

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК****РАДИОГАЛАКТИКИ****И. С. Шкловский****§ 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКАХ  
КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ**

В 1946 г. было сделано одно из величайших открытий в астрономии XX века. Английские радиоастрономы Хей, Парсонс и Филлипс, исследуя на волне 4,7 м распределение яркости космического радиоизлучения по небу, обнаружили в созвездии Лебедя неизвестный, внеземной источник, поток излучения от которого беспорядочно менялся со временем<sup>1</sup>. Отсюда они сделали вывод, что ими обнаружен д и с к р е т н ы й источник космического радиоизлучения, угловые размеры которого сравнительно невелики. Тогда в только что возникшей радиоастрономии еще не получил широкого распространения интерференционный метод, и точность определения координат вновь открытого источника была очень низкой. Согласно<sup>1</sup>, приблизительные координаты источника оказались равными  $\alpha = 20^h$ ,  $\delta = +43^\circ$ . Из того факта, что относительные флуктуации потока радиоизлучения от источника в созвездии Лебедя достигали 15%, учитывая размеры главного лепестка использовавшейся антенны, в работе<sup>1</sup> был сделан вывод, что угловые размеры источника не превышают  $2^\circ$ .

В июне 1947 г. в Австралии Болтон и Стэнли, используя так называемый «морской» радиоинтерферометр, существенно уточнили<sup>2</sup> координаты источника в Лебеде, оказавшиеся равными  $\alpha = 19^h 58^m 47^\circ \pm 10^\circ$ ,  $\delta = +41^\circ 41' \pm 7'$ . Кроме того, из измерений следовал важный вывод, что угловые размеры источника во всяком случае меньше  $8'$ .

В следующем, 1948 г. Райл и Смит в Англии на двухантенном радиоинтерферометре, работавшем на частоте 81,5 Мгц с базисом длиною 500 м, уточнили координаты источника в Лебеде и, кроме того, измерили спектральную плотность потока радиоизлучения от него, оказавшуюся равной  $1,4 \cdot 10^{-22} \text{ ст}/\text{м}^2 \text{ Гц}$ <sup>3</sup>. Заметим, что примерно такой же поток на этой частоте посыпает к нам Солнце в период, когда его активность очень низка. Во время этих исследований Райл и Смит обнаружили в созвездии Кассиопеи другой, еще более мощный дискретный источник внеземного радиоизлучения.

В том же 1948 г. Болтон с помощью морского радиоинтерферометра обнаружил еще четыре значительно более слабых источника, расположенных в созвездиях Тельца, Девы, Геркулеса и Центавра<sup>4</sup>. Потоки от этих источников оказались приблизительно на порядок меньше, чем от источника в Лебеде. В следующем, 1949 г. Болтон, Стэнли и Сли уточнили координаты этих источников<sup>4</sup>. При этом оказалось, что источник в созвездии Тельца в пределах ошибок наблюдений совпадает со знаменитой

Крабовидной туманностью — остатком вспышки Сверхновой звезды, имевшей место в 1054 г. Это первое в истории радиоастрономии отождествление источника космического радиоизлучения с оптическим объектом имело весьма большие последствия для радиоастрономии, астрофизики и физики космических лучей.

Источники в созвездиях Девы и Центавра имеют координаты  $\alpha = 12^h 28^m \pm \pm 37^\circ$ ,  $\delta = +12^\circ 41' \pm 10'$  и  $\alpha = 13^h 22^m 20^\circ \pm 10^\circ$ ,  $\delta = -42^\circ 37' \pm 8'$  соответственно. Эти источники были отождествлены с необычными (как говорят в таких случаях в астрономии) «пекулярными» галактиками NGC4486 и NGC5128. Эти довольно яркие галактики (их видимые звездные величины равны соответственно  $9,6^m$  и  $7,6^m$ ) давно уже обращали на себя внимание астрономов своими необычными морфологическими особенностями (см. ниже). После того как первыми наблюдениями были выявлены наиболее мощные источники, количество вновь открываемых сравнительно слабых объектов стало быстро расти. В 1950 г. в Австралии Стэнли и Сли опубликовали первый каталог 18 дискретных источников, из которых 13 были новые<sup>5</sup>. Важной особенностью этой работы было то, что наблюдения велись на разных частотах метрового диапазона. Это были первые наблюдения с пектрометром в дискретных источниках. Хотя сравнение результатов наблюдений, выполненных на разных частотах, является весьма трудной задачей (по причине сравнительно низкой точности абсолютных измерений в радиоастрономии), австралийские наблюдения выявили характернейшую особенность спектров источников космического радиоизлучения: спектральная плотность потока  $F_\nu$  падает с ростом частоты по некоторому степенному закону

$$F_\nu \propto \nu^{-\alpha}. \quad (1)$$

Величина  $\alpha$  получила название «спектральный индекс». Кроме того, в работе<sup>5</sup> были обнаружены реальные различия в спектрах различных дискретных источников космического радиоизлучения. Так, например, источник в Тельце, отождествляемый с Крабовидной туманностью, имеет очень «пологий» спектр, т. е. для него  $\alpha$  невелико (согласно дальнейшим исследованиям для этого источника  $\alpha=0,25$ ).

Исследование спектров дискретных источников космического радиоизлучения и в настоящее время является одной из важнейших задач радиоастрономии. К этому вопросу мы будем неоднократно возвращаться в дальнейшем.

В 1952 г. Миллс опубликовал важный каталог 77 дискретных источников, наблюдавшихся им при помощи радиоинтерферометра оригинальной системы на волне около  $3 \text{ м}^6$ . Основная цель этой работы была не только в получении по возможности точных координат и потоков излучения источников, сколько в статистическом анализе их распределения по небу и классификации. Миллсу удалось впервые доказать, что по крайней мере три источника, расположенные в созвездиях Паруса, Центавра и вблизи галактического центра, являются протяженными, т. е. имеют измеримые угловые размеры, оказавшиеся  $\sim 30'$ . Миллс разделил наблюдавшиеся им дискретные источники на два класса. Источники I класса характеризуются сравнительно большими значениями потоков радиоизлучения и все находятся в полосе Млечного Пути. Дальнейшие исследования показали, что, как правило, их угловые размеры сравнительно велики (достигают  $1-3^\circ$ ). Источники II класса никакой концентрации к галактическому экватору не обнаруживают. К их числу принадлежат практически все слабые источники. Особенность распределения источников I класса по небу означает, что эти объекты расположены в пределах нашей звездной системы — Галактики. В дальнейшем было доказано, что они отож-

дествляются с особым типом туманностей волокнистой структуры, образовавшихся после вспышки сверхновых звезд. Типичным представителем таких туманностей является знаменитая система тонковолокнистых туманностей в созвездии Лебедя. В настоящее время известно приблизительно 15 источников I класса, являющихся «остатками» вспышек сверхновых звезд, некогда имевших место в нашей Галактике. К числу их принадлежат, в частности, самый мощный источник в созвездии Кассиопеи и Крабовидная туманность. Исследование этих удивительных объектов имеет очень большое значение для физики и астрономии. С этими исследованиями связаны такие большие проблемы современного естествознания, как происхождение космических лучей и происхождение элементов. В настоящем обзоре мы, однако, почти не будем касаться вопросов, связанных с источниками радиоизлучения I класса.

Как уже упоминалось, источники II класса никакой концентрации к галактическому экватору не обнаруживают. Это означает, что они являются либо объектами, сравнительно близко расположеными к Солнечной системе (например, на расстояниях порядка расстояний до ближайших звезд или меньше), либо, напротив, весьма удаленными объектами, расположенными за пределами нашей звездной системы, в Метагалактике. В 1952 г. были сделаны попытки определить годичное параллактическое смещение наиболее мощных источников. Результаты оказались отрицательными<sup>7</sup>, откуда можно было сделать вывод, что дискретные источники находятся далеко за пределами Солнечной системы. Такой же вывод следует из отсутствия наблюдаемого собственного движения источников по небесной сфере<sup>7</sup>. С другой стороны, еще в 1949 г. два довольно мощных источника, принадлежащие согласно Миллсу ко II классу, удалось отождествить с особыми галактиками (см. выше). Впоследствии был выполнен ряд таких отождествлений, о чем подробно будет идти речь ниже. Отсюда следует, что имеются все основания считать, что источники II класса суть весьма удаленные объекты, расположенные в Метагалактике. Вся совокупность фактов, которыми располагает современная радиоастрономия, подтверждает этот важный вывод. Особый тип галактик, с которыми связаны источники радиоизлучения II класса, получил сейчас повсеместно принятое название «радиогалактики». Изложению и анализу всех данных о радиогалактиках, которые сейчас имеются в радиоастрономии и астрофизике, и посвящен настоящий обзор.

Любопытно отметить, что характер концентрации различных объектов к галактической плоскости в оптической и радиоастрономии различен. В оптической астрономии сравнительно яркие (например, видимые невооруженным глазом) звезды никакой концентрации к полосе Млечного Пути не обнаруживают, в то время как достаточно слабые звезды сильно концентрируются к галактическому экватору. В случае источников космического радиоизлучения мы наблюдаем как раз обратную картину. Это объясняется тем, что яркие звезды находятся от нас на расстояниях, как правило, меньших чем толщина галактического звездного «диска», равная  $\sim 500$  pc. Между тем галактические источники — остатки вспышек сверхновых, весьма немногочисленная категория галактических объектов, удаленных от нас на расстояния в тысячи парсек.

Классификация источников, выполненная Миллсом, имела большое значение для развития радиоастрономии, так как она выявила существенную особенность природы дискретных источников.

В результате исследований австралийских и английских радиоастрономов число известных источников к 1952 г. достигло сотни, причем подавляющее большинство их нельзя было отождествить с объектами, известными в оптической астрономии. Поэтому приобрел актуальность вопрос

о системах обозначений как для старых, так и для вновь открываемых источников. Было предложено несколько систем обозначений. Одна из таких систем, которой для наиболее мощных источников пользуются и в настоящее время, состоит в том, что пишется название созвездия, в котором находится источник, а затем через черточку большие буквы латинского алфавита А, В, С. Буквой А обозначают самый мощный источник в данном созвездии, буквой В — второй по мощности и т. д. Следовательно, исторически первый открытый мощный источник в созвездии Лебедя обозначается Лебедь-А, Крабовидная туманность — Телец-А и т. д. По другой, весьма распространенной системе источник Лебедь-А обозначается 19N4A, Телец-А—05N2A и т. д. Этот код в случае Лебедя-А означает, что прямое восхождение источника лежит в пределах  $19^h - 20^h$ , склонение положительное («N») и лежит в пределах от  $40^\circ$  до  $50^\circ$  и что в означенном интервале  $\alpha$  и  $\delta$  этот источник самый мощный. Однако в последние годы, когда благодаря применению более мощных средств наблюдений, число обнаруженных источников стало очень быстро расти, для их обозначений обычно употребляют порядковый номер в соответствующем каталоге. Например, ЗС-295 означает источник, имеющий порядковый номер 295 в третьем Кембриджском каталоге.

Всего кембриджская группа радиоастрономов опубликовала три каталога дискретных источников. Все наблюдения проводились интерференционной методикой на волнах метрового диапазона. Так, например, второй Кембриджский каталог, опубликованный в 1955 г., содержит значения координат и потоков для 1935 источников, зарегистрированных в зоне склонений  $+83^\circ$ ,  $-38^\circ$ . Интерферометр, с которым проводились эти наблюдения, состоит из четырех элементов, центры которых образовывали прямоугольник со сторонами 580 м и 52 м. Наблюдения проводились на волне 3,7 м. Каждый элемент представлял собой параболический цилиндр, длиною около 100 м и высотою 12 м. Диполи — облучатели были расположены вдоль фокальной линии зеркал. Возможность наблюдений с двумя базисами позволяла делать грубую оценку угловых размеров источников.

Третий Кембриджский каталог, опубликованный в 1959 г., состоит всего лишь из 500 источников<sup>9</sup>. Наблюдения проводились на том же самом интерферометре, но на вдвое более короткой волне и отличались значительно большей точностью, чем у второго Кембриджского каталога. В настоящее время третий Кембриджский каталог считается одним из лучших и широко используется при радиоастрономических исследованиях.

Миллсом была предложена исключительно остроумная система крестообразной антенны, одновременно сочетающей, казалось бы, две взаимно исключающие характеристики: очень высокую направленность, а следовательно разрешающую способность, и сравнительно небольшую эффективную площадь приема излучения (рис. 1). Разрешающая способность разработанной и осуществленной Миллсом крестообразной антенны была около 50', причем наблюдения проводились на волне 3,5 м. В 1957 г. Миллс и Сли опубликовали свой каталог, охватывающий область неба  $8^h > \alpha > 0^h$ ,  $0,10^\circ > \delta > -10^\circ$ . В этой области наблюдалось 383 источника<sup>10</sup>. Этот каталог представляется исчерпывающим вплоть до значений потока  $2 \cdot 10^{-25} \text{ ет}/\text{м}^2\text{гц}$ . Вместе с тем наблюдалось и значительное количество более слабых источников (с потоком  $\sim (1 \div 2) \cdot 10^{-26} \text{ ет}/\text{м}^2\text{гц}$ ). Согласие между координатами сравнительно слабых источников каталога Миллса и второго Кембриджского не является удовлетворительным, главным образом, по причине больших ошибок последнего. Однако с третьим Кембриджским каталогом сиднейские наблюдения находятся в хорошем согласии.

Наряду с интерференционной методикой при наблюдениях дискретных источников космического радиоизлучения широко использовались

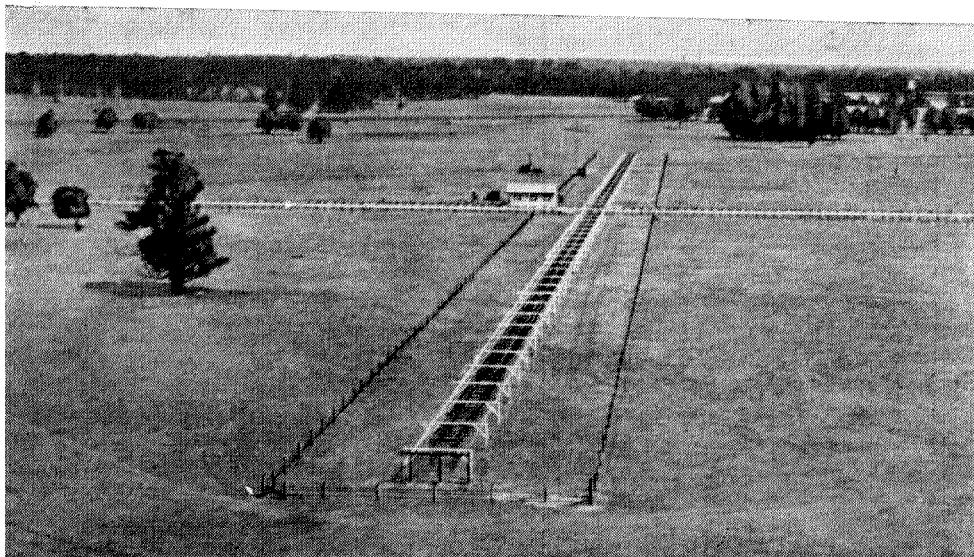


Рис. 1. Крестообразная антенна Миллса.

и используются наблюдения в главном лепестке больших антенн. Важные результаты были получены на гигантском 76-метровом зеркале радиоастро-

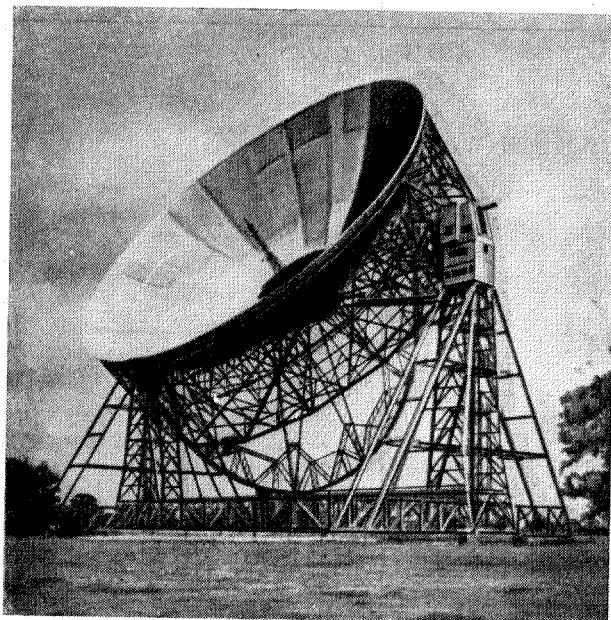


Рис. 2. 76-метровый радиотелескоп обсерватории Джодрелл Бэнк.

