры компонент $\varphi_B = 22$, $\varphi_C = 1$ и $\varphi_D = 0,4$ мс дуги. Две последние компоненты связаны с тонкой структурой ядра. В течение 1969—1972 гг. наблюдались изменения расстояния между компактными компонентами со скоростью $v = 8—20$ с, а после 1972 г. даже 45 с¹⁶⁰. Однако дальнейшие детальные наблюдения, в том числе на волне 2 см, установили, что двойной источник — лишь приближенная модель. В действительности имеются три коллинеарно расположенные компоненты на расстоянии 2,2 мс друг от друга. Положение компонент стационарно, но меняется их относительная яркость^{119,129}.

з) Квазар 4C 39.25 имеет $z = 0,698$ и находится на расстоянии ~ 3000 Мпс. Его спектр имеет высокочастотный избыток, переменный во времени. На сантиметровых волнах наблюдается излучение двух компактных компонент, расположенных на расстоянии $2,02 \pm 0,05$ мс дуги друг от друга. Размеры источников $\sim 0,3$ мс, а их яркостная температура $T_b \approx 10^{12}$ К, позиционный угол равен 81° . Тонкая структура окружена протяженной областью ~ 20 мс, ее излучение преобладает на волнах дециметрового диапазона. Структура источника сохраняется неизменной в течение 1972—1975 гг.^{56,57,78,140,145,167}.

и) Квазар 3C 454.3 имеет $z = 0,859$. Высокочастотная часть спектра определяется излучением компактного ядра $\sim 0,2$ мс дуги и гало $\sim 0,4$ мс. На волнах дециметрового диапазона его размеры возрастают до 200 мс (волна 75 см). В зависимости от стадии активности ядра тонкая структура может быть представлена в виде вытянутого эллипса с размерами осей $1 \times 9,5$ либо двух компонент, разнесенных на 3,5 мс дуги в направлении 115° ^{55,77,78,86,89,122,127,132,140}. Последние исследования в диапазоне сантиметровых волн показывают, что структура практически не меняется со временем, меняется лишь яркость деталей⁸⁶.

к) NRAO 150 — неотождествленный объект, имеет сложный спектр, состоящий из трех деталей. На дециметровых волнах преобладает излучение компоненты В, ее размер равен 10–15 мс дуги. На сантиметровых волнах наблюдается трехкомпонентная коллинеарная структура. Две

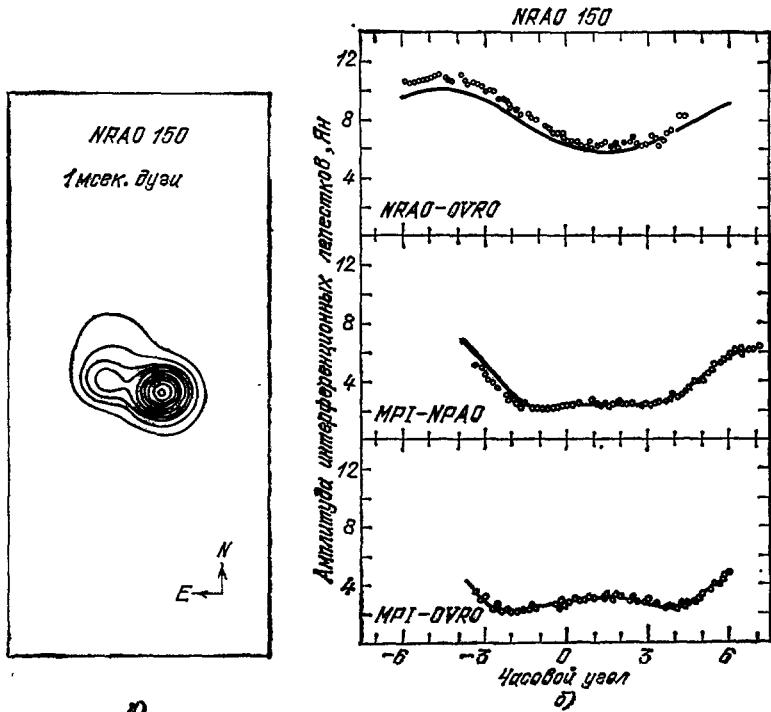


Рис. 25. Распределение радиояркости в источнике NRAO 150 (а) и соответствующие ему коррелированные потоки, полученные на радиоинтерферометрах (б) 140 .

компоненты разнесены на 1,1 мс, их яркостная температура $T_b \approx 10^{12}$ К, а размеры третьей 0,7 мс и $T_b \approx 10^{11}$ К. Позиционный угол источника $\sim 60^\circ$ ^{56, 57, 78, 89, 132, 133, 140} (рис. 25). Ядро ориентировано под углом $\sim 152^\circ$, отношение его осей равно 0,6 и размер большой оси 0,2 мс. Размер большой оси второй компоненты 0,4 мс, а отношение осей 0,7. Позиционные углы компонент отличаются от позиционного угла структуры в целом. Распределение яркости сохраняется в течение 1972–1975 гг.¹⁶⁷.

л) Простая структура ядра наблюдается у гигантской эллиптической галактики M 87 (радиоисточник Дева А) и ближайшей к нам галактики M 81. Размеры ядра M 87 уменьшаются с длиной волны с 1" на метровых волнах, ~ 6 мс на дециметровых и $\sim 0,3$ мс на сантиметровых. Размер ядра на сантиметровых волнах равен $3 \cdot 10^3$ а. е., а его яркостная температура $T_b \approx 10^{11}$ К^{38, 56, 57, 74, 77, 104}. Изменение угловых размеров с длиной волны $\sim \lambda^2$ определяется распределением электронов по энергиям и напряженностью магнитного поля. Такая же зависимость может быть и в случае рассеяния, излучения компактного источника на неоднородностях ионизованной среды, но в этом случае яркостная температура нерассеянного источника будет достигать на метровых волнах необычайно высоких значений, существенно превышающих комптоновский предел³⁸. Размеры ядра M 81 ~ 1300 а. е., а $T_b \approx 2 \cdot 10^{10}$ К; если принять яркостную

температуру равной комптоновскому пределу, то его размер будет ~ 200 а. е.¹⁶⁸.

Низкая яркостная температура ядер этого типа объектов, вероятно, определяется их недостаточно высокой активностью. Это не исключает того, что ранее их активность была значительно выше, о чем свидетельствует выброс струи вещества из ядра M 87²¹⁴. Размеры струи достигают $\sim 22''$.

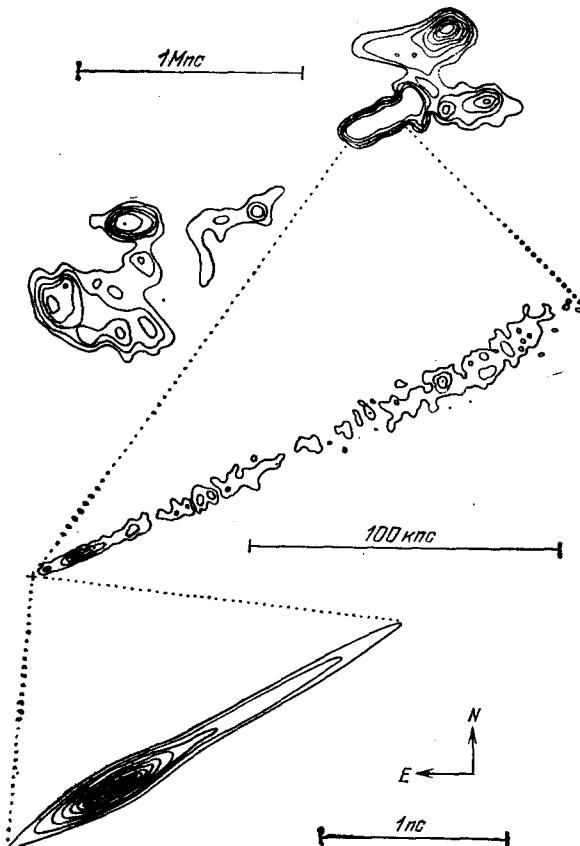


Рис. 26. Структура источника NGC 6251¹⁶⁶.

Ярко выражен выброс вещества и в эллиптической галактике NGC 6251, $z = 0,023$ ¹⁶⁶. Наблюдения объекта проводились на новом инструменте в Нью-Мексико, а его тонкая структура — на радиоинтерференционной сети в США. Распределение яркости объекта показано в разных масштабах на рис. 26. Позиционный угол выброса равен $300,5 \pm 2^\circ$. Излучение крупномасштабных компонент преобладает в дециметровом, а мелкомасштабных — в сантиметровом диапазонах. Яркостная температура тонкой структуры $T_b \approx 5 \cdot 10^{11}$ К.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Тонкая структура объектов с активными ядрами непосредственно определяется активностью их ядер. В случае низкой активности наблюдается излучение релятивистской плазмы, окружающей эти ядра, размеры этих областей $\sim 0,01$ пс, напряженность магнитного поля $H = 10^{-5 \pm 2}$ Э,

энергия релятивистских частиц $E = 10^{54 \pm 3}$ эрг и $T_b \approx 10^{11}$ К. К таким объектам относятся ядра галактик M 81 и M 87.

Яркие компактные компоненты связаны с более активными процессами в ядрах и соответствуют выбросам облаков релятивистских частиц — вспышкам радиоизлучения. Каждому облаку релятивистских частиц соответствует яркий компактный источник. При достаточно частом повторении выбросов они могут наблюдаться в виде цепочки компонент, переходящих в струю, как, например, в квазаре 3C 345²¹⁰. Само активное ядро также наблюдается в виде компактной компоненты. Компоненты могут наблюдаться симметрично относительно ядра, но, как правило, это односторонние выбросы; во многих случаях это относится и к крупномасштабной структуре — выбросы в 3C 273, 3C 345, Деве А и др. Размеры отдельных вспышек составляют несколько десятых пс, а их яркостные температуры $T_b \approx 10^{12}$ К, а на начальных стадиях даже $\sim 10^{13}$ К. Особенno яркие компоненты наблюдаются на дециметровых волнах^{30,67}, но их природа неясна.

Видимые сверхсветовые скорости движения компонент, как правило, связаны с двухкомпонентной структурой. Это относится к источникам 3C 120, 3C 273, 3C 345 и др. Как следует из последних работ, эти упрощенные модели недостаточно точны, модели в виде односторонних выбросов или двух компонент с разными потоками лучше отражают наблюдательные данные. В частности, это относится к 3C 345, но и в этом случае скорость движения компонент может превышать скорость света. Видимая скорость движения компонент в объектах 3C 120, 3C 273, 3C 279 лежит в пределах $5c \leq v \leq 40c$.