номической обсерватории Джодрелл Бэнк, расположенной вблизи Манчестера (рис. 2). Весьма ценные являются советские радиоастрономические

наблюдения на большой пулковской антенне оригинальной конструкции, работающей на сравнительно коротких волнах и имеющей очень узкую

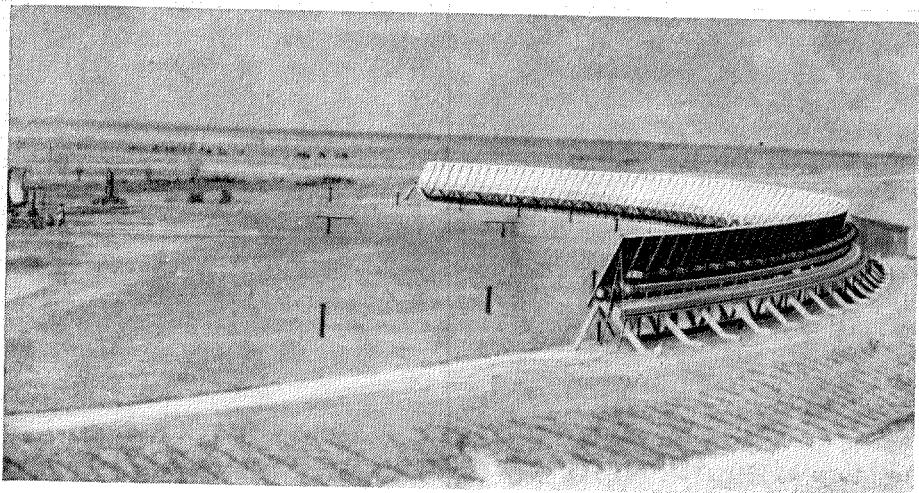


Рис. 3. Пулковская «веерная» антenna.

диаграмму направленности по одной координате. Следует отметить также интересные наблюдения источников на волне 9,6 см, выполненные недавно

А. Д. Кузьминым и др. на 22-метровом прецизионном зеркале ФИАН вблизи Серпухова<sup>11</sup>. На рис. 3 и 4 приведены фотографии пулковской и серпуховской антенн.

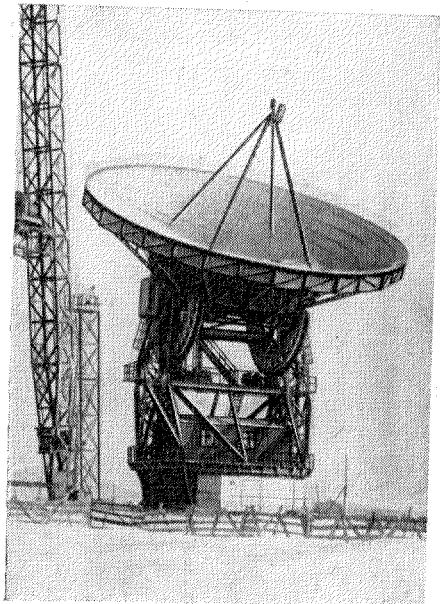


Рис. 4. 22-метровый прецизионный радиотелескоп Физического института АН СССР им. П. Н. Лебедева.

голландские, так и западногерманские наблюдения проводились в диапазоне 21 см. Результаты всех перечисленных выше исследований будут обсуждаться ниже.

В США в последние годы весьма успешно проводились наблюдения большого количества дискретных источников на 27-метровом зеркале Национальной радиоастрономической обсерватории в Грин Бэнк. Особенно большое значение имеют наблюдения дискретных источников, проводившиеся под руководством Болтона на двух 30-метровых зеркалах Калифорнийского технологического института. Эти наблюдения проводились на волне 31 см, причем два больших зеркала в большинстве случаев работали как элементы интерферометра (см. рис. 5).

Следует еще сказать о голландских наблюдениях Вестерхаута, проводившихся на 25-метровом зеркале радиоастрономической обсерватории Двингелоо, и о высокоточных западногерманских наблюдениях Мецгера на боннском 25-метровом зеркале. Как

Начиная с 1959 г. в Кембридже работает на волне 1,7 м большая радиоинтерферометрическая система. Она состоит из двух больших элементов—неподвижного и подвижного. В качестве неподвижного элемента используется параболический цилиндр высотою более 20 м и длиною более 450 м. Подвижным элементом является зеркало такой же формы и высоты, но с меньшей длиной: 60 м. Зеркала ориентированы во взаимно-перпендикулярных направлениях. Размеры базиса — около километра<sup>12</sup>. На рис. 6 приведена схема размещения элементов этого интерферометра-гиганта.

Возможности нового кембриджского интерферометра очень велики: им можно наблюдать на небе около 10 000 источников. О некоторых важных результатах, полученных на этом инструменте, речь будет идти ниже.

Резюмируя, можно сказать, что прогресс техники радиоастрономических исследований к настоящему времени позволяет уверенно обнаружить на всем небе около 10 000 источников, в своем подавляющем большинстве—радиогалактик. Существенное повышение чувствительности приемников на сантиметровом и дециметровом диапазонах благодаря введению в практику радиоастрономических исследований квантовых усилителей открывает на ближайшие годы совершенно исключительные перспективы. Если учесть к тому же, что сейчас в разных странах проектируются и частично строятся гигантские радиотелескопы с диаметром зеркал в несколько сотен метров, то можно себе представить, правда с трудом, каково

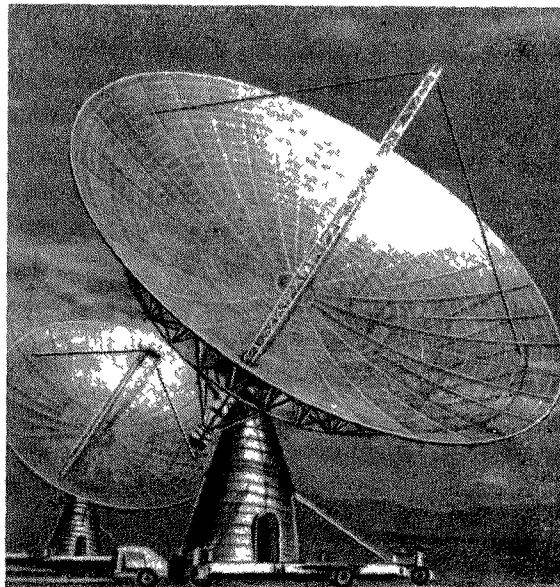


Рис. 5. 30-метровые зеркала радиоинтерферометра Калифорнийского технологического института.

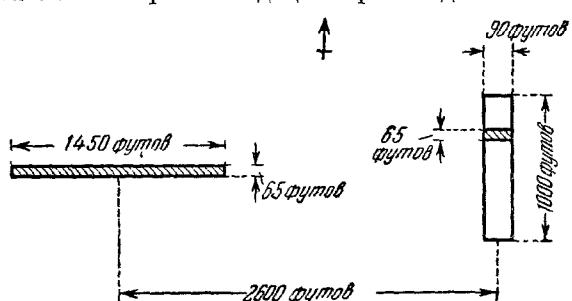


Рис. 6. Схема размещения элементов большого кембриджского радиоинтерферометра

будет количество исследованных радиогалактик через 5—10 лет.

К настоящему времени диапазон наблюдаемых потоков от радиогалактик, от самых мощных до самых слабых, составляет приблизительно 10 000 раз или около 10 звездных величин. В ближайшее время следует ожидать значительного расширения этого диапазона.

Обстоятельством, позволившим открыть первый источник радиоизлучения в созвездии Лебедя, была переменность его потока (см. выше). Уже к 1950 г., однако, стало ясно, что эта переменность никоим образом

не отражает природы источников. Как показывают наблюдения, периоды флуктуаций потоков от источников на метровом диапазоне порядка секунд и минут. Английские исследователи, однако, показали, что всякая корреляция между записями потоков исчезает при разнесении приемников радиоизлучения на расстояние  $> 4 \text{ км}^{13-15}$ . Аналогичные результаты были получены также в Австралии. Это означает, что явление флуктуаций потоков не связано с природой источников и имеет атмосферное, вернее ионосферное, происхождение. Оно вполне аналогично известному явлению мерцания звезд. Как показали специальные исследования, имеются суточные и сезонные вариации этих флуктуаций, хорошо коррелирующие с вариациями характеристик ионосферных слоев  $E$  и  $F$ . Эти «радиомерцания» источников вызваны неоднородностями электронной концентрации в ионосфере, имеющими размеры  $\sim$  нескольких километров и беспорядочно движущимися со скоростями  $\sim$  нескольких сотен метров в секунду. В настоящее время исследование флуктуаций потока радиоизлучения от источников является полезным методом анализа неоднородностей в ионосфере.

Что касается потоков от источников космического радиоизлучения, то они в пределах ошибок наблюдений (достигающих даже для самых мощных источников  $\sim 5\%$ ) постоянны. Этот результат весьма интересен, если вспомнить, что в оптическом диапазоне поток излучения от многих звезд переменен. В радиодиапазоне излучение ближайшей к нам звезды — Солнца — в высшей степени переменно. Постоянство потоков космического радиоизлучения от дискретных источников означает, что эти объекты вряд ли имеют звездную природу. И действительно, дальнейшие исследования показали, что источники I класса — особые галактические туманности, остатки вспышек сверхновых звезд, а источники II класса — пекулярные внегалактические туманности.

Любопытно все же, что непосредственной причиной, приведшей к открытию источников космического радиоизлучения, было обстоятельство, ничего общего с природой самых источников не имеющее. Однако в истории науки этот пример, конечно, не является единичным.

Для понимания природы дискретных источников космического радиоизлучения решающее значение имели измерения их угловых размеров. Еще в 1950 г., когда о природе этих источников почти ничего не было известно, начались первые исследования в этом направлении. В те времена в научной литературе оживленно дискутировался вопрос о возможной звездной природе источников (о так называемых «радиозвездах»). В случае справедливости этой гипотезы угловые размеры источников должны были быть преубежденно малыми. Даже для немногочисленных случаев отождествления с пекулярными галактическими и внегалактическими туманностями оставался совершенно открытым вопрос о размерах области, ответственной за мощное радиоизлучение. Так, например, в случае Крабовидной туманности совершенно неясен был основной вопрос, что излучает: сама туманность или слабая звездочка 16-й величины, находящаяся внутри этой туманности — по предположению, бывшая сверхновая? В первом случае угловые размеры источника Телец-А должны были достигать  $\sim 5'$ , во втором случае они должны были быть неизмеримо малыми.

Проблема измерений угловых размеров источников космического радиоизлучения упирается в низкую разрешающую способность радиотелескопов. На пути преодоления этой трудности радиоастрономия за последние 10 лет достигла выдающихся успехов. Сооружены интерферометры с весьма большими базами. Кроме того, в ряде случаев могут быть использованы также наблюдения в главном лепестке больших антенн.

Предпринимавшиеся до 1950 г. попытки обнаружить конечные угловые размеры у наиболее мощных дискретных источников неизменно давали

отрицательные результаты. Эти измерения позволяли оценить только верхнюю границу угловых размеров источников, которая зависела от разрешающей способности использовавшихся для решения этой задачи интерферометров.

Эта проблема была решена в 1951 г. практически одновременно исследовательскими группами в Манчестере<sup>16</sup>, Сиднее<sup>18</sup> и Кембридже<sup>17</sup>. В Манчестере Дженисон и Дас-Гупта проводили наблюдения на интерферометрах с разными длинами базисов и в разных азимутах на частоте 120  $M\text{гц}$  корреляционным методом<sup>16</sup>. Длины базисов менялись от 300 м до 4 км. Прежде всего было показано, что источник Лебедь-А имеет конечные угловые размеры. Далее было обнаружено, что он весьма асимметричен. При различных азимутах базисов его угловые размеры меняются от  $2'10''$  до  $35''$ . В дальнейшем «радиоформа» Лебедя-А подверглась значительному уточнению, о чем будет идти речь в следующем параграфе.

В Сиднее интерференционные наблюдения на частоте 100  $M\text{гц}$  проводил Миллс<sup>18</sup>. Длина базиса менялась от 290 м до 10 км путем перемещения одного из элементов двухантенного интерферометра. По мере увеличения базиса амплитуда записи интерференционной картины («глубина модуляции») от четырех наиболее мощных источников (Лебедь-А, Телец-А, Дева-А и Центавр-А) непрерывно уменьшалась (табл. I).

Из табл. I с очевидностью следует, что угловые размеры источника Лебедь-А значительно меньше угловых размеров других источников, измерявшихся Миллсом. Например, при длине базиса в 1,02 км у Тельца-А, Девы-А и Центавра-А глубина модуляции значительно уменьшается. Это означает, что угловые размеры указанных источников порядка лепестков интерференционной диаграммы при этом базисе, т. е.  $\lambda/d$ , где  $d \sim 1$  км. Так как  $\lambda = 3$  км, то угловые размеры  $\sim 10'$ . Между тем у Лебедя-А глубина модуляции при базисе в 1,02 км не меняется. Следовательно, его угловые размеры значительно меньше  $10'$ . Только при  $d=10$  км, когда от других источников давно уже не наблюдается интерференционной картины, интерференционная картина от Лебедя-А исчезает. Отсюда непосредственно следует вывод, что угловые размеры Лебедя-А приблизительно в пять раз меньше, чем у других источников, исследовавшихся Миллсом.

Аналогичные результаты были получены в Кембридже Смитом<sup>17</sup>, использовавшим интерферометр с переменным базисом (до 400  $\lambda$ ) на волне 1,4 м. В дальнейшем определения угловых размеров различных источников проводились много раз. О наиболее важных из этих определений речь будет идти ниже.

Определение угловых размеров источников является лишь самой грубой оценкой распределения яркости радиоизлучения в пределах источников. Последнее, как это показали наблюдения, может быть весьма сложным. В идеале современная радиоастрономия стремится там, где это только возможно, получать «радиоизображения» источников. Вопрос о распределении яркости источников в радиолучах имеет первостепенное значение, и сейчас ему уделяют большое внимание. В принципе задача получения радиоизображения источника может решаться двумя методами. Наблюдения с большими одиночными зеркалами, использующие по возможности

Таблица I

Источники	Глубина модуляции			
	базис 0,29 км	базис 1,02 км	базис 5,35 км	базис 10,01 км
Лебедь-А . . .	1	1	0,3	0,05
Телец-А . . .	1	0,55	0,1	0,1
Дева-А . . .	1	0,40	0,1	0,1
Центавр-А . . .	1	0,30	0,1	0,1

узкий лепесток диаграммы, составляют сущность первого метода. Такие наблюдения особенно целесообразно проводить на высоких частотах. Во-первых, при данных размерах зеркала на высоких частотах главный лепесток диаграммы будет уже. Во-вторых, в последние годы благодаря замечательным успехам квантовой радиофизики резко улучшилась чувствительность приемников на сантиметровом и дециметровом диапазонах. Естественно, что при таких наблюдениях должно выполняться условие, что угловые размеры источника должны значительно превосходить размеры главного лепестка диаграммы направленности.

Другим методом получения радиоизображения какого-нибудь источника являются интерференционные наблюдения с переменными базисами, расположенными при различных значениях азимутов. Из таких наблюдений путем вычислений можно определить распределение радиояркости в пределах источников. Если, например, ось интерферометра расположена в направлении «запад-восток», то теоретическое распределение яркости по прямому восхождению дается формулой

$$B_t = \int_0^{\infty} A_{\omega} \cos(\theta_{\omega} + \omega t) d\omega, \quad (2)$$

где  $A_{\omega}$ —амплитуда компоненты разложения Фурье для записи,  $\theta_{\omega}$ —фаза компоненты Фурье. Если сделать гипотезу, что распределение яркости в источнике обладает круговой симметрией, то  $\theta_{\omega}=0$ , и отсюда по полученным из наблюдений  $A_{\omega}$  по формуле (2) вычисляется искомое распределение яркости  $B_t$ . По существу, эта формула дает «пронтегрированную» яркость, причем интегрирование распространяется вдоль прямой, перпендикулярной к проекции оси интерферометра на источник. Если распределение интенсивности в пределах источника не обладает круговой симметрией, то необходимы интерференционные наблюдения с базисами, ориентированными по разным азимутам. Количество азимутов может быть сравнительно небольшим, если принять некоторую гипотезу о характере симметрии источников. Так, например, если предположить, что изофоты в пределах источника суть эллизы с общим центром, можно получить искомое распределение яркости, проводя интерференционные наблюдения (с переменными базисами) только в трех азимутах. Именно так поступил Миллс в 1953 г.<sup>19</sup>. О результатах его наблюдений будет сказано в следующем параграфе.