Напряженности магнитного поля вспышек $H = 0,01\text{--}0,1$ Э, а энергия релятивистских частиц $E \approx 10^{52}$ эрг¹⁴⁵. Максимальное излучение вспышек приходится на волны сантиметрового-миллиметрового диапазонов. Длительность вспышек не превышает в ряде случаев нескольких месяцев, а иногда даже нескольких дней. Согласно поляризационным наблюдениям выброс вещества происходит вдоль магнитного поля, объекты 3C 120, 3C 273, 3C 345. В других такой зависимости не наблюдается, но, возможно, это определяется иной ориентацией магнитного поля вблизи ядра^{47,132}.

Наблюдаемые сверхсветовые скорости разлета компонент рассмотрены во многих работах^{44,47,79,113,150,170\text{--}173,175,176,185,204} и объясняются следующими причинами:

1. Быстрым движением компонент.
2. Значительным отличием постоянной Хаббла либо некосмологической природой красного смещения объектов, так же как неточностью космологической модели^{190\text{--}192}.
3. Эффектом эха — отражения излучения¹¹⁶.
4. Гравитационной линзой^{193,194}.
5. Систематическим изменением оптической толщины объекта¹⁹⁵.
6. Синхротронным либо изгибным излучением электронов в дипольном магнитном поле^{196\text{--}198}.
7. Различными кинематическими иллюзиями, связанными с конечным временем распространения сигнала^{8,199}.

Наибольшее признание получило последнее объяснение^{8,200}. Впервые эта модель использовалась для интерпретации быстрой переменности радиоизлучения. Радиоисточник представлялся в виде расширяющегося облака релятивистских частиц. Из-за конечного времени распространения излучения длительность события в источнике, движущемся с околосветовой скоростью, для внешнего наблюдателя будет в $\gamma = (1 - \beta^2)^{-0,5}$ раз короче^{44,47,113}. Наблюдаемый же угловой размер будет в $\sim \gamma$ раз меньше,

а его яркостная температура T_b в $\sim \gamma^2$ раз больше. Последнее связано с тем, что излучение источника становится анизотропным и происходит в конусе шириной $\phi \sim \gamma^{-1}$. Соответственно, наблюдаемая плотность потока радиоизлучения возрастает по сравнению с неподвижным источником в

$$\frac{F_b(\theta)}{F_0} = \gamma^3 (1 - \beta \cos \theta)^{\alpha-3} \text{ раз.}$$

Величины наблюдаемых потоков для разных β в зависимости от угла θ показаны на рис. 27²⁰¹.

В случае $\sin \theta = 1/\gamma$ и $\alpha = 0$ плотность потока радиоизлучения источника, движущегося на наблюдателя, равна $F_b \approx 8\gamma^3 F_0$, а удаляющегося

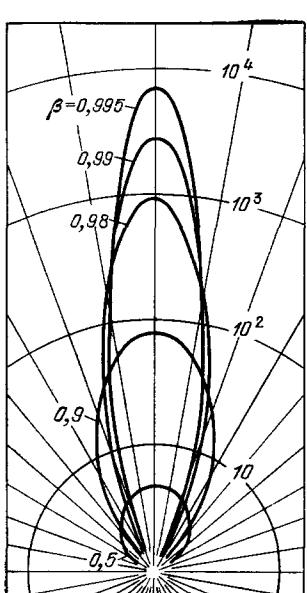


Рис. 27. Направленность излучения источника, движущегося с околосветовой скоростью²⁰¹.

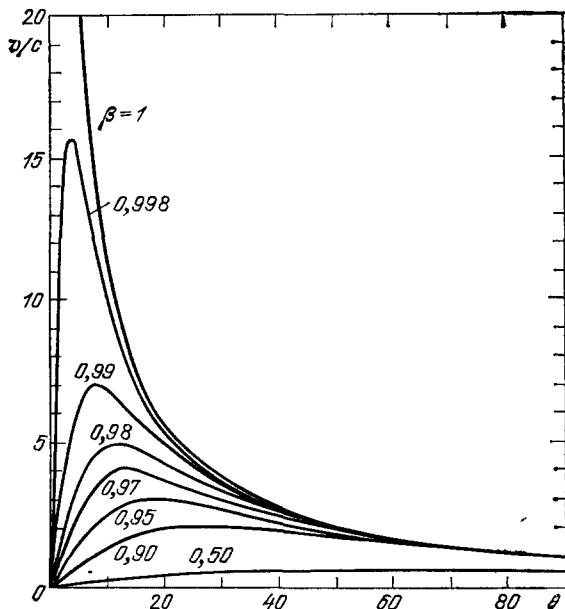


Рис. 28. Видимая скорость движения источника v/c в зависимости от направления θ и скорости его движения (β)²⁰¹.

$F_b \approx \gamma^{-3} F_0/8$. Детальное рассмотрение этого явления приведено в⁴⁴. Одновременно с изменением видимого излучения происходит изменение и его скорости. Видимая скорость облака релятивистских частиц, движущегося со скоростью v , будет равна^{185, 202}

$$v_{\perp} = \frac{v \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}.$$

На рис. 28 показана зависимость v_{\perp} от β и θ . Для $\theta = 90^\circ$ влияние конечного времени распространения сигнала на видимую скорость незначительно и $v_{\perp} \approx v$. Но для $\theta \approx 1/\gamma$ видимая скорость равна максимальному значению $v_{\perp} \approx \gamma v$. Наблюдаемые скорости могут существенно превосходить скорость света. Таким образом, данная модель объясняет как высокие яркостные температуры, так и скорости движения. Однако скорости $v \sim c$ вызывают в свою очередь ряд проблем²⁰³.

1. Необходима дополнительная энергия в виде кинетической энергии облака релятивистских частиц и энергии магнитного поля.

2. Облако релятивистских частиц находится внутри области, излучающей эмиссионные линии в оптике, и при движении с такой скоростью будет происходить его взаимодействие с окружающей средой, что должно привести к существенному изменению спектральных линий.

3. Высокая скорость движения приводит к высокой направленности излучения, а соответственно малой вероятности наблюдений этого явления. В то же время наблюдается большое число объектов с переменностью радиоизлучения, предельными яркостными температурами и сверхсветовыми движениями.

4. Наблюдаемые плотности потоков радиоизлучения компонент близки по своей величине (двухкомпонентная модель), в то время как они должны существенно отличаться при измеряемых значениях скоростей.

Все эти трудности во многом могут быть связаны с недостаточно полной картиной наблюдаемых явлений. Сегодня мы располагаем лишь первыми сведениями о тонкой структуре ядер активных объектов, эволюции их развития. И далеко не всегда они позволяют проследить эволюцию всплесков в широком диапазоне радиоволн. Вполне вероятно, что компоненты, удаляющиеся от нас, действительно не видны из-за эффекта направленного излучения. Этим же может быть объяснена асимметрия выбросов, но только на начальном этапе. После же потери скорости обе компоненты должны быть видны. Впервые эта точка зрения была высказана для объяснения асимметрии выбросов в объектах M 87 и 3C 273^{205, 206}. Наблюданная же вторая компонента может быть самим ядром. Нужно также отметить, что число источников, в которых измерено движение компонент с высокой скоростью, невелико. Косвенные же оценки возможного сверхсветового движения, исходя из высоких яркостных температур компонент, не являются убедительными и могут найти иное объяснение, в частности, некогерентное синхротронное излучение допускает столь высокие температуры¹⁸². В этой связи большое значение имеет измерение скорости компонент и их изменение со временем, как это следует из большинства моделей. Однако пока установить торможение не удалось^{113, 150}. При наличии достаточно частых вспышек, появляющихся на разных расстояниях от ядра, трудно исключить возможность кажущегося сверхсветового движения компонент²⁰⁸. Такое явление наблюдается в галактике 3C 84^{65, 69, 120, 130}. Положение компонент определяется структурой магнитного поля^{69 180}.

Протяженные компоненты, размеры которых достигают нескольких парсек, находятся на больших расстояниях от ядра и являются результатом накопления частиц, генерируемых во время многих вспышек, результатом генерации определенной эпохи активности. Яркостная температура этих компонент обычно не превышает $T_b \approx 10^{11}$ К, а их магнитное поле $H \approx 10^{-3}$ Э. Максимальное излучение приходится на волны дециметрового и частично сантиметрового диапазона. Энергия частиц $E \approx 10^{61}$ эрг¹⁴⁵.

Излучение как компактных, так и протяженных компонент определяется синхротронным механизмом. Отличия свойств компонент разных объектов не наблюдается. Сверхкомпактные компоненты соответствуют начальной стадии выброса частиц, и их высокая яркостная температура, превышающая предельное значение 10^{12} К, может быть объяснена околосветовой скоростью движения. С другой стороны, высокая яркостная температура может быть выше предельного значения и определяться энергией электронов и устойчивостью магнитного поля¹⁸².

Одним из важнейших вопросов в исследовании объектов с активными ядрами является вопрос об источнике частиц высоких энергий, источнике энергии ядра и механизме ее трансформации в релятивистские частицы,

механизме выброса частиц на расстояния в сотни кпс. Источником энергии может быть компактное звездное скопление, аккрецирующая черная дыра²¹¹⁻²¹³ или сверх массивное вращающееся магнитоплазменное тело — магнитоид. Этот сверх массивный ротатор, вращательная, тепловая и магнитная энергии которого примерно равны, является генератором частиц высоких энергий^{47, 179}. Генерация частиц определяется взаимодействием релятивистской и тепловой плазмы с магнитным полем. Сильная низкочастотная электромагнитная волна ускоряет частицы до энергий $E/Mc^2 \approx \approx 10^3$ ¹⁷⁸. Прерывистость истечения вещества определяется натяжением магнитных силовых линий. Так происходит трансформация гравитационной энергии массивного тела в релятивистские частицы. Такая модель соответствует наблюдательным данным — сохранению позиционного угла направления выбросов в пределах определенной эпохи активности ядра^{38, 69}. Таким образом, позиционный угол сверхтонкой структуры характеризует положение оси вращения магнитоида либо другого сверх массивного тела, например черной дыры. Изменение положения оси вращения ядра, возможно, связано с выбросом огромных масс вещества в течение каждого из периодов активности. Потери массы достигают $\dot{M}/M \approx 10^{-7}$ в год, а масса ядра $10^7 - 10^9 M_\odot$ ¹⁷⁷.

Метод сверх дальний радионтерферометрии открыл необычайно широкие возможности для исследований ядер квазаров, лацерид и галактик. Открыты их сложная структура и изменения ее со временем. Возможно, это объекты одного класса, но отличающиеся лишь масштабами активности их ядер либо фазой активности. В настоящее время проводятся систематические наблюдения этих объектов на радиоинтерференционных сетях в широком диапазоне радиоволн. Это позволит изучить как мелкомасштабную, так и крупномасштабную структуры, понять процесс их формирования и эволюции. Выход в будущем на орбиту вокруг Земли космических радиотелескопов, освоение космических линий связи позволят получать изображения отдельных вспышек с необходимым угловым разрешением. Первые шаги в этом направлении уже сделаны^{54, 174, 181, 183}.