В последние годы важнейшей проблеме получения более или менее грубых радиоизображений отдельных источников уделялось большое внимание. О наиболее важных результатах этих исследований речь будет идти ниже.

## § 2. РАДИОГАЛАКТИКИ

В предыдущем параграфе уже упоминалось, что еще в 1949 г. два мощных источника радиоизлучения — Дева-А и Центавр-А — были отождествлены с пекулярными галактиками NGC4486 и NGC5128. Мы сейчас обсудим основные результаты наблюдений этих галактик как в оптическом, так и в радиодиапазоне, выполненные главным образом в последние годы. После этого аналогичная дискуссия будет проведена и для других галактик, отождествляемых с дискретными источниками. В заключение этого параграфа будут рассмотрены основные свойства радиогалактик, полученные из обобщения наблюдательных данных оптической и радиоастрономии.

**NGC4486 (M-87).** Эта сфероидальная галактика принадлежит к числу наиболее ярких членов известного скопления галактик в созвездии Девы. Ее видимая величина равна  $9,6''$ . Угловые размеры у NGC4486 около  $5'$ , причем имеет место очень большая концентрация яркости к ее центру. Впрочем, такая большая концентрация яркости — обычное явление у сфероидальных галактик. На первый взгляд сфероидальная галактика M-87 ничем не выделяется от других сфероидальных галактик, не являющихся мощными источниками радиоизлучения. Однако у этой галактики уже давно известна замечательная особенность, впервые обнаруженная задолго до возникновения радиоастрономии, еще в 1918 г. Кертисом<sup>20</sup>. В центральной, наиболее яркой части NGC4486 имеется удивительный «выброс» длиною  $20''$  со средней шириной в  $2''$ . Собственно говоря, сам выброс состоит из нескольких конденсаций, или «узлов», лежащих на одной прямой. На рис. 7 приведена фотография центральной части NGC4486.

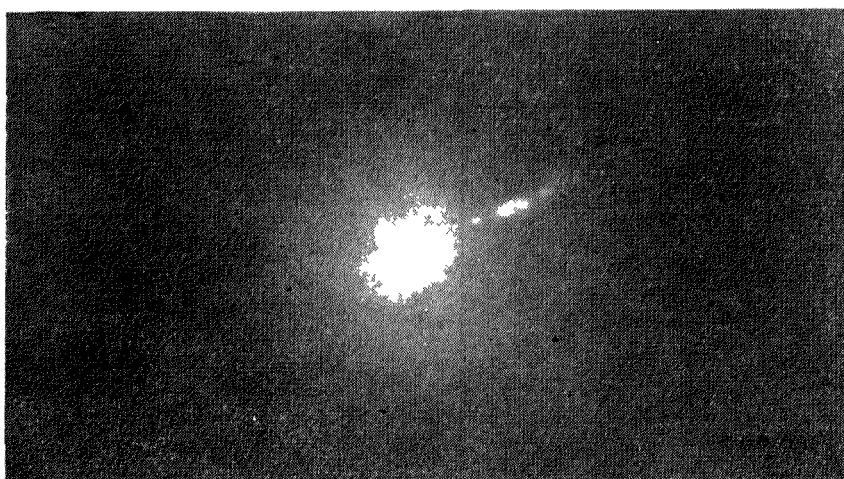


Рис. 7. Фотография центральной части радиогалактики NGC4486.

полученная Бааде с помощью большого телескопа-рефлектора Маунт Паломар (Калифорния) с диаметром зеркала 5 м. Замечателен спектр выброса. Он значительно более «синий», чем интегральный спектр самой галактики, и строго непрерывный, т. е. совершенно лишен как линий поглощения, так и линий излучения<sup>21</sup>. Исследование природы излучения выброса привело к открытию фундаментальной важности, о чём будет идти речь в следующем параграфе.

Другой особенностью NGC4486 является спектр ее ядра. Интересные результаты были получены недавно Остерброком<sup>22</sup>. В ядре NGC4486 наблюдается довольно интенсивная эмиссионная линия ионизованного кислорода  $\lambda 3727$ . Эта запрещенная линия обычно является самой интенсивной в галактических диффузных газовых туманностях. Она довольно часто наблюдается в ядрах галактик, в том числе и у некоторых эллиптических. В случае NGC4486 необычным является высокая интенсивность и профиль этой линии, приведенные на рис. 8. Этот профиль является наложением двух гауссовых профилей, разделенных  $\Delta\lambda = 11\text{ \AA}$ , чему соответствует  $\Delta V = 900 \text{ км/сек}$ . Более интенсивная компонента не смешена относительно фраунгофера спектра галактики. Полуширина несмещенного профиля соответствует разбросу макроскопических скоростей излучающих линию  $\lambda 3727$  газов около  $\pm 500 \text{ км/сек}$ . Угловые размеры области, излучающей

$\lambda 3727$ , всего лишь  $1''$ . Очень интересно, что эмиссия сосредоточена точно в ядре NGC4486 и не распространяется на область «выброса».

Следует обратить внимание на огромное количество шаровых скоплений, находящихся в NGC4486 (рис. 9). Их там по крайней мере несколько тысяч, причем наблюдаются только самые яркие из этих объектов. Из анализа этих скоплений Баум оценил расстояние до NGC4486 в  $11 Mpc$ . Отсюда, в частности, следует, что NGC4486 является галактикой-гигантом. Ее абсолютная звездная величина составляет около  $-24^m$ . Протяженность описанного выше «выброса» (вернее, его проекции на картинную плоскость) достигает  $\sim 1000 pc$ , при размерах узлов  $\sim 100 pc$ . Область в ядре NGC4486, излучающей линию  $\lambda 3727$ , имеющая угловые размеры  $1''$ , является весьма малой—всего лишь  $\sim 50 pc$ .

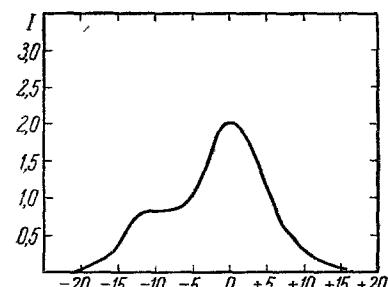


Рис. 8. Профиль спектральной эмиссионной линии  $\lambda 3727$  в ядре NGC4486.

ческих галактик, как правило, отношение массы и светимости (в солнечных единицах) достигает довольно больших значений  $\sim 50-100$

Можно полагать, что масса NGC4486 очень велика. В самом деле, у эллиптических галактик, как правило, отношение массы и светимости (в солнечных единицах) достигает довольно больших значений  $\sim 50-100$

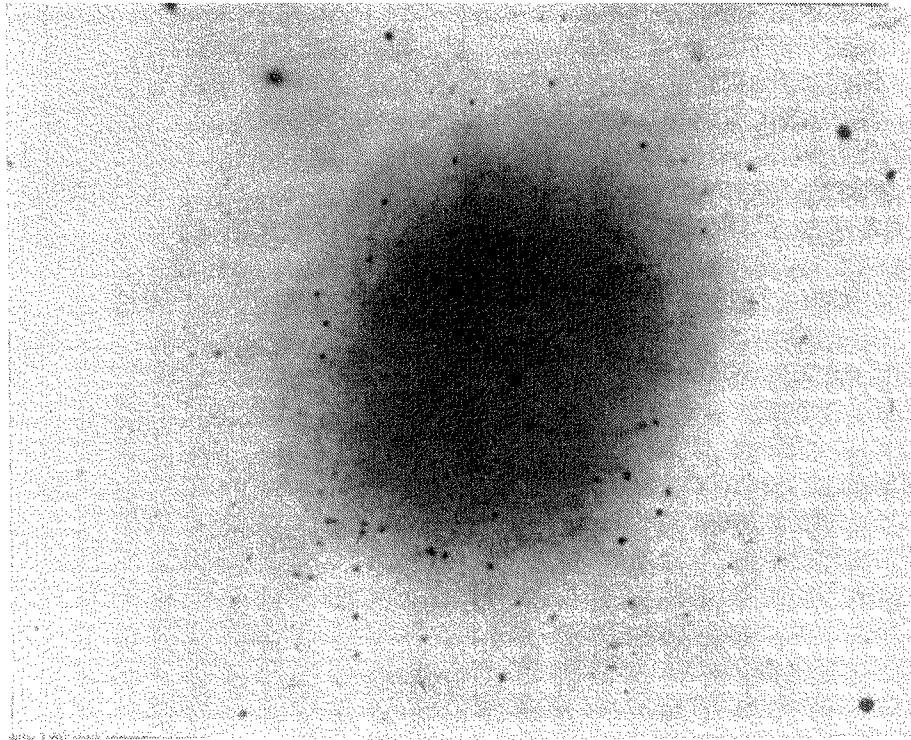


Рис. 9. Фотография NGC4486 (негатив).

и даже больше. Если NGC4486 не составляет исключения из этого правила, то ее масса может быть больше  $10^{12}$  солнечных масс, что по крайней мере на порядок превышает массу нашей Галактики.

В пользу нашего вывода о большой массе NGC4486 говорит также анализ профиля эмиссионной линии  $\lambda 3727$  в ядре этой галактики (см. выше). Будем считать, что компонента этой линии, не смещенная по отношению к фраунгоферову спектру ядра, соответствует газу, который удерживается в области ядра силами тяготения. Тогда средняя квадратичная скорость беспорядочных движений газовых масс в ядре NGC4486 будет  $\sim 500 \text{ см/сек}$ . Кстати, согласно наблюдениям Моргана и Майала<sup>23</sup> линии поглощения в спектре ядра NGC4486 широки и размыты («эффект абсолютной величины» в спектрах галактик, см. <sup>23</sup>). Это означает, что излучающие фраунгоферовы спектр ядра звезды находятся в состоянии быстрого, беспорядочного движения. Принимая радиус излучающей  $\lambda 3727$  области в  $25 \text{ pc}$  (см. выше), а круговую скорость на этом расстоянии  $\sim 10^8 \text{ см/сек}$ , найдем, что масса ядра  $\sim 6 \cdot 10^9 M_{\odot}$ . Учитывая, что ядро NGC4486 слабее  $14^m$ , т. е. его излучение почти в 100 раз меньше, чем от всей галактики, полагая, что звездный состав ядра не отличается от состава всей галактики, можно найти, что полная масса NGC4486 должна быть близка к  $5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ . Условия в ядре этой галактики довольно необычны: средняя звездная плотность достигает там  $5 \cdot 10^4$  на кубический парsec, что примерно в 500 000 раз больше средней звездной плотности в окрестностях Солнца и  $\sim$  в 50 раз больше, чем в ядре нашей Галактики. При таких высоких звездных плотностях уже могут происходить «лобовые» столкновения звезд.

Приведенные расчеты носят, конечно, ориентировочный характер и должны уточняться в будущем путем постановки специальных наблюдений. Все же они дают некоторое представление о специфических условиях в ядре NGC4486. В дальнейшем мы еще вернемся к обсуждению необычных условий в ядре этой галактики.

Большое значение имеют данные о распределении радиояркости в области источника. Сравнение «радиоизображения» галактики и ее оптического изображения позволяет выявить очень интересные закономерности, которые будут резюмированы в конце этого параграфа.

Грубое радиоизображение источника Дева-А впервые получил Миллс на волне  $3 \text{ м}$  интерференционным методом<sup>19</sup> (см. § 1). На рис. 10 приведены полученные Миллсом радиоизображения источников Дева-А и Центавр-А, отождествляемых с галактиками NGC4486 и NGC5128. Для сравнения вверху приведены оптические изображения этих галактик. Из рис. 10 видно, что в радиолучах сфероидальная галактика NGC4486 представляется резко эллиптической. Размеры осей  $6' \times 2,5'$ . Интересно, что большая ось этого эллипса почти перпендикулярна к направлению «выброса». Следует,

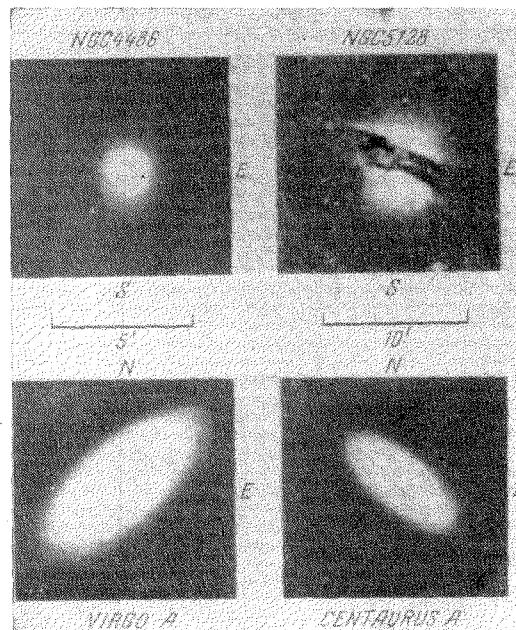


Рис. 10. Оптические (вверху) и радиоизображения (внизу) NGC4486 и NGC5128.

однако, подчеркнуть, что при выводе распределения интенсивности из результатов наблюдений Миллс существенно воспользовался гипотезой, что искомое распределение эллиптично, и, задавшись этой гипотезой, получил элементы эллипса. Вряд ли, однако, такая гипотеза справедлива, поэтому истинное распределение радиоинтенсивности в NGC4486 может значительно отличаться от приведенного на рис. 10. В случае Центавра-А распределения яркости, полученные Миллсом при той же гипотезе, как показали новейшие наблюдения, оказались совершенно ошибочными (см. ниже).

Все же из наблюдений Миллса следует, что на волне  $\lambda=3\text{ м}$  угловые размеры источника довольно велики:  $\sim 5'$ . Хотя использовались весьма длинные базисы — до  $3400\lambda$ , — не удалось обнаружить источника малых угловых размеров, связанного с выбросом. Между тем обнаружение такого источника, существование которого предсказывалось теорией (см. § 3), представляло большой интерес. Из наблюдений Миллса можно сделать вывод, что излучение от выброса на волне  $\lambda=3\text{ м}$  не превосходит 10% излучения от всей радиогалактики.

В 1960 г. почти одновременно Биро, Леке и Леру на волне  $21\text{ см}$  при помощи интерференционной методики<sup>24</sup> и Ю. Н. Парицкий на волне  $9\text{ см}$  при помощи «веерной» антенны Пулковской обсерватории<sup>25</sup> обнаружили яркий источник малых угловых размеров, связанный с выбросом. Например, в работе<sup>24</sup> показано, что Дева-А на волне около  $21\text{ см}$  состоит из протяженного ( $\sim 10'$ ) источника и очень малого ( $\sim 40''$ ) вытянутого источника, ориентированного в том же направлении, что и «выброс». Поток от малого источника составляет  $112 \cdot 10^{-26}$ , а от «протяженного»  $74 \cdot 10^{-26}\text{ ет}/\text{м}^2\text{гц}$ . Последний источник отождествляется с самой галактикой NGC4486. Он, по-видимому, и наблюдался Миллсом. Тот факт, что малый источник, связанный с выбросом, Миллсом не был обнаружен, можно объяснить его спектральными особенностями.

Совсем недавно французские исследователи показали, что и малый источник, связанный с выбросом, в свою очередь является двойным<sup>26</sup>. Обе компоненты почти одинаковой интенсивности, их центры удалены друг от друга на  $31''$ , причем угловые размеры каждого компонента  $23''$ .

В 1956 г. Смит сообщил, что он наблюдал вокруг NGC4486 протяженный ( $\sim 1^\circ$ ) источник малой поверхностной яркости<sup>27</sup>. Согласно наблюдениям Миллса этот источник смещен относительно центра NGC4486 в сторону выброса. В 1960 г. Вейде на волне около  $21\text{ см}$  на Харвардском радиотелескопе с диаметром зеркала  $27\text{ м}$  показал, что этот слабый источник (поток в 25 раз меньше, чем от Девы-А) связан с галактикой M-84, находящейся в  $1,5^\circ$  от M-87 в том же направлении, что и выброс<sup>28</sup>.