Институт космических исследований
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K.— Proc. IEEE, 1973, v. 61, p. 1174.
2. Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K.— Astrophys. J., 1969, v. 155, p. L71.
3. Гринстейн Дж., Чу Х., Нарликар Дж. Сверхзвезды.— М.: Мир, 1965.
4. Разин В. А.— Изв. вузов, сер. «Радиофизика», 1960, т. 4, с. 584.
5. Разин В. А.— Ibid., т. 6, с. 921.
6. Slysh V. I.— Nature, 1963, v. 199, p. 682.
7. Galactic and Extragalactic Radio Astronomy/Ed. G. L. Verschuur, K. I. Kellermann.— New York; Heidelberg; Berlin: Springer-Verlag, 1974.
8. Rees M. J.— Nature, 1966, v. 211, p. 468.
9. Kellermann K. I.— Ann. N.Y. Acad. Sci., 1980, v. 336, p. 1.
10. Kellermann K. I.— The Physics of Non-thermal Radio Sources/Ed. G. Setti.— Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1976.
11. Hazard G., Mackey M. V., Shimmmins A. J.— Nature, 1963, v. 197, p. 1037.
12. Гетманцев Г. Г., Гинзбург В. Л.— ЖЭТФ, 1950, т. 4, с. 20.
13. Шоломицкий Г. Е., Слепцова Н. Ф., Матвеенко Л. И.— Астрон. ж., 1965, т. 6, с. 1135.
14. Schmidt J. I.— Nature, 1968, v. 218, p. 663.
15. Cohen M.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1969, v. 7, p. 619.
16. Lang K. R.— Astrophys. J., 1971, v. 164, p. 249.
17. Little L. T., Hewish A.— Mon. Not. RAS, 1966, v. 134, p. 221.

18. Little L. T., Hewish A.—*Ibid.*, 1968, v. 136, p. 393.
19. Cronyn W. M., Thesis D. Ph.—Univ. of Mariland, 1970.
20. Cohen M. H., Gundermann E. J.—*Astrophys. J.*, 1969, v. 155, p. 645.
21. Cohen M. H., Gundermann E. J., Harris D. E.—*Ibid.*, 1967, v. 150, p. 767.
22. Гизбург В. Л.—ДАН СССР, 1965, т. 62, с. 42.
23. Виткевич В., Шишов В. И.—Тр. ФИАН СССР, 1972, т. 62, с. 42.
24. Костенко В. И., Матвеенко Л. И.—*Астрон. ж.*, 1968, т. 6, с. 1181.
25. Костенко В. И., Матвеенко Л. И.—Изв. вузов, Сер. «Радиофизика», 1970, т. 10, с. 1467.
26. Dent W. A., Haddock T. T.—*Nature*, 1965, v. 205, p. 4970.
27. Dent W. A.—*Science*, 1965, v. 148, p. 1458.
28. Kellermann K. I., Pauliny Toth I. I. K.—*Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1968, v. 6, p. 417.
29. Medd W. J., Andrew B. H., Harvey G. A., Locke J. L.—*Mon. Not. RAS*, 1972, v. 77, p. 109.
30. Fanti R. et al.—*Astron. and Astrophys. Suppl. ser.*, 1979, v. 36, p. 359.
31. Williams W. L. et al.—*Astrophys. J.*, 1972, v. 173, p. L147.
32. Epstein E. E. et al.—*Ibid.*, v. 178, p. L51.
33. Seielstad G. A.—*Ibid.*, 1974, v. 193, p. 55.
34. Macleod J. M., Andrew B. H., Medd W. J., Olen E. T.—*Ibid.*, 1971, v. 9, p. 19.
35. Harvey G. A., Andrew B. H., Macleod J. M., Medd W. J.—*Astrophys. Lett.*, 1972, v. 11, p. 147.
36. Проник И. И.—*Астрон. ж.*, 1974, т. 51, с. 1204.
37. Проник И. И.—*Ibid.*, 1977, т. 54, с. 260.
38. Матвеенко Л. И. Автореферат докт. диссертации.—Москва, 1978.—Д-021052.
39. Hobbs R. W., Holinger J. P., Marandino G. E.—*Astrophys. J.*, 1968, v. 154, p. L49.
40. Wyckoff S. et al.—*Ibid.*, 1980, v. 242, p. L59.
41. Laan H. van der.—*Nature*, 1966, v. 211, p. 1131.
42. Yong D. S. De—*Astrophys. J.*, 1972, v. 177, p. 573.
43. Peterson F. W., Dent W. A.—*Ibid.*, 1973, v. 186, p. 421.
44. Озерной Л. М., Сазонов В. А. *Astrophys. and Space Sci.*, 1969, v. 3, p. 365.
45. Шкловский И. С. *Астрон. ж.* 1977, т. 54, с. 713.
46. Шкловский И. С.—*Ibid.*, 1965, т. 42, с. 30.
47. Озерной Л. М., Улановский Л. Э.—*Ibid.*, 1974, т. 51, с. 8.
48. Сюняев Р. А.—*Ibid.*, 1971, т. 48, с. 244.
49. Сюняев Р. А., Зельдович Я. Б.—*Astrophys. and Space Sci.*, 1971, v. 7, p. 20.
50. Матвеенко Л. И., Кардашев Н. С., Шоломицкий Г. Б.—Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1965, т. 8, с. 651.
51. Батчелор Р., и др.—Письма Астрон. ж., 1976, т. 2, с. 467.
52. Матвеенко Л. И. и др.—*Ibid.*, 1978, т. 4, с. 51.
53. Костенко В. И., Матвеенко Л. И.—Препринт ИКИ АН СССР № 340.—Москва, 1977.
54. Кардашев Н. С., Погребенков С. В., Царевский Г. С.—Препринт ИКИ АН СССР № 449.—Москва, 1978.
55. Бродерик Д. Д. и др.—*Астрон. ж.*, 1970, т. 47, с. 784.
56. Бродерик Д. Д. и др.—Препринт АН СССР № 417.—Москва, 1972.
57. Матвеенко Л. И. и др.—*Астрон. ж.*, 1973, с. 1157.
58. Clark B. G.—*Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1970, v. 8, p. 115.
59. Fort D. N., Yee H. K.—*Astron. Astrophys.*, 1976, v. 50, p. 19.
60. Cotton W. D.—*Astron. J.*, 1979, v. 84, p. 1122.
61. Readhead A. C. S., Wilkinson P.—*Ibid.*, 1978, v. 223, p. 25.
62. Hogbom J. A.—*Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1974, v. 15, p. 417.
63. Rogers A. E. E. et al.—*Astrophys. J.*, 1974, v. 193, p. 293.
64. Wittels J. J. et al.—*Astron. J.*, 1976, v. 81, p. 933.
65. Pauliny-Toth I. I. K. et al.—*Nature*, 1976, v. 259, p. 17.
66. Jennison R. C.—*Mon. Not. RAS*, 1958, v. 118, p. 276.
67. Genzel R. et al.—*Astrophys. J.*, 1981, v. 247, p. 1039.
68. Shapiro I. I. et al.—*Astron. J.*, 1979, v. 84, p. 1459.
69. Матвеенко Л. И. и др.—Письма Астрон. ж., 1980, т. 6, с. 77.
70. Матвеенко Л. И. Препринт ИКИ АН СССР № 479.—Москва, 1979.
71. Mathur N. S., Grossi M. D., Peaglman M. R.—*Radio Sci.*, 1970, v. 5, p. 1253.
72. Kellermann K. I. et al.—*Astrophys. J.*, 1968, v. 153, p. L209.

73. Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K.—*Astron. J.*, 1968, v. 73, p. 874.
74. Kellermann K. I. et al.—*Astrophys. J.*, 1970, v. 161, p. 803.
75. Jauncey D. L., et al.—*Ibid.*, 1970, v. 160, p. 337.
76. Shaffer D. B., Cohen M. H., Jauncey D. L., Kellermann K. I.—*Ibid.*, 1972, v. 173, p. L147.
77. Broderick J. J., Kellermann K. I., Shaffer B. B., Jauncey D. L.—*Ibid.*, 1972, v. 172, p. 299.
78. Kellermann K. I. et al.—*Ibid.*, 1971, v. 169, p. 1.
79. Kogure T.—*Publ. Astron. Soc. Japan*, 1971, v. 23, p. 449.
80. Dent W. A.—*Astrophys. J. (Lett.)*, 1972, v. 175, p. L55.
81. Erickson W. C. et al.—*Astrophys. J.*, 1972, v. 177, p. 101.
82. Readhead A. C. S., Hewish A.—*Mon. Not RAS*, 1974, v. 78, p. 1.
83. Kellermann K. I. et al.—*Astrophys. J.*, 1973, v. 183, p. L51.
84. Bhandardary S. M., Ananthakrishnan S., Pramesh Rao A.—*Austr. J. Phys.*, 1974, v. 27, p. 121.
85. Kapahi V. K., Joshi M. N., Sarma N. V.—*Astron. J.*, 1974, v. 79, p. 515.
86. Wittels J. J. et al.—*Astrophys. J.*, 1975, v. 196, p. 13.
87. Schilizzi R. T. et al.—*Ibid.*, 1975, v. 201, p. 263.
88. Clark T. A. et al.—*Astron. J.*, 1975, v. 80, p. 923.
89. Shaffer D. B., Schilizzi R. T.—*Ibid.*, p. 753.
90. Cohen M. H. et al.—*Nature*, 1977, v. 268, p. 405.
91. Galt J. A. et al.—*Mon. Not. RAS*, 1977, v. 178, p. 301.
92. Gabbaray J. et al.—*Astrophys. J.*, 1977, v. 215, p. 20.
93. Seielstad G. A.—*Ibid.*, 1979, v. 229, p. 53.
94. Readhead A. C. S. et al.—*Ibid.*, 1979, v. 231, p. 299.
95. Cohen M. H. et al.—*Ibid.*, p. 293.
96. Cohen M. H. et al.—*Ibid.*, 1975, v. 201, p. 249.
97. Троицкий В. С.—УФН, 1973, т. 109, с. 771.
98. Матвеенко Л. И.—Итоги науки и техники. Сер. «Астрономия».—М.: ВИНИТИ, 1977.
99. Shapiro I. I. et al.—*Astrophys. J.*, 1973, v. 183, p. L47.
100. Bell L.—*Nature*, 1977, v. 270, p. 386.
101. Rees M. J.—*Astrophys. J.*, 1968, v. 2, p. 1.
102. Rees M. J.—*Nature*, 1966, v. 211, p. 468.
103. Legg T. H. et al.—*Nature*, 1973, v. 244, p. 18.
104. Erickson W. C. et al.—*Astrophys. J.*, 1972, v. 177, p. 101.
105. Miley G. K., Perola G. C.—*Astron. and Astrophys.*, 1975, v. 45, p. 223.
106. Fort D. N.—*Astrophys. J.*, 1976, v. 207, p. L155.
107. Pauliny Toth I. I. K. et al.—*Nature*, 1976, v. 259, p. 17.
108. Minkowsky R.—Radio Astronomy: IAU Symp., 1957, v. 4, p. 107.
109. Burbridge E. M., Burbridge G. R.—*Astrophys. J.*, 1965, v. 142, p. 1351.
110. Rubin V. C., Fort W. K., Peterson Ch. K., Jr., Oort J. H.—*Ibid.*, 1977, v. 211, p. 693.
111. Дибай Э. А.—Астрофизика, 1968, т. 46, с. 725.
112. Romney J.—Thesis D. Ph.—Caltech, 1979.
113. Kellermann K. I.—*Ann. N.Y. Acad. Sci.*, 1980, v. 336, p. 1.
114. Баррет А. Х., Кутузов Б. Г., Матвеенко Л. И., Саломонович А. Е.—*Астрон. ж.*, 1965, р. 42, с. 527.
115. Костенко В. И., Матвеенко Л. И.—*Ibid.*, 1966, т. 43, с. 280.
116. Lund-Bell D.—*Nature*, 1977, v. 270, p. 396.
117. Andrew B. H., MacLeod J. M., Harvey G. A., Medd W.—*Astron. J.*, 1978, v. 83, p. 863.
118. Clarke R. W. et al.—*Mon. Not. RAS*, 1969, v. 146, p. 381.
119. Niel A. E., Kellermann K. I., Clark B. G., Shaffer D. B.—*Astrophys. J. (Lett.)*, 1975, v. 197, p. L109.
120. Preuss E. et al.—*Astron. and Astrophys.*, 1979, v. 79, p. 268.
121. Cohen M. H., Readhead A. C. S.—*Astrophys. J.*, 1979, v. 233, p. L101.
122. Clark B. G. et al.—*Ibid.*, 1968, v. 153, p. L67.
123. Morgan J. M. et al.—*Ibid.*, p. 151.
124. Knight C. A. et al.—*Science*, 1971, v. 172, p. 52.
125. Ефанов В. А., Кисляков А. Г., Моисеев И. Г., Наумов А. В.—*Астрон. ж.*, 1971, т. 45, с. 2.
126. Legg T. H. et al.—*J. Roy. Soc. Canada*, 1971, v. 65, p. 176.
127. Cohen M. H. et al.—*Astrophys. J.*, 1971, v. 170, p. 207.
128. Legg A. J. et al.—*Nature*, 1972, v. 235, p. 147.
129. Kellerman K. I. et al.—*Astrophys. J. (Lett.)*, 1974, v. 189, p. L19.
130. Conway R. G., Stannard D.—*Nature*, 1975, v. 255, p. 310.

131. Legg T. H. et al.—*Astrophys. J.*, 1977, v. 211, p. 21.
132. Kellermann L. I. et al.—*Ibid.*, p. 658.
133. П а у л и н и - Т о с, И. И. К. и др.—Письма Астрон. ж., 1978, т. 4, с. 64.
134. Wittels J. J. et al.—*Astron. J.*, 1978, v. 83, p. 560.
135. Kellermann K. I. et al.—*Astrophys. J.*, 1974, v. 189, p. L49.
136. Clark B. G., Cohen M. H., Jauncey D. L.—*Ibid.*, 1967, v. 149, p. L151.
137. Cohen M. H.—*Ibid.*, 1972, v. 12, p. 81.
138. Whitney A. R. et al.—*Science*, 1971, v. 171, p. 227.
139. Wilkinson P. N., Readhead A. C. S., Anderson B., Purcell C. H.—*Astrophys. J.*, 1979, v. 232, p. 360.
140. Shaffer D. B. et al.—*Ibid.*, 1975, v. 201, p. 256.
141. Wittels J. J. et al.—*Ibid.*, 1976, v. 206, p. L75.
142. Wampler E. J., Robinson L. B., Burbidge E. M., Baldwin J. A.—*Ibid.*, 1975, v. 198, p. L52.
143. Cohen M. H., U nwin S. C.—In: *Extragalactic Radio Sources*/Ed. by D. S. Heeschen, C. M. Wade: Symp.—IAU, 1981.—P. 255.
144. Cohen M. H. et al.—*Astrophys. J.*, 1976, v. 206, p. L1.
145. Shaffer D. B. et al.—*Ibid.*, 1977, v. 218, p. 218.
146. Menyuk C. R. et al.—*Ibid.*, 1978, v. 220, p. L27.
147. Shapiro I. I. et al.—*Astron. J.*, 1979, v. 84, p. 1459.
148. Pearson T. J., Readhead A. C. S., Wilkinson P.—*Astrophys. J.*, 1980, v. 236, p. 714.
149. Perley R. A., Johnston K. J.—*Astron. J.*, 1979, v. 84, p. 1247.
150. Kinman T. D.—*Nature*, 1977, v. 267, p. 798.
151. Davis R. J., Stannard D., Conway R. G.—*Mon. Not. RAS*, 1978, v. 185, p. 435.
152. Davis R. J., Stannard D., Conway R. G.—*Nature*, 1977, v. 267, p. 696.
153. М а т в е е н к о Л. И. и др.—Письма Астрон. ж., 1980, т. 10, с. 662.
154. Wittels J. J. et al.—In: *Hidelberg Symposium of IAU — VLBI*.—1978.
155. Baath L. B. et al.—*Astrophys. J. (Lett.)*, 1981, v. 243, p. L123.
156. Clark B. G. et al.—*Astrophys. J.*, 1973, v. 182, p. L55.
157. Andrew B. H.—*Ibid.*, 1973, v. 186, p. L3.
158. Andrew B. H. et al.—*Ibid.*, 1974, v. 191, p. 51.
159. Oke J. B., Gunn J. E.—*Astrophys. J. (Lett.)*, 1974, v. 189, p. L5.
160. Dupuy D. et al.—*Astrophys. J.*, 1969, v. 156, p. L135.
161. Racine R.—*Ibid.*, 1970, v. 159, p. L99.
162. Usher P. D.—*Astron. J.*, 1979, v. 84, p. 1253.
163. Andrew B. H., Harvey G. A., Medd W. J.—*Astrophys. J. (Lett.)*, 1971, v. 9, p. 151.
164. Kinman T. D. et al.—*Astron. J.*, 1974, v. 79, p. 349.
165. Cotton W. D. et al.—*Astrophys. J.*, 1979, v. 229, p. L115.
166. Readhead A. C. S., Cohen M. H., Blanford R. D.—*Nature*, 1978, v. 272, p. 131.
167. Baath L. R. et al.—*Astron. and Astrophys.*, 1980, v. 86, p. 364.
168. Kellermann K. I. et al.—*Astrophys. J.*, 1976, v. 210, p. L21.
169. Readhead A. C. S., Wilkinson P. N., Purcell G. H.—*Ibid.*, 1977, v. 215, p. L13.
170. Christiansen W. A., Scott J. S.—*Ibid.*, v. 216, p. L1.
171. Blanford R. D., McKee C. F., Rees M. J.—*Nature*, 1977, v. 267, p. 211.
172. Chitre S. M., Narlikar J. V.—*Mon. Not. RAS*, 1979, v. 187, p. 655.
173. De Young D. S.—*Astrophys. J. (Lett.)*, 1971, v. 8, p. 43.
174. Preston R.—In: *Symposium at Hidelberg*.—September, 1978.
175. Kurilchik V. N.—*Astrophys. J. (Lett.)*, 1972, v. 10, p. 115.
176. Peterson F. W., Dent W. A.—*Astrophys. J.*, 1973, v. 186, p. 421.
177. Burbidge G., Perry J.—*Astrophys. J.*, 1976, v. 205, p. L55.
178. Matveenko L. I. et al.—Preprint IKI, No. 644.—1981. Sov. Lett. Astron. J., 1981, v. 8, p. 470.
179. О зерной Л. М.—УФН, 1976, т. 120, с. 309.
180. Комберг Б. В., Лютый В. М.—Письма Астрон. ж., 1980, т. 6, с. 7.
181. Clark T.—In: *Symposium at Hidelberg*.—September 1978.
182. Цветанов Э. И., Чарукин В. М.—*Astron. ж.*, 1981, т. 58, с. 3.
183. Yen J. L. et al.—*Science*, 1977, v. 198, p. 289.
184. Walker R. C. et al.—*Astrophys. J.*, 1981, v. 243, p. 589.
185. Pearson T. J. et al.—Цит. в ¹⁴³ сб.—Р. 355.
186. Pearson T. S. et al.—*Nature*, 1981, v. 290, p. 365.
187. Cohen M. H. et al.—*Astrophys. J.*, 1981, v. 247, p. 774.
188. М а т в е е н к о Л. И. и др.—Письма Астрон. ж., 1982, т. 8, с. 148.