**NGC5128.** Как уже упоминалось в § 1, вскоре после открытия дискретных источников, один из наиболее мощных источников, Центавр-А был отождествлен с пекулярной галактикой NGC5128. На рис. 11 приведена фотография этой галактики. Ее угловые размеры велики,  $\sim 30'$ . Она вполне могла бы классифицироваться как эллиптическая, если бы не пересекающая ее мощная, широкая, темная полоса, обусловленная поглощающей свет материйей. Следует еще заметить, что на снимках этой галактики в красных лучах, полученных на 48-дюймовом телескопе системы Шмидта, можно видеть слабый выступ в направлении позиционного угла  $45^\circ$ , приблизительно перпендикулярно к темной полосе. На основании этой морфологической особенности NGC5128 Минковский в работе<sup>21</sup> сделал вывод, что в этом случае наблюдается столкновение эллиптической галактики и спирали, видимой «с ребра». Однако такая интерпретация, так же как и другие обсуждавшиеся тем же автором случаи «столкновений» галактик, сталкивается с большими трудностями и сейчас уже почти никем

не разделяется. В настоящее время уже трудно сомневаться в том, что NGC5128 является одиночной пекулярной галактикой.

Спектрограмма NGC5128 обнаруживает яркие эмиссионные линии бальмеровской серии водорода и известную запрещенную линию ионизированного кислорода  $\lambda 3727$ , накладывающиеся на обычный для галактик фраунгоферов спектр класса G. Лучевые скорости линий около 450 км/сек.

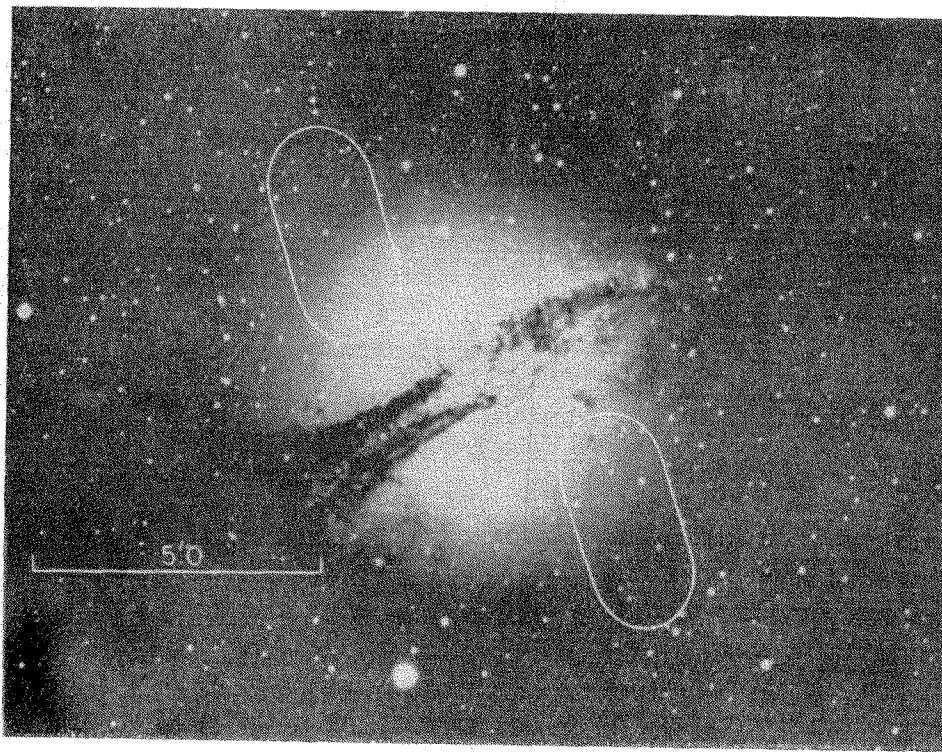


Рис. 11. Фотография радиогалактики NGC5128.

Профили линий излучения указывают на значительные скорости макроскопических движений излучающих газовых масс.

Е. Бэрбидж и Г. Бэрбидж в 1959 г. спектроскопическим методом исследовали вращение NGC5128, что позволило оценить массу этой галактики<sup>29</sup>. Исследовались лучевые скорости по линии  $\lambda 6584$ , принадлежащей ионизированному азоту. Было обнаружено, что NGC5128 вращается вокруг оси, приблизительно перпендикулярной к темной полосе. Грубая оценка массы приводит к значению  $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ . Мы полагаем, что это значение массы может быть занижено. В работе<sup>29</sup> отмечаются также флуктуации макроскопических скоростей (в особенности около центра темной полосы), достигающие 100—200 км/сек.

Согласно фотоэлектрическим наблюдениям Серсика<sup>30</sup> видимая фотографическая величина NGC5128, исправленная на поглощение внутри этой галактики, равна  $7,6^m$ . При помощи некоторых дополнительных предложений, впрочем вполне естественных, расстояние до NGC5128 определяется в  $3,8 \pm 0,4 Mpc$ <sup>30</sup>. Отсюда, учитывая поглощение в падей Галактике, абсолютная фотографическая величина NGC5128 равна  $-21,2^m$ , т. е. эта галактика, так же как и NGC4486, по своей светимости относится к самым

гигантским объектам. В дальнейшем будет видно, что огромная светимость в оптических лучах является общим свойством всех радиогалактик.

Согласно де Вокулеру угловые размеры NGC5128 равны  $28' \times 20'$ , что при расстоянии  $3,8 \text{ Mpc}$  соответствует линейным размерам  $31 \times 22 \text{ км}$ <sup>31</sup>.

Радиоастрономические наблюдения последних лет выявили удивительные особенности в распределении интенсивности радиоизлучения источника Центавр-А, отождествляемого с NGC5128. Уже давно было известно, что этот источник состоит из двух компонент — весьма протяженного ( $\sim$  нескольких градусов), сравнительно малой яркости, и яркого источника малых угловых размеров.

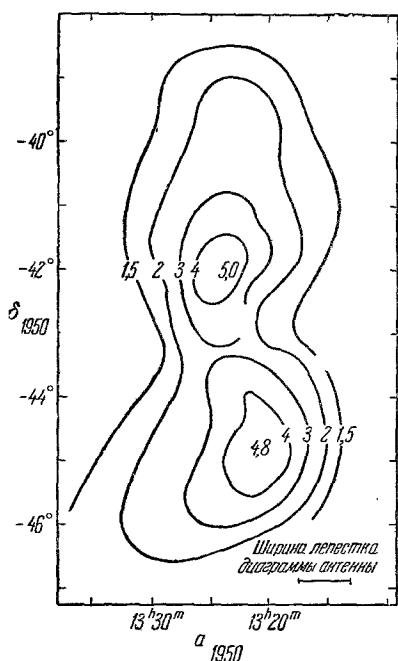


Рис. 12. Изофоты источника Центавра-А.

Пунктиром обозначена оптически наблюденная галактика NGC5128

Пунктиром обозначена оптически наблюденная галактика NGC5128

ищущей галактики. Расстояние между центрами обеих компонент протяженного источника около  $200 \text{ км}$ , причем размеры каждой из них (по половине яркости) примерно такие же.

В 1960 г. на волне около  $21 \text{ см}$  было обнаружено, что и малый, яркий источник, находящийся в пределах оптически наблюданной галактики, в свою очередь является двойным<sup>34</sup>. окончательно это было доказано в 1961 г. интерференционными наблюдениями на больших зеркалах Калифорнийского технологического института (см. рис. 5)<sup>35</sup>. Наблюдения велись на волнах  $31,3 \text{ см}$  и  $21,6 \text{ см}$  с переменными базисами в разных азимутах. На рис. 9 в соответствующем масштабе приведено положение обеих компонент малого источника по отношению к NGC5128. Обращает на себя внимание, что оба малых ярких источника находятся приблизительно в направлении оси вращения радиогалактики симметрично по обе стороны от темной экваториальной полосы. Та же особенность видна и в распределении протяженных компонент Центавра-А (см. рис. 12). Вряд ли такая удивительная симметрия является случайной.

Наблюдения на разных частотах позволяют определить спектральный индекс Центавра-А. Согласно Хишену<sup>36</sup> этот индекс приблизительно

размеры протяженного источника огромны. Вся область, излучающая радиоволны, имеет размеры свыше  $0,5 \text{ Mpc}$ , т. е. более чем в десять раз пре- восходит размеры оптически излучаю-

щей галактики. Расстояние между центрами обеих компонент протяжен-

ного источника около  $200 \text{ км}$ , причем размеры каждой из них (по

половине яркости) примерно такие же.

В 1960 г. на волне около  $21 \text{ см}$  было обнаружено, что и малый, яркий источник, находящийся в пределах оптически наблюданной галактики, в свою очередь является двойным<sup>34</sup>. окончательно это было доказано в 1961 г. интерференционными наблюдениями на больших зеркалах Калифорнийского технологического института (см. рис. 5)<sup>35</sup>. Наблюдения велись на волнах  $31,3 \text{ см}$  и  $21,6 \text{ см}$  с переменными базисами в разных азимутах. На рис. 9 в соответствующем масштабе приведено положение обеих компонент малого источника по отношению к NGC5128. Обращает на себя внимание, что оба малых ярких источника находятся приблизительно в направлении оси вращения радиогалактики симметрично по обе стороны от темной экваториальной полосы. Та же особенность видна и в распределении протяженных компонент Центавра-А (см. рис. 12). Вряд ли такая удивительная симметрия является случайной.

Наблюдения на разных частотах позволяют определить спектральный индекс Центавра-А. Согласно Хишену<sup>36</sup> этот индекс приблизительно

равен 0,77, т. е. он примерно такой же, как и у большинства других радиогалактик.

**NGC1316.** В 1952 г. автор совместно с П. Н. Холоповым отождествили довольно мощный источник Печь-А со сфероидальной галактикой NGC1316<sup>37</sup>. Мы исходили (помимо хорошего согласия в координатах) из близости морфологических особенностей NGC1316 и NGC5128, которая в то время была надежно отождествлена с источником Центавр-А. Наше отождествление критиковалось Минковским<sup>21</sup>, но в дальнейшем полностью подтвердилось.

Фотографическая величина NGC1316 равна  $9,8''$ , чему для принятого в работе<sup>38</sup> расстояния  $15,8 Mpc$  соответствует абсолютная величина —  $21,2''$ , т. е. в точности такая же, как у NGC5128. Угловые размеры NGC1316

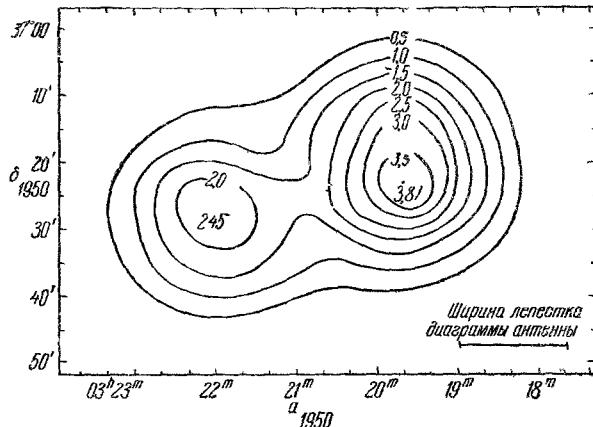


Рис. 13. Изофоты источника Печь-А.  
Пунктиром обозначена оптически наблюдаемая галактика  
NGC1316

равны  $6' \times 4,2'$ , чему соответствуют линейные размеры  $28 \times 19'' kpc$  — почти такие же, как у NGC5128. Эмиссионных линий в спектре NGC1316, в отличие от NGC5128, не обнаружено. В этой галактике можно видеть темную полосу клочковатой структуры, наподобие той, которая наблюдается у NGC5128, но значительно менее мощную. Такая особенность, чрезвычайно редкая у сфероидальных галактик, подчеркивает общее подобие NGC1316 и NGC5128.

Последние радиоастрономические наблюдения Вейде в главном лепестке 27-метрового Харвардского радиотелескопа на волне  $10 cm$ <sup>38</sup> убедительно показали, что источник Печь-А состоит из двух компонент. На рис. 13 приведены изофоты этого источника. Расстояние между центрами обеих компонент около  $30'$ . Так же как у Центавра-А, они симметрично расположены по обе стороны оптически наблюдаемой галактики NGC1316. Так же как у Центавра-А, расстояние обеих компонент от центров соответствующих галактик неодинаково. Однако в то время как протяженность и яркость обеих компонент Центавра-А почти одинаковы, одна из компонент Печи-А почти вдвое превосходит другую по этим характеристикам.

Расстояние между центрами компонент Печи-А около  $140 pc$ . Так как во всех случаях речь идет о проекции истинного расстояния на картинную плоскость, то вполне можно считать, что истинное расстояние между компонентами как у Печи-А, так и у Центавра-А около  $200 kpc$ . Спектральный индекс Печи-А равен 0,77 — тому же значению, что и у Центавра-А. Учитывая, что 25% потока от Центавра-А дает малый яркий источник, находящийся в пределах NGC5128, по известным расстояниям до этих

радиогалактик можно определить, что полная радиосветимость Печи-А приблизительно в два раза больше, чем у Центавра-А.

Несомненно, будущие наблюдения выявят в Печи-А новые структурные детали. В частности, возможно, будут обнаружены источники малых угловых размеров в области самой галактики NGC1316.

Резюмируя, следует сказать, что радиогалактики NGC5128 и NGC1316 являются в основном весьма сходными объектами.

**NGC1275.** С этой галактикой уверенно отождествляется довольно мощный источник Персей-А. Она принадлежит к редкому типу галактик, исследовавшихся Сейфертом<sup>39</sup>, которые характеризуются очень широкими

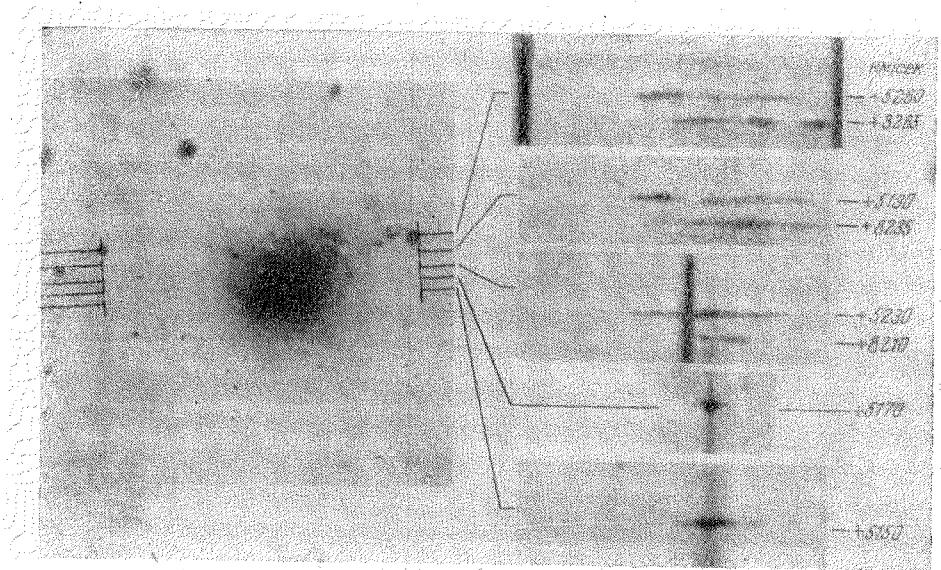


Рис. 14. Спектры NGC1275, полученные при различных ориентациях щели спектрографа.

эмиссионными линиями в ядрах. NGC1275 — объект  $13,3^m$ . Минковский считал, что и в этом случае наблюдается столкновение двух спиралей — позднего и раннего типа<sup>21</sup>. С такой интерпретацией, так же как и с другими «столкновениями», сейчас нельзя согласиться. Очень интересен спектр NGC1275, часть которого приведена на рис. 14. Черточки на фотографии указывают на положение щели спектрографа по отношению к галактике. В ряде случаев линия  $\lambda 3727$  раздвоена. Соответствующие лучевые скорости равны 5200 и 8200 км/сек. В этом Минковский видел подтверждение своей гипотезы столкновений. Но в случае ядра NGC4486 мы видели, что разность скоростей двух компонент линии достигает 1000 км/сек, хотя в этом случае бесспорно наблюдается только одна галактика. Расстояние до NGC1275, соответствующее красному смещению 5200 км/сек\*), получается равным  $70 Mpc$  (при постоянной Хэббла  $H=75$  км/сек· $Mpc$ ), откуда абсолютная фотографическая величина равна  $-21^m$ , т. е. примерно такая же, как и у других радиогалактик. Кроме  $\lambda 3727$  в области ядра наблюдаются и другие очень широкие эмиссионные линии, как правило, высокого возбуждения.