189. Pauliny-Toth I. I. K. et al. Preprint MPI.— 1981.
190. Segal I. E.— Astrophys. J., 1979, v. 227, p. 15.
191. Burbidge G. R.— Phys. Scripta, 1978, v. 17, p. 281.
192. Kellermann K. I., Shaffer D. B.— In: Colloquium IAU No. 37; L' Evolution des Galaxies et ses Implications Cosmologiques/Ed. by Q. Bulkowsky, Q. Westerbend.— Paris. CNRS.— P. 347.
193. Barnothy J. M., Barnothy M. F.— BAAS, 1979, v. 3, p. 472.
194. Chitre S. M., Narlikar J. V.— Astrophys. J., 1980, v. 235, p. 335.
195. Epstein R. I., Geller M. J.— Nature, 1977, v. 265, p. 219.
196. Milgrom M., Bahcall J. N.— Nature, 1978, v. 274, p. 349.
197. Sanders R. H., Da Costa L. N.— Astron. and Astrophys., 1978, v. 70, p. 477.
198. Bahcall J. N., Milgrom M.— Astrophys. J., 1980, v. 236, p. 24.
199. Cavaliere A., Morrison P., Sartori— Science, 1971, v. 173, p. 525.
200. Rees M. J.— Mon. Not. RAS, 1967, v. 135, p. 345.
201. Ryle M., Longair M. S.— Ibid., v. 136, p. 123.
202. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика.— М.: Наука, 1981, гл. 9.
203. Jones T. W., Burbidge G. R.— Astrophys. J., 1973, v. 186, p. 791.
204. Marscher A. P., Scott J. S.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1980, v. 92, p. 127.
205. Шкловский И. С.— Астрон. ж., 1963, т. 40, с. 972.
206. Шкловский И. С.— Ibid., 1965, т. 42, с. 30.
207. Scheuer P. A., Readhead A. C. S.— Nature, 1979, v. 277, p. 182.
208. Dent W. A.— Science, 1972, v. 175, p. 1105.
209. Озерной Л. М., Шишов В. И.— Письма Астрон. ж., 1980, т. 6, с. 269.
210. Matveyenko L. I. et al.— In: IAU VLBI Symposium.— 1982.
211. Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J.— Nature, 1980, v. 287, p. 307.
212. Thorne K. S., Blandford R. D.— Цит. в ¹⁴³ сб.— Р. 255.
213. Meiler D. L.— Ibid.— Р. 263.
214. Reid M. J. et al.— Ibid.— Р. 293.