Большой интерес представляет распределение радиояркости в области NGC1275. Согласно Болтону<sup>40</sup> в центре NGC1275 имеется яркий источник

\*) Такова средняя лучевая скорость скопления галактик, к которому принадлежит NGC1275.

малых ( $< 0,8'$ ) угловых размеров, окруженный протяженным ( $\sim 5'$ ) «гало». В таком случае размеры последнего должны быть  $\sim 100 \text{ кpc}$ . Согласно недавним высококачественным интерференционным наблюдениям, выполненным в Кембридже<sup>41</sup> с шириной лепестков  $13,6'$ , точно на месте галактики NGC1275 имеется яркий источник, угловые размеры которого  $1'$  (т. е. такие же, как и у оптически наблюдавшейся галактики), а на расстоянии  $\sim 30'$  от него — протяженный источник размерами  $26'$ , причем потоки от этих источников практически одинаковы ( $\sim 4 \cdot 10^{-25} \text{ ст/м}^2\text{гц}$  на частоте  $178 \text{ Мгц}$ ). Хотя этот протяженный источник находится в пределах богатого скопления галактик, самым ярким членом которого является NGC1275, он, по-видимому, не обусловлен интегральным эффектом от всех галактик скопления. Если бы распределение радиояркости скопления было пропорционально распределению оптической яркости, обусловленной членами скопления, то источник был бы значительно больших размеров и его яркость сравнительно слабо концентрировалась бы к центру. Возможно, что протяженный источник в Персее генетически связан с радиогалактикой NGC1275 (наподобие протяженных источников около NGC5128, см. выше). В этом случае линейные размеры источника  $\sim 0,5 \text{ Mpc}$ , т. е. примерно такие же, как у протяженных источников около NGC5128 и NGC1316. Бросается, однако, в глаза отсутствие симметрии относительно NGC1275, т. е. нет другого протяженного источника по другую сторону от галактики.

**Лебедь-А.** До сих пор мы рассматривали сравнительно яркие (в оптических лучах) радиогалактики, которые были довольно давно известны астрономам и с источниками радиоизлучения отождествлялись непосредственно, т. е. главным образом по совпадению координат. Наряду с перечисленными выше, таким способом было отождествлено несколько ярких галактик. В частности, сейфертовская галактика NGC1068 уверенно отождествляется со сравнительно слабым источником. Упомянем еще аналогичное отождествление для NGC1218, NGC4261, NGC6166 и небольшое количество других объектов. Однако большое количество источников, в том числе весьма мощные, долго не удавалось отождествить. В частности, в течение пяти лет после открытия мощнейший источник Лебедь-А не удавалось отождествить ни с каким оптически наблюдаемым объектом. Можно было сделать только вывод, что на месте этого источника никакой сколько-нибудь яркой звезды или туманности нет. После того как в 1951 г. благодаря интерференционным наблюдениям Смита<sup>42</sup> координаты Лебедя-А стали известны с достаточно высокой точностью, можно было попытаться с помощью самых мощных оптических телескопов обнаружить на месте этого источника какой-либо объект. Это и было сделано Бааде и Минковским, которые использовали величайший в мире рефлектор обсерватории Маунт Паломар<sup>43</sup>.

На месте источника Лебедь-А они обнаружили слабую галактику, во многих отношениях совершенно необычную. Великолепное совпадение координат источника радиоизлучения и галактики делает это отождествление совершенно надежным. В самом деле, согласно<sup>42</sup> координаты Лебедя-А суть:  $\alpha=19^h 57^m 45,3^s \pm 1^s$ ,  $\delta=+40^\circ 35,0' \pm 1'$ , в то время как координаты обнаруженной американскими исследователями галактики  $\alpha=19^h 57^m 44,9^s$ ,  $\delta=+40^\circ 35' 46,3''$  (все координаты относятся к равноденствию 1950 г.). Увеличенное изображение галактики, с которой отождествляется источник Лебедь-А, приведено на рис. 15. На этой фотографии видно, что центральная часть галактики состоит из двух ярких конденсаций, разделенных расстоянием  $2''$ . Позиционный угол линии, соединяющей центры этих конденсаций, равен  $115^\circ$ . Яркая центральная область, в которой находятся эти конденсации, имеет размеры  $3'' \times 5''$  и окружена

более слабой эллиптической формы туманностью размерами  $18'' \times 35''$ , причем большая ось этого эллипса имеет позиционный угол  $150^\circ$ .

Необычный вид этой галактики, ее явно выраженная двойственность заставили Бааде и Минковского сделать вывод, что в этом случае наблю-

дается почти лобовое столкновение галактик — спиралей позднего типа. В дальнейшем они считали, что почти во всех случаях, когда внегалактический источник радиоизлучения отождествляется с оптически наблюдаемым объектом, последний является сталкивающимися галактиками. Однако недавние исследования показали, что радиогалактики не являются сталкивающимися звездными системами (см. § 3).

Спектры яркой центральной области пекулярной галактики, отождествляемой с Лебедем-А, были получены при помощи небулярного спектрографа с решеткой, установленного в главном фокусе 5-метрового рефлектора и в ньютоновском фокусе 2,5-метрового. На рис. 16 приведен спектр радиогалактики Лебедь-А. В фотографической области дисперсия равна  $435 \text{ \AA/mm}$ . Эти спектры являются весьма непохожими на спектры «нормальных» галактик. Свыше 50% излучения сосредоточено в эмиссионных линиях, как правило — запрещенных,

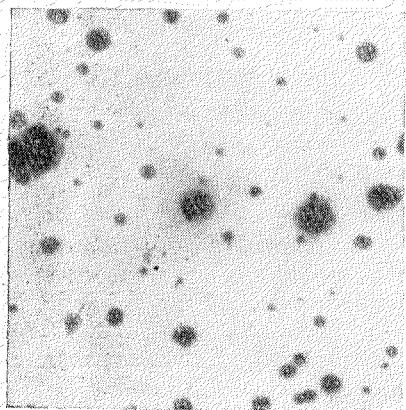


Рис. 15. Фотография галактики Лебедь-А.

области дисперсия равна  $435 \text{ \AA/mm}$ . Эти спектры являются весьма непохожими на спектры «нормальных» галактик. Свыше 50% излучения сосредоточено в эмиссионных линиях, как правило — запрещенных,

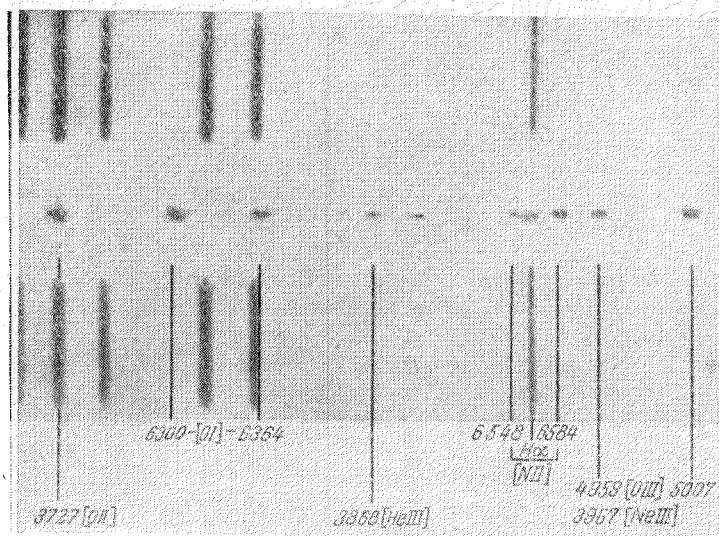


Рис. 16. Оптический спектр Лебедя-А.

принадлежащих сильно ионизованным атомам. Линии довольно широкие, диффузные. Соответствующие допплеровские скорости излучающих газовых масс  $\sim 400 \text{ км/сек}$ . Линия  $\lambda 3727$ , принадлежащая [OII], тянется через всю длину щели, т. е.  $30''$ . Небольшой наклон этой линии указывает на вращение галактики.

Красное смещение спектральных линий достигает большого значения,  $16\,830 \text{ км/сек}$ . Столь значительная величина смещения линий явно указывает на внегалактическую природу этого объекта. Принимая значение постоянной Хаббла  $H=75 \text{ км/сек} \cdot Mpc$  (в дальнейшем мы будем пользоваться только этим значением  $H$ ), найдем, что расстояние до Лебедя-А составляет

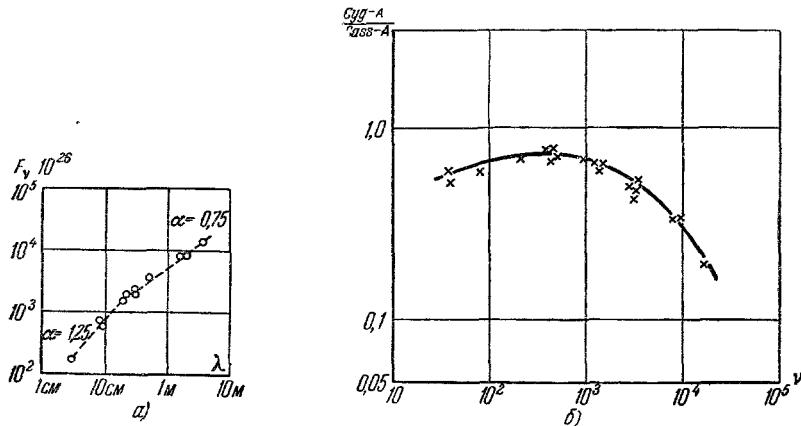


Рис. 17. а) Радиоспектр Лебедя-А. б) Отношение потоков источников Лебедя-А и Кассиопеи-А на разных частотах.

$220 Mpc$ , т. е. огромную величину. Видимая звездная величина этой галактики составляет, согласно фотоэлектрическим наблюдениям, приблизительно  $17''$ . Учитывая межзвездное поглощение, составляющее около  $2''$ , получим, что абсолютная величина радиогалактики Лебедь-А —  $21,5''$ , т. е. она имеет очень высокую светимость.

Радиогалактика Лебедь-А обладает единственной в своем роде особенностью: поток радиоизлучения от нее, проинтегрированный по частотам, в 6—7 раз больше, чем поток ее оптического излучения. Следовательно, мощность ее излучения в радиодиапазоне во столько же раз превышает мощность ее излучения в оптическом диапазоне. А ведь по своей оптической светимости эта галактика примерно на порядок превышает нашу звездную систему, в свою очередь являющуюся гигантской спиралью позднего типа!

Радиоспектр Лебедя-А неоднократно выводился из анализа различных наблюдений, выполненных на разных частотах.

Наиболее надежное определение было выполнено А. Д. Кузьминым и др.<sup>44</sup>. На рис. 17, а приведен этот спектр. Обращает на себя внимание «перелом» спектра у  $f_0 = 1500 Mpc$ . Если для  $f < f_0$  спектральный индекс  $\alpha = 0,75$ , то для  $f > f_0$   $\alpha = 1,25$ , т. е. примерно на 0,5 больше. Совсем недавно Баррет, исследуя радиоизлучение от некоторых источников на волне  $1,8 \text{ см}$  на 27-метровом радиотелескопе, построил «относительный спектр» Лебедя-А и Кассиопеи-А<sup>91</sup>. Этот спектр (точнее, отношение потоков Лебедя-А и Кассиопеи-А на разных частотах) приведен на рис. 17, б. Из этого рисунка следует, что имеет место не столько «перелом», сколько «завал» спектра

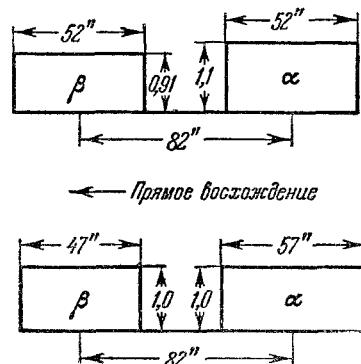


Рис. 18. Модели распределения радиояркости у источника Лебедя-А.

(т. е. прогрессирующее с увеличением частоты уменьшение потока), начиная с  $v \sim 1500 \text{ M} \mu\text{c}$ . Такие характерные изменения в спектре должны иметь глубокий физический смысл (см. дальше, § 3).

Совершенно неожиданные результаты выявились при радиоинтерференционных наблюдениях распределения яркости в пределах источника Лебедь-А. Первые же высококачественные наблюдения Дженнисона и Дас-Гупты обнаружили двойственность этого источника<sup>45</sup>. Источник состоит из двух компонент, симметрично расположенных по обе стороны от радиогалактики на некотором расстоянии от нее. Более поздние наблюдения Дженнисона, Латама и Роусона<sup>46</sup> выявляют следующую картину распределения яркости. Из наблюдений на частоте 127  $\text{M} \mu\text{c}$  с фазочувствительным радиоинтерферометром следует, что источник Лебедь-А состоит из двух компонент, потоки от которых отличаются всего лишь на 20%.

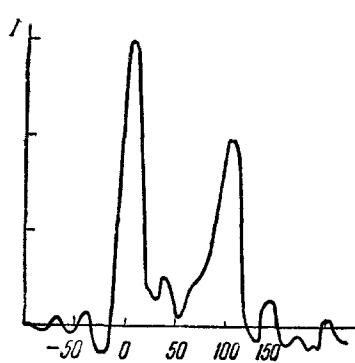


Рис. 19. Распределение радиояркости Лебедя-А по одной координате на волне 21 см.

такое же, как от Солнца) в сочетании с малыми угловыми размерами означает, что его поверхностная яркость исключительно велика. На частоте 100  $\text{M} \mu\text{c}$  яркостная температура этого источника  $T_b \sim 10^8$ , что в 100 раз больше, чем у спокойного Солнца.

Недавно Леку и Хайдманн на радиоастрономической обсерватории в Нансе на волне 21 см провели интерференционные наблюдения ряда источников, в том числе и Лебедя-А<sup>26</sup>. Длина (переменного) базиса достигала 6950  $\lambda$  в направлении запад-восток. Согласно этим наблюдениям распределение яркости Лебедя-А в направлении  $E-W$  имеет вид, приведенный на рис. 19. Расстояния между компонентами 100", причем полуширина каждой около 25". Обращает на себя внимание очень резкая внешняя граница источника. Отношение потоков от обеих компонент 55/45.

В прошлом году Ю. Н. Парицкий на пулковской антенне на волне 3 см смог разрешить Лебедя-А на две компоненты. Это оказалось возможным потому, что на указанной волне ширина лепестка «южевой» диаграммы была около 1'. Практическая разрешающая способность была около 30". Таким образом, впервые Лебедя-А оказался разрешенным на две компоненты «прямым», а не интерференционным методом.

Замечательно, что отношение интенсивностей компонент этого источника на волне 3 см такое же, как и на частоте 127  $\text{M} \mu\text{c}$  ( $\lambda=236 \text{ см}$ ). Это означает, что спектральные индексы у компонент с точностью до 1—2% одинаковы. Эти наблюдения, в частности, выявили, что обе компоненты находятся почти на одинаковом расстоянии от оптически наблюданной яркой центральной части галактики Лебедя-А.

Расстояние между центрами компонент составляет 82" при позиционном угле 97°. На рис. 18 приведены две модели распределения яркости источника при позиционном угле 90°. На частоте 127  $\text{M} \mu\text{c}$  угловые размеры источника вдоль малой оси меньше 30".

Аналогичные наблюдения на частоте 3000  $\text{M} \mu\text{c}$ , выполненные теми же авторами, дали сходные результаты<sup>46</sup>. На этой частоте позиционный угол большой оси источника равен 109°. Обе компоненты Лебедя-А имеют почти такие же угловые размеры, как и на частоте 127  $\text{M} \mu\text{c}$ , но разнесены на несколько большее угловое расстояние 101" (между центрами компонент). В направлении малой оси угловые размеры источника  $\sim 20"$ .

Огромное значение потока радиоизлучения от Лебедя-А (на метровых волнах почти

Мы подробно остановились на Лебеде-А потому, что этот источник сравнительно хорошо исследован, что, естественно, объясняется его огромной мощностью. Вместе с тем объекты такого типа должны составлять существенную, если не большую часть всех наблюдаемых источников II класса. Хотя их пространственная плотность очень мала, по причине огромной радиосветимости они могут наблюдаваться с очень больших расстояний, что имеет выдающееся значение для космологии.

**Геркулес-А.** До самого последнего времени этот довольно мощный источник не удавалось отождествить ни с каким оптически наблюдаемым объектом. Немаловажную роль в этом сыграли ошибки в определении координат указанного источника. Только совсем недавно, в 1961 г., удалось отождествить Геркулес-А с тесной парой галактик 18-й величины. Расстояние между центрами галактик 3" при позиционном угле 130°. Это отождествление удалось осуществить после интерференционных наблюдений на частотах 81,5; 159; 178 и 408 Мгц, выполненных в Кембридже<sup>47</sup>. Эти наблюдения показали, что подобно Лебедю-А Геркулес-А является двойным\*). Расстояние между компонентами по  $\alpha$  равно  $1,95' \pm 0,1'$ , а по  $\delta$   $0,32' \pm 0,60'$ . Потоки от обеих компонент Геркулеса-А почти одинаковы. Согласно<sup>48</sup> расстояние между компонентами 1,82', полуширина каждой компоненты 47", позиционный угол направления, соединяющего компоненты,  $98^\circ \pm 5^\circ$ .

Хотя галактическая широта Геркулеса-А довольно значительна ( $b \sim 25^\circ$ ), межзвездное поглощение света в этой области все еще существенно. Именно здесь наблюдается «язык» зоны избегания галактик, обусловленной межзвездным поглощением света. В работе<sup>49</sup> поглощение света не учитывалось, поэтому выводы о расстоянии Геркулеса-А (630 Mpc), которые там получены, ошибочны. Оценим это расстояние следующим образом. Можно принять по аналогии с другими радиогалактиками, что абсолютная фотографическая величина системы Геркулеса-А близка к  $-24^m$ . Полагая поглощение света в направлении Геркулеса-А  $1,0^m - 1,5^m$  (что вполне допустимо), найдем, что расстояние до этой радиогалактики около 300 Mpc, т. е. несколько больше, чем до Лебедя-А, и существенно меньше, чем было получено в работе<sup>47</sup>.

Линейные размеры системы Геркулеса-А приблизительно в 1,5 раза больше, чем у Лебедя-А, достигая  $\sim 160$  kpc.

К сожалению, оптический спектр радиогалактики Геркулес-А пока еще не получен. Было бы интересно по красному смешению линий излучения проверить наш вывод о расстоянии до Геркулеса-А. Относительное положение двух компонент источника и галактик очень напоминает Лебедь-А. Любопытно отметить, что позиционный угол направления, соединяющего две компоненты источника, довольно близок к 130°, следовательно, это направление близко к направлению прямой, соединяющей центры двух галактик. Та же картина наблюдается и у Лебедя-А.

В общем, можно сказать, что источник Геркулес-А вполне подобен Лебедю-А. Только размеры его немного больше, а радиосветимость  $\sim$  в 20—30 раз меньше.

**3С-295.** Согласно данным третьего Кембриджского каталога поток от этого источника в 70 раз меньше, чем от Лебедя-А. Так как угловые размеры малы, то имелись основания считать, что это объект типа Лебедя-А, но только удаленный на значительно большее расстояние. В 1960 г. на месте этого источника Минковский с помощью 5-метрового рефлектора Маунт Паломар нашел в области размером 3' скопление галактик,

\*) Впервые двойственность Геркулеса-А была обнаружена в 1960 г. на волне 21 см Буашо, который использовал интерферометр с переменной базой<sup>48</sup>.

содержащее около 60 объектов 21-й величины<sup>49</sup>. Центр скопления имеет координаты:  $\alpha=14^h09,6^m$ ,  $\delta=+52^\circ27'$  (1950). При помощи небулярного спектрографа были получены спектограммы двух наиболее ярких галактик этого скопления. Самая яркая из этих галактик имела видимую величину  $18,9^m$ . Однако ее спектр никаких особенностей не показал. Зато вторая по яркости галактика, имеющая  $20,5$ -звездную величину, обнаружила удивительный спектр: на фоне слабых следов непрерывного спектра видна сильная эмиссионная линия  $\lambda 5447,8$ . Анализ показывает, что это хорошо известная ультрафиолетовая линия  $\lambda 3727$ , которая из-за красного смещения сдвинута в оранжевую часть спектра! Отсюда  $v/c=0,4614 \pm 0,0002$ . Скорость удаления этой галактики  $147000 \text{ км/сек}$ , или почти половина скорости света. Пока это самое большое из известных красных смещений. Абсолютная фотографическая величина галактики ЗС-295  $M_P=-20,9^m$ , расстояние до нее равно  $1990 \text{ Мпс}$ .

В Манчестере были выполнены интерференционные наблюдения на сверхдлинных базисах (30 000  $\lambda$ ), имеющие целью выявление дискретных источников радиоизлучения с малыми угловыми размерами<sup>50</sup>. В частности, оказалось, что угловые размеры ЗС-295 равны  $4,5''$ . Таким образом, по своей поверхностной яркости этот источник в четыре раза превосходит Лебедь-А и пока занимает в этом отношении первое место среди всех известных источников. Линейные размеры его в два раза меньше, чем у Лебедя-А, а радиосветимость — на 15—20% больше. Большая удаленность источника пока не позволяет сделать вывод о его кратности. Последнее представляется весьма вероятным. Этот источник имеет выдающийся интерес для радиоастрономии, астрофизики и космологии.

**Гидра-А.** После того, как в Сиднее и Кембридже были получены достаточно точные координаты одного из наиболее мощных источников II класса Гидры-А, его уверенно отождествили с пекулярной системой сфероидальных галактик<sup>51</sup>. Наблюдения Калифорнийского технологического института окончательно подтвердили это отождествление<sup>52</sup>. Система галактик, с которой отождествляется Гидра-А, состоит из двух сравнительно удаленных друг от друга галактик, причем более яркая компонента состоит в свою очередь из двух близких ядер, находящихся в общей оболочке. В спектре этой пекулярной системы наблюдаются слабые широкие линии [OII], [OIII], а также  $H_\beta$ . Видимая звездная величина системы равна  $15,9^m$ , измеренное красное смещение спектральных линий соответствует скорости удаления, равной  $15\ 900 \text{ км/сек}$ . Следовательно, этот объект находится от нас почти на таком же расстоянии, что и Лебедь-А. Отсюда следует, что абсолютная величина этой радиогалактики (без учета межзвездного поглощения света) равна  $-20,6^m$ . Заметим, что поглощение вполне может достигнуть 0,5. Таким образом, эта радиогалактика принадлежит к категории сверхгигантов.

На рис. 20 помещена увеличенная репродукция фотографии радиогалактики Гидра-А.

Распределение яркости у источника Гидры-А представляется довольно сложным. Примерно 80% исходит из области размерами  $42''$ , чему соответствует протяженность  $\sim 40\ 000 \text{ pc}$ <sup>26</sup>, 15% излучения исходит от источника весьма малых угловых размеров ( $<10''$ ). Наконец, из последних интерференционных наблюдений, выполненных в Калифорнийском технологическом институте, следует, что вокруг малого яркого источника имеется еще слабый протяженный ( $\sim 5'$ ), поток от которого составляет 5—10% полного потока от Гидры-А (см. соответствующую кривую на рис. 22).

Мы рассмотрели ряд случаев, когда источники радиоизлучения удалось отождествить с пекулярными радиогалактиками, и разобрали основные их

характеристики. Следует подчеркнуть, что только малая часть источников II класса в настоящее время отождествлена. Несомненно, в ближайшее время, по мере уточнения координат источников, некоторое их количество будет отождествлено с спекулярными галактиками 18—20-й величины. Вряд ли, однако, большинство источников удастся отождествить, так как вполне возможно, что соответствующие галактики слишком удалены от нас, чтобы быть наблюдаемыми оптическими методами. На примере 3C-295 мы видели, что далеко не слабый источник отождествляется с исключительно слабой спекулярной галактикой. Если большинство слабых источников по своей радиосветимости аналогичны Лебедю-А и 3C-295 (а в пользу

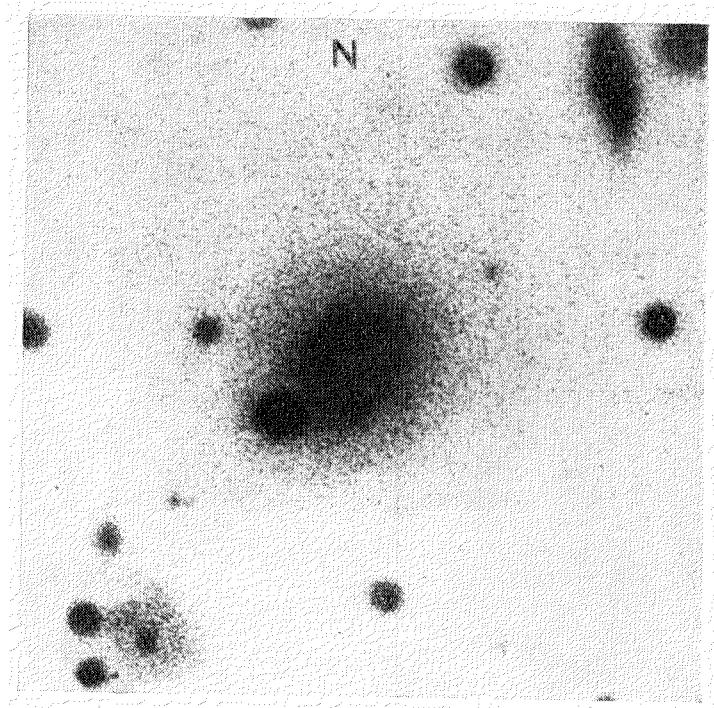


Рис. 20. Фотография радиогалактики Гидры-А.

такого утверждения говорит ряд фактов), то, очевидно, их никак уже нельзя будет отождествить.

С другой стороны, по мере увеличения числа наблюдаемых источников некоторые из них будут отождествляться с обычными, сравнительно яркими галактиками  $>12''$  или же с «полупекулярными», довольно яркими объектами вроде NGC1068, NGC4782/3 и т. д., о которых речь шла выше. В этом обзоре мы не касаемся радиоизлучения от «обычных» галактик, хотя в настоящее время уже имеется около 20 отождествлений с поздними спиральными, а также несколько случаев отождествлений с обычными эллиптическими галактиками и неправильными системами Магеллановых Облаков (см., например, <sup>53</sup>). В табл. II приведена довольно полная сводка всех известных к настоящему времени отождествлений радиогалактик и источников II класса. В этой таблице приведены основные характеристики радиогалактик и связанных с ними источников.

Кратко остановимся на «статистических» характеристиках радиогалактик. Прежде всего следует отметить, что спектры источников, отождест-

## Сводка радиогалактик

Первый столбец — обозначение источника, второй — прямое восхождение источника, на частоте 85 Мгц (в случае отсутствия данных о потоке на этой частоте  $F_V$  вычисляется галактикой, с которым отождествляются источники, седьмой — фотографическая величина в мегапарсеках, десятый — абсолютная радиовеличина источника, одиннадцатый — двенадцатый — среднее значение напряженности

Источник	$\alpha$	$\delta$	$\varphi$	$F_V \cdot 10^{26}$ (см. $m^{-2} \text{ erg}^{-1}$ )	Отождество- вление
00+02	00 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 00 <sup>s</sup>	+0°37'	~0',5	20	E+E
3C-26	00 51 39,5	-03 43	~40"	23	SO+Sb
3C-33	01 06 15,6	13 04,3	1',3	95	EO
NGC545/7	01 23 26,5	-01 36,1	~45"	88	SO+EO
3C-66	02 19 01,7	42 45,8	~15'	33	E
02-110	02 35 24	-19 43	~30"	44	(дв.)
NGC1068	02 40 07	-00 43,5	~45"	35	SO
3C-75	02 55 03	05 49,5	~5' (дв.)	51	EO+SO
NGC1218	03 05 50,3	03 55,2	4' + < 0',8	34	E
Per-A	03 15 54	41 00	26'	105	—
NGC1275	03 16 30	41 19	1'	110	Spec
NGC1316	03 20 48	-37 24	40' (дв.)	950	SO
03-03	03 31 44	-01 25	~35"	64	?
3C-98	03 56 10,5	10 17,5	~3'	80	E2
08+03	08 19 54	06 07	~30"	125	S+S
Hyd-A	09 15 41	-11 53,1	0',8	690	E+E
10-018	10 46 18	-02 33	~30"	20	?
NGC4261	12 16 50	06 06,2	7'	100	E
NGC4374	12 23 04	+13 05,7	6' × 3'	65	E1
NGC4486	12 28 18	12 40	10' + 2 × 20"	1800	EO
NGC4782/3	12 51 59	-12 17	2',2	53	SO+EO
NGC5128	13 22 28	-42 45,6	6 × 2° (дв.)	1100	Spec
3C-295	14 09 33,4	52 26,5	~4",5	200	?
3C-310	15 02 47,7	26 12,4	~1',5 (дв.)	67	E1+EO
3C-345	15 11 30,9	26 18,5	~1'	35	E+E
3C-347	15 14 17	07 12,3	~0',7	50	SO
15+05	15 14 17	07 11	~40"	140	EO
Her-A	16 48 44	05 04	1',9 (дв.)	890	(дв.)
3C-327	15 59 55,5	02 06,3	2',2	65	SO
NGC6166	16 26 56	39 39,5	1',5	85	E
Cyg-A	19 57 44,5	40 35,8	1',2 (дв.)	13000	(рек. дв.)
3C-433	21 21 30	21 51,4	0',5	35	E+E
22-09	22 21 23	-02 18	~45"	60	(рек.)

вляемых с радиогалактиками, довольно однородны. Этот вопрос исследовался Болтоном и его сотрудниками <sup>54</sup>. На рис. 24 приведена гистограмма «относительных спектральных индексов», понимаемых как разность индексов Девы-А и данного источника. Из этой гистограммы следует, что радиоспектры источников II класса весьма похожи и близки к спектральному индексу Девы-А, близкому к 0,75. Впрочем, имеются исключения.

Спектральный индекс, согласно<sup>40</sup>, заметно меньше и равен 0,4. Недавно было обнаружено, что почти «плоским» спектральным индексом обладает

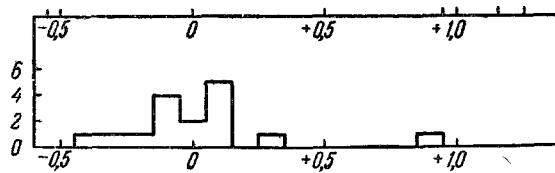


Рис. 24. Гистограмма относительных спектральных индексов радиогалактик.

понимаемых как разность индексов Девы-А и данного источника. Из этой гистограммы следует, что радиоспектры источников II класса весьма похожи и близки к спектральному индексу Девы-А, близкому

к 0,75. Впрочем, имеются исключения. Например, у NGC1068

Таблица II

и источников II класса

третий — его склонение, четвертый — угловые размеры, пятый — плотность потока лялся путем экстраполяции со спектральным индексом  $\alpha=0,7$ ), шестой — тип чина этих галактик, восьмой — радиоиндекс, девятый — расстояние до источника энергия релятивистских частиц и магнитного поля, находящихся в источнике, ности магнитного поля в источнике.

$m_p$	$m_r - m_p$	$r (Mpc)$	$M_r$	$E (\text{эрг})$	$H (\text{эрстед})$
$18^m + 18^m$	$-9^m$	580	-30,5	$2,8 \cdot 10^{59}$	$5 \cdot 10^{-5}$
17 + 17	-9	320	-29	$1,6 \cdot 10^{59}$	$6 \cdot 10^{-5}$
18,5	-11,4	630	-31,9	—	—
13 + 13	-5,7	40	-24,8	$1,9 \cdot 10^{57}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
43	-5,3	83	-26,3	$1,8 \cdot 10^{59}$	$4 \cdot 10^{-5}$
18	-10	580	-30,4	$5,0 \cdot 10^{59}$	$6 \cdot 10^{-5}$
40	-1,8	11,8	-22,2	$5,0 \cdot 10^{56}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
$15,5 + 15,5$	-7	31,6	-24,3	$5,5 \cdot 10^{59}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$
15	-6,4	125	-29	$1,1 \cdot 10^{59}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$
—	—	70	-27	$2 \cdot 10^{59}$	$8 \cdot 10^{-6}$
13,3	-6,3	70	-27,3	$1,2 \cdot 10^{58}$	$8 \cdot 10^{-5}$
9,6	-5,2	15,8	-26,8	$1,8 \cdot 10^{59}$	$1 \cdot 10^{-5}$
18	-11	580	-32	$8,8 \cdot 10^{59}$	$6 \cdot 10^{-5}$
16	-8,7	400	-29,2	$2,6 \cdot 10^{60}$	$2 \cdot 10^{-5}$
$17,5 + 17,5$	-8,5	440	-29	$4,2 \cdot 10^{59}$	$9 \cdot 10^{-5}$
16	-10,5	200	-30,9	$3 \cdot 10^{59}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$
17 + 17	-7	320	-28,4	$6,7 \cdot 10^{58}$	$6,5 \cdot 10^{-5}$
11	-5	13,2	-24,6	$2,3 \cdot 10^{57}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$
10	-2,4	13,2	-23	$1,3 \cdot 10^{57}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$
10	-6	13,2	-26,6	$1,8 \cdot 10^{58}$	$4 \cdot 10^{-5}$
13 + 13	-5,4	45	-25,8	$7,5 \cdot 10^{57}$	$4 \cdot 10^{-5}$
7,6	-5,6	3,8	-26,0	$2,8 \cdot 10^{59}$	$5 \cdot 10^{-6}$
20	-13,6	1990	-35,0	$3,1 \cdot 10^{60}$	$4 \cdot 10^{-4}$
$18,5 + 18,5$	-10,9	630	-31,4	—	—
19 + 19	-10,7	800	-31,2	—	—
12,5	-4,7	40	-25,2	$1,0 \cdot 10^{57}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$
$15^{1/2}$	-9	160	-28,7	$1,7 \cdot 10^{59}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$
18	-12,5	300	-31,3	$2,7 \cdot 10^{60}$	$6 \cdot 10^{-5}$
17	-9,4	320	-29,9	$8,6 \cdot 10^{59}$	$7 \cdot 10^{-5}$
14	-6,0	130	-27,3	$6 \cdot 10^{59}$	$5 \cdot 10^{-5}$
$15,5 + 15,5$	-13,6	220	-34,9	$4,2 \cdot 10^{60}$	$2 \cdot 10^{-4}$
17	-8,7	320	-29,2	—	—
17	-9	320	-29,8	$2 \cdot 10^{58}$	$7 \cdot 10^{-5}$

источник, отождествляемый с pecулярной галактикой М-82. У этой галактики аномально голубой цвет, ее интегральный спектр типа А. Возможно, что в этом случае излучение носит тепловой характер и обусловлено большим количеством ионизированного газа, имеющегося в этой звездной системе.

Еще одним важным исключением является аномальный спектр выброса в NGC4486, о чем речь будет идти в следующем параграфе.

На примере источников Лебедь-А, Геркулес-А, Центавр-А, Печь-А мы могли убедиться, что двойственность — весьма распространенное явление среди источников II класса. Согласно<sup>40</sup>, примерно 30% всех источников — двойные объекты, причем обе компоненты имеют почти одинаковую интенсивность. Моффет и Мальтби наблюдали 88 источников при помощи большого интерферометра Калифорнийского технологического института. Наблюдения велись на волне 31,3 см с переменной базой до 1600  $\lambda$  и в двух взаимно-перпендикулярных азимутах<sup>55</sup>.

Было обнаружено, что большинство источников с угловыми размерами  $> 1,5'$  имеют сложную структуру. Источники ЗС-75, ЗС-111, ЗС-134, ЗС-219, ЗС-210, ЗС-270 и ЗС-445—определенны двойные с одинаково интенсивными компонентами. 26 источников могут быть интерпретированы как двойные с компонентами неодинаковой интенсивности. 10 источников с угловыми размерами (по одной координате) от  $1,2'$  до  $2,5'$  сильно вытянуты с отношением осей  $\sim 2 : 1$ . Четыре источника имеют своеобразную структуру: маленькое яркое ядро и окружающее его «глазо». Для 39 источников, размеры которых  $< 1,2'$ , определенных выводов сделать не удалось.

Весьма примечательно, что не существует корреляции между двойственностью источника радиоизлучения и двойственностью соответствующих радиогалактик, наблюдаемых в оптических лучах. Например, заводомо одиночной сфероидальной радиогалактике NGC1316 соответствует двойной источник, а кратной радиогалактике Гидра-А соответствует один довольно компактный источник. Впрочем, в последнем случае наши сведения о распределении радиояркости пока недостаточны. Нужно еще иметь в виду влияние ориентации источника и радиогалактики по отношению к земному наблюдателю.

Совсем недавно калифорнийские радиоастрономы выполнили обширную программу интерференционных наблюдений с переменной базой и в двух азимутах большого числа источников<sup>56</sup>. Ими опубликовано много кривых, дающих зависимость глубины модуляции интерференционной картины от величины базиса. Некоторые из этих кривых приведены на рис. 22. Из этих кривых следует, что все источники имеют довольно сложное распределение интенсивности. Надо полагать, что в скором времени обработка этого обширного материала позволит получить ряд радиоизображений источников. Нужно однако помнить, что результаты при этом не всегда получаются однозначными.

Отождествление довольно значительного количества источников с радиогалактиками, расстояние до которых известно, открыло возможность построения «функции радиосветимости» для этих объектов. Радиосветимость галактик меняется в очень широких пределах. Например, поток от Лебедя-А на частоте  $960 \text{ M} \gamma$  в 1,2 раза больше, чем от протяженного источника Центавр-А. Между тем первый удален от нас на расстояние в 58 раз больше, чем второй. Отсюда следует, что на этой частоте светимость Лебедя-А примерно в 4000 раз больше, чем Центавра-А. Так как спектры обоих источников (за исключением области высоких частот) почти одинаковы, то полная (т. е. проинтегрированная по всем частотам) светимость Лебедя-А будет в несколько тысяч раз больше, чем у Центавра-А.

Вместо потоков и светимостей источников часто, по аналогии с оптической астрономией, употребляют «радиозвездные величины». Последние выражаются через поток радиоизлучения от источников на частоте  $160 \text{ M} \gamma$  следующим образом:

$$m_r = -53,4 - 2,5 \lg F_v, \quad (3)$$

где  $F_v$  выражается в единицах  $\text{вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{Гц}^{-1}$ . При таком определении  $m_r$  для «нормальных» галактик — поздних спиралей близка к их фотографической величине. Разность радиозвездной и фотографической величин  $m_r - m_p$  (называемая «радиоиндексом») характеризует относительную радиосветимость какой-либо галактики. Значения радиоиндексов приведены в табл. II. Наибольшим отрицательным радиоиндексом ( $-13,6^m$ ) обладают мощнейшие радиогалактики Лебедь-А и ЗС-295. Зная радиозвездную величину и расстояние до галактики, можно обычным образом найти абсо-

лютную радиозвездную величину, характеризующую ее радиосветимость:

$$M_r = m_r + 5 - 5 \lg r, \quad (4)$$

где  $r$  выражено в парсеках.

Под «функцией светимости» радиогалактик понимают число радиогалактик в кубическом мегапарсеке, абсолютные радиозвездные величины

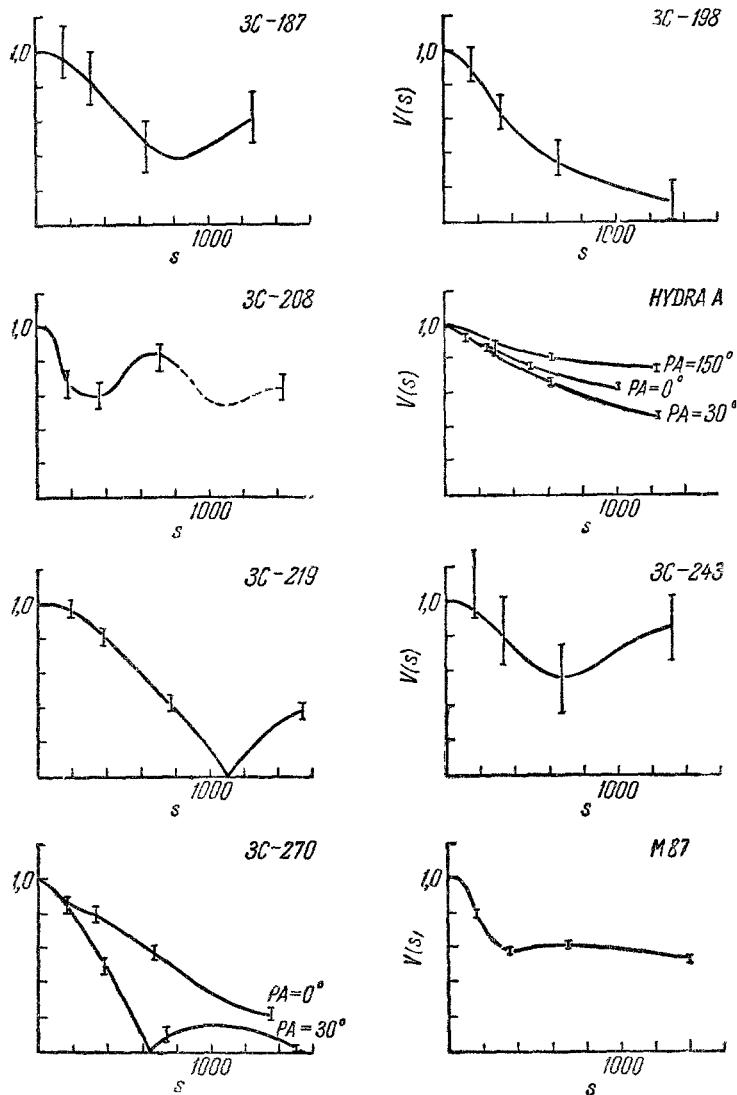


Рис. 22. Зависимость амплитуды интерференционной картины от длины базиса для некоторых источников.

которых лежат в данном интервале. На основании известных отождествлений Болтон составил функцию светимости, которая приведена на рис. 23 (кружки). Кроме того, Болтон получил функцию светимости другим методом, полагая, что дисперсия линейных размеров источников, связанных с радиогалактиками, мала (в пользу этой гипотезы имеются серьезные основания, см. § 3). Тогда из наблюденных угловых размеров можно оценить расстояние до радиогалактик, а следовательно, их абсолютную

радиозвездную величину. Следовательно, в этом случае функция светимости получается из распределения источников по угловым размерам. В качестве исходного материала Болтон использовал результаты наблюдений угловых размеров источников, полученные в Калифорнии и Манчестере. Соответствующие данные нанесены на рис. 23 в виде черных кружков.

Оба метода дают очень хорошее согласие в области малых радиосветимостей. В области очень высоких светимостей замечается некоторое систематическое расхождение. Из подсчета числа радиогалактик в данном интервале радиозвездных величин также можно получить функцию радиосветимости (прямая линия на рис. 23). Таким образом выведенная функция светимости хорошо согласуется с той, которая получена из распределения по угловым размерам. По-видимому, последний метод дает более надежный результат, особенно если учесть трудности, связанные с отождествлением весьма удаленных слабых объектов. Заметим, что почти аналогичную функцию светимости получил Миллс<sup>57</sup>.

Обращает на себя внимание ничтожно малая пространственная плотность наиболее мощных радиогалактик типа Лебедь-А и ЗС-295 ( $M_r \sim -34,6$ ). Плотности на кубический мегапарсек не превышают  $10^{-10}$ . Это означает, что среднее расстояние между двумя подобными объектами в Метагалактике немногого более 1000  $Mpc$ . С этой точки зрения мы случайно расположены очень близко к Лебедю-А, расстояние до которого «всего лишь»  $\sim 200 Mpc$ .

Тангенс угла наклона пунктирной кривой  $\lg N - M_r$  близок к 0,5. При этом, как оказывается, вклад в интегральную яркость неба, обусловленный источниками, видимая величина которых лежит в пределах  $m_r$ ,  $m_r + 1$ , будет больше, чем от всех источников, более ярких, чем  $m_r$ . Иными словами, полученная таким образом поверхностная яркость неба будет расходящимся выражением. Выражение для яркости неба будет расходящимся, если тангенс угла наклона прямой  $\ln N - M_r$  будет  $> 0,6$ . Это требует увеличения числа радиогалактик с  $M_r = -35$  примерно на порядок. Именно таким образом получается функция светимости, основанная на подсчетах чисел радиогалактик до данной величины  $m_r$ , изображенная на рис. 23 в виде прямой.

Возникает еще один интересный вопрос: не переходит ли функция светимости в области малых светимостей  $M_r > -22^m$  в функцию светимости для «нормальных» галактик с  $M_r \sim -18^m, -19^m$ ? Экстраполяция кривой рис. 23 на  $M_r = -18,5$  дает  $\lg N = -2$ , величину, по-видимому, меньшую, чем плотность нормальных спиралей. Однако кривая может и загибаться вверх, так что вопрос о возможной непрерывной связи радиогалактик и нормальных звездных систем в рамках статистического рассмотрения пока остается открытым. Важно отметить, что радиосветимость единицы объема Метагалактики, как это следует из функции светимости, определяется преимущественно радиогалактиками низкой светимости. Этот факт имеет большое значение при рассмотрении космологической проблемы.

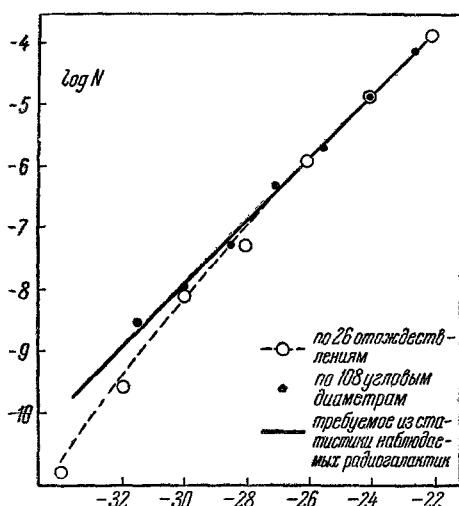


Рис. 23. Функция светимости радиогалактик.

Чем отличаются радиогалактики от других галактик, если не говорить об их исключительно мощном радиоизлучении? Прежде всего, радиогалактики — это объекты, как правило, очень высокой оптической светимости. Согласно<sup>40</sup>, для отождествленных объектов с известным красным смещением средняя абсолютная фотографическая величина равна  $-20,8^m$ . Любопытно, что для радиогалактики NGC4782/3 абсолютная фотографическая величина получилась по старым данным равной  $-17,6^m$ , и она как бы «нарушила гармонию». По просьбе Болтона Гринстейн получил спектр этой галактики. Из полученного красного смещения линий в спектре этой системы следует, что ее абсолютная величина  $-20,4^m$ , и все стало на место<sup>58</sup>. Большинство радиогалактик наблюдается в скоплениях, причем обычно они являются самыми яркими членами в данном скоплении. В скоплениях находятся такие объекты, как Лебедь-А, ЗС-295, Дева-А, Персей-А и др. Вместе с тем встречаются объекты, не принадлежащие к скоплениям, например Центавр-А. Как правило, радиогалактики — гигантские сфероидальные системы (по старой классификации Хэббла E и SO). Вместе с тем встречаются объекты со всеми признаками спиральной структуры, например NGC5128. Впрочем, в последнем случае яркое сфероидальное ядро исключительно велико и дает большую часть светимости.

Типичной спиралью является сейфертовская галактика NGC1068. В этом случае, однако, источник радиоизлучения связан с ярким и протяженным ядром этой звездной системы и никакого отношения к ее спиральной структуре, по-видимому, не имеет. Другой спиралью неправильной структуры с мощным ядром является NGC1275. Следует заметить, что такие редкие объекты, как Лебедь-А и ЗС-295, где большая часть оптического излучения сосредоточена в спектральных линиях, вообще не укладываются в существующие системы классификации. Большинство же радиогалактик не имеет спектральных особенностей, отличающих их от других аналогичных объектов. Существуют сфероидальные галактики огромной светимости, не являющиеся мощными источниками радиоизлучения, например M-86, находящаяся рядом с NGC4486. Знаменитый «выброс», являющийся интереснейшей морфологической особенностью, NGC4486, — очень малое образование, и у более удаленных радиогалактик он вполне может быть не наблюдаем. В этой связи заметим, что у радиогалактики ЗС-66 имеется подобное же образование относительно даже больших размеров, чем у NGC4486.

Обращает на себя внимание большое распространение двойственности и вообще кратность у галактик, отождествленных с источниками радиоизлучения. Согласно<sup>40</sup> из 25 уверенных отождествлений в 11 случаях наблюдаются двойные системы. Как уже подчеркивалось выше, двойственность источника радиоизлучения не обязательно связывается с оптической двойственностью соответствующей радиогалактики.

Резюмируя, следует сказать, что пока еще неизвестны достоверные оптические критерии, на основании которых ту или иную галактику можно было считать радиогалактикой без данных о ее радиоизлучении.

Большой интерес представляет классификация радиогалактик. Существуют ли среди них, например, последовательности, ветви и просто группы? По-видимому, должны существовать, хотя недостаток наблюдательных данных сильно тормозит исследования в этом важном направлении. Вспомним, что диаграмма Герцшпрунга—Рессела для звезд сыграла огромную роль в развитии астрономии. Эмпирически установленные главная последовательность, ветви гигантов и другие ветви и последовательности, как показали исследования последнего десятилетия, имеют глубокий эволюционный смысл.

Было бы весьма желательно иметь некий аналог такой диаграммы для радиогалактик. Пока сделано только несколько попыток в этом направлении.

Следует упомянуть прежде всего об интересной попытке Хишена<sup>59</sup>. Он проводил наблюдения ряда источников на волнах 68,2 и 21,4 см. Изменилось отношение потоков от источников к потоку от Кассиопеи-А, который принимался как стандарт. Из этих измерений (по формуле (3)) определялись радиозвездные величины для указанных волн, после чего определялся «радиоцвет»

$$C = m_{21,4} - m_{68,2}.$$

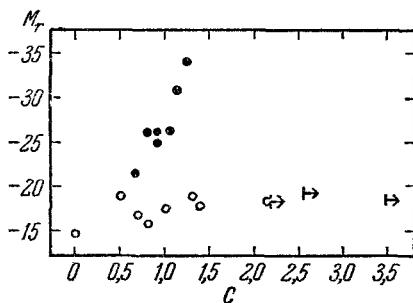


Рис. 24. Диаграмма Хишена.

Если в интервале  $21 < \lambda < 68,2$  см спектры источников могут быть представлены степенным законом (1), то легко показать, что «радиоцвет» должен быть пропорционален спектральному индексу, т. е.  $C \propto \alpha$ . Зная расстояние до ряда внегалактических источников, Хишен смог определить их абсолютные радиозвездные величины, после чего была построена диаграмма  $\langle C - M_{68,2} \rangle$ , приведенная на рис. 24. Из этой диаграммы прежде всего следует, что источники разделяются на две ветви. Горизонтальная ветвь содержит объекты низкой радиосветимости. Это — нормальные галактики, которые обладают самыми различными спектральными индексами, не коррелирующими с  $M_{68,2}$ . С другой стороны, для радиогалактик намечается корреляция  $\langle C - M \rangle$  в том смысле, что объекты очень высокой радиосветимости обладают наиболее крутым спектром. Заметим, однако, что количество точек на диаграмме невелико, а спектральные измерения при надлежат в радиоастрономии к числу наиболее трудных. Наличие горизонтальной ветви может следовать из того простого обстоятельства, что дисперсия  $M_r$  у них мала, а  $C$  определяется неуверенно. Нам представляется спорным само наличие зависимости  $\langle C - M \rangle$  для радиогалактик. Например, согласно измерениям самого Хишена спектральный индекс для Печи-А и Центавра-А равен 0,77, в то время как у Лебедя-А для  $\lambda > 21$  см он согласно<sup>44</sup> ~0,80. Заметим еще, что у Лебедя-А в области 20 см имеется резкий перелом в спектре (см. об этом в § 3), в то время как у Центавра-А и у Печи-А такой перелом, по-видимому, отсутствует. Наличие перелома при грубых измерениях может повлечь за собой кажущуюся повышенную крутизну спектра.

Псковский независимо от Хишена пришел, используя известные данные о потоках и спектральных индексах источников, к близким выводам<sup>60</sup>. Им также была найдена корреляция между спектральным индексом и абсолютной радиовеличиной. На рис. 25 по оси ординат отложена разность  $\alpha - \alpha_0$  спектральных индексов источников и Девы-А. Зависимость получается даже лучше, чем у Хишена, к тому же она построена на более обширном наблюдательном материале. Все же требуются значительно луч-

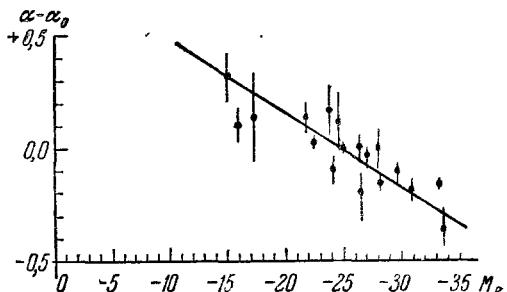


Рис. 25. Диаграмма Псковского.

шие знания спектральных индексов и расстояний до радиогалактик, чтобы окончательно принять диаграмму Хипсена—Псковского.

Мы построили диаграмму, связывающую эффективные линейные размеры источников с его абсолютной радиовзвездной величиной. При построении диаграммы были использованы все известные наблюдательные данные по отождествлению источников II класса<sup>61</sup>. Результаты приведены на рис. 26. Следует подчеркнуть несколько условный характер понятия «эффективные размеры», так как источники имеют сложную структуру. Приходилось подходить к источникам, по возможности индивидуально. На рис. 26 отдельно нанесен протяженный источник около NGC1275 (который мы называем «Per-A»), причем было принято, что расстояние до него такое же, как и до указанной галактики.

Для ряда объектов имеются расхождения между различными наблюдениями, в частности американскими<sup>40</sup> и австралийскими<sup>57</sup>. В таких случаях, если не было дополнительных наблюдений, принимались данные<sup>57</sup>. Чёрные кружки на рис. 26 относятся к различным радиогалактикам. Рядом указаны их обозначения в разных системах.

Несмотря на довольно большой разброс точек (что объясняется, по-видимому, недостаточностью и неоднородностью наблюдательных данных), корреляция между  $M_r$  и линейными размерами источников видна совершенно отчетливо. Прежде всего на этой диаграмме видна последовательность, для которой «радиосветимость» статистически растет с ростом  $R$ . Эту последовательность можно назвать «главной». Весьма любопытно, что на эту последовательность ложится источник Стрелец-А, отождествляемый с ядром нашей Галактики. Далее, идя вдоль этой последовательности вверх направо, мы встречаем галактики, у которых радиоизлучение в области ядер имеет гораздо большую мощность и исходит из значительно больших пространственных областей. Сюда относятся такие объекты, как NGC1068, M-84 и NGC4261. Далее вдоль этой последовательности располагаются радиогалактики довольно высокой светимости, среди них NGC4486, NGC1275 и Гидра-А.

Радиогалактики главной последовательности располагаются вдоль прямой, соответствующей зависимости радиосветимости от линейных размеров  $R$ , близкой к

$$L_r \propto R^{2,5}. \quad (5)$$

Такая зависимость означает, что среднее излучение единицы объема очень медленно убывает с ростом  $R$ . Важной особенностью источников этой

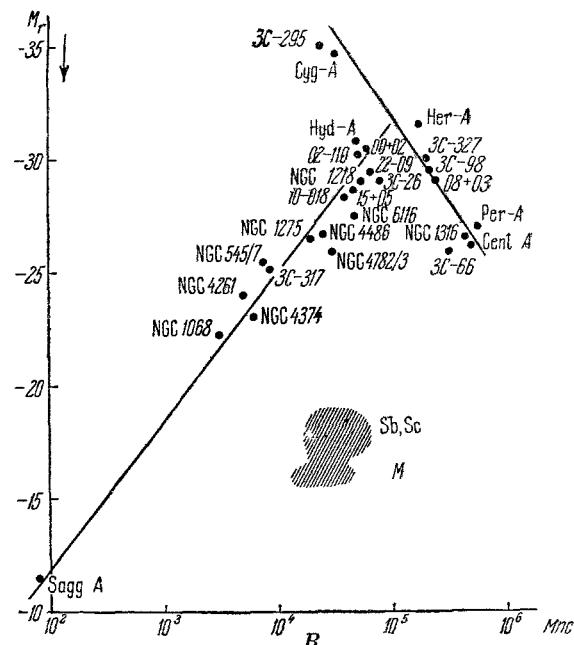


Рис. 26. Зависимость абсолютной радиовеличины от линейных размеров метагалактических источников.

последовательности является то, что они лежат в пределах соответствующих галактик.

Вторая последовательность радиогалактик может быть названа «последовательностью гигантов». Она проходит от самых мощных из известных нам источников,<sup>1</sup> Лебедь-А и ЗС-295, через Геркулес-А к таким объектам больших линейных размеров и малой поверхностной яркости, как Центавр-А и Печь-А. Для этой последовательности характерно быстрое уменьшение радиосветимости по мере увеличения  $R$ . Другой важной особенностью этой последовательности является резкое несовпадение областей радио-и оптического излучений. Как правило, источники этой последовательности состоят из двух компонент, симметрично расположенных на значительном расстоянии от «оптической» галактики.

Конечно, будущие наблюдения внесут значительные корректизы в диаграмму, приведенную на рис. 26. Но, по-видимому, основные последовательности, впервые выявленные на этой диаграмме, останутся. В § 3 мы обсудим вопрос о возможной интерпретации последовательности гигантов.

### § 3. О ПРИРОДЕ РАДИОГАЛАКТИК

Крупным достижением теоретической радиоастрономии явилось выяснение механизма радиоизлучения дискретных источников. Знание механизма радиоизлучения позволяет оценить ряд важнейших характеристик источников и прежде всего энергию, затраченную на их образование. Разумеется, нельзя было пытаться познать природу источников космического радиоизлучения, ничего не зная о механизме генерации радиоволн в них.

В период 1946—1950 гг. не было недостатка в гипотезах как о механизме излучения, так и о природе источников. Все они оказались несоставительными. Конечно, можно вполне понять желания астрономов и физиков как-то осмыслить новое явление, даже когда известно еще очень мало фактических данных.

В 1950 г. Альвен и Герлофсон высказали новую гипотезу о природе космического радиоизлучения<sup>62</sup>. Аналогичная гипотеза почти одновременно была высказана Кипенхайером<sup>63</sup>. Согласно этой гипотезе причина этого явления — тормозное излучение релятивистских электронов в межзвездных и околозвездных магнитных полях. В те времена сведения о космическом радиоизлучении были еще совершенно недостаточны. Поэтому, например, в работе<sup>62</sup> использовались довольно странные и абсолютно неверные представления об источниках, которые считались особыми областями около некоторых звезд.

В СССР все возможности этой гипотезы сразу же были оценены. В работах В. Л. Гинзбурга, Г. Г. Гетманцева, Н. В. Разина и др., которые в свою очередь опирались на более ранние исследования советских физиков, теория (если говорить о ее физическом аспекте) получила дальнейшее развитие (см., например, обзор<sup>64</sup>). Была, в частности, получена формула, связывающая спектральный индекс источника и параметр распределения, находящихся в источнике релятивистских элементов по энергиям<sup>65</sup>. Начиная с 1952 г. автор этой статьи применял новую теорию к различным конкретным радиоастрономическим объектам (корона нашей Галактики, Крабовидная туманность, Дева-А и др.). Теория полностью объяснила основные особенности излучения этих источников. Особенно важно то, что на базе этой теории нам удалось предсказать несколько принципиально новых важных явлений, о существовании которых тогда ничего не было известно и которые вскоре после предсказаний были обнаружены в результате постановки специальных наблюдений (поляризация оптического и радио-

излучения Крабовидной туманности, выброса NGC4486, вековое уменьшение потока радиоизлучения от Кассиопеи-А). Тем самым теория полностью доказала свою правильность и приобрела направляющее значение для большого количества радиоастрономических исследований. В частности, крупнейшим успехом было создание в нашей стране радиоастрономической теории происхождения космических лучей.

Только после этого на западе обратили внимание на «магнитно-тормозную» теорию космического радиоизлучения и стали ее широко применять к различным конкретным задачам. В настоящее время эта теория получила полное признание. Сам механизм излучения получил название «синхротронного»; этим термином мы будем пользоваться в дальнейшем. Ниже приведем краткую сводку основных формул синхротронного излучения, которыми мы будем пользоваться в дальнейшем. Вывод этих формул содержится в обзоре<sup>64</sup>. Энергия, излучаемая релятивистским электроном за 1 сек в интервале частот  $\nu, \nu + \Delta\nu$ , равна

$$P(E, \nu) = 16 \frac{e^3 H_\perp}{mc^2} p\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right), \quad (6)$$

где  $\omega_m = \frac{eH}{mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2$ ,  $H_\perp$  — перпендикулярная к скорости электрона составляющая поля;  $p$  — некоторая функция, достигающая максимума ( $= 0,10$ ) при  $\omega \approx 0,5 \omega_m$ . При малых  $\omega/\omega_m$   $p \sim \left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)^{1/3}$ , при больших  $\omega/\omega_m$   $p = e^{-2/3 \frac{\omega}{\omega_m}}$ . Интенсивность радиоизлучения от некоторого источника

$$I_\nu \equiv \frac{2kT_b}{\lambda^2} = \frac{1}{4\pi} \int P(E, \nu) N(E, \mathbf{r}) dE dr, \quad (7)$$

где  $T_b$  — яркостная температура,  $N(E, \mathbf{r}) = \frac{K}{E^\gamma}$  — дифференциальный энергетический спектр релятивистских электронов в малой области источника с координатами  $\mathbf{r}$ . Вычисления дают (в предположении, что  $N$  от  $\mathbf{r}$  не зависит)

$$\begin{aligned} I_\nu &\equiv \frac{2kT_b}{\lambda^2} = \frac{3}{\pi} (2\pi)^{1-\gamma/2} \frac{e^3 H_\perp}{mc^2} \left(\frac{2eH_\perp}{m^3 c^5}\right)^{\gamma-1/2} u(\gamma) K R \nu^{1-\gamma/2} = \\ &= 1,3 \cdot 10^{-22} (2,8 \cdot 10^v)^{\gamma-1/2} u(\gamma) K H_\perp^{\gamma+1/2} R \lambda^{\gamma-1/2}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $u(\gamma)$  равно  $0,37; 0,16; 0,125; 0,087$  при  $\gamma=1,3; 5, 2$  и  $3$  соответственно,  $R$  — протяженность источника.

Из формулы (4) следует важная связь между спектральным индексом источника  $\alpha$ , определяемым формулой (4), и показателем степени в дифференциальном энергетическом спектре релятивистских электронов  $\gamma$ :

$$\alpha = \frac{1-\gamma}{2}. \quad (9)$$

Таким образом, степенной характер спектра источников радиоизлучения, естественно, объясняется степенным характером дифференциального энергетического спектра релятивистских частиц. Прямые эксперименты подтверждают, что дифференциальный энергетический спектр первичных космических лучей около Земли действительно носит степенной характер. Это, несомненно, связано с механизмом их ускорения, и, надо полагать, основные особенности этого механизма носят сходный характер у разных космических объектов. Возможно, что таким механизмом являются некоторые модификации классического механизма Ферми.

Крупным успехом теории было объяснение оптического излучения «выброса» NGC4486 (о котором речь шла в § 2) синхротронным излучением<sup>67</sup>. В этом случае ответственными за излучение являются электроны весьма высоких энергий  $\sim 10^{11} - 10^{12}$  кэв, в то время как менее энергичные электроны ответственны за радиоизлучение NGC4486. На основе этой теории нами была предсказана линейная поляризация излучения выброса, которая вскоре была обнаружена (см. ниже).

Большое значение формулы (8) состоит в том, что она позволяет по измеренным потокам радиоизлучения от источников, спектральным индексам и расстояниям до них оценить полную энергию релятивистских электронов и при некоторых естественных предположениях — полную энергию всех релятивистских частиц, а также полную напряженность магнитного поля в источниках. Само собой разумеется, что это имеет исключительно большое значение для понимания природы источников.

Первые такие оценки были выполнены еще в 1953—1955 гг.<sup>66, 67</sup>. В 1958 г. Бэрбидж выполнил аналогичные расчеты для ряда галактических и метагалактических источников радиоизлучения<sup>68</sup>. Довольно подробные вычисления принадлежат А. А. Корчаку<sup>69</sup>.

Не останавливаясь на деталях этих вычислений, приведем только результаты. Формула (8) позволяет определить полную энергию релятивистских электронов в каком-либо источнике

$$E_e = vK \int_{\frac{E_1}{v}}^{E_2} E^{1-\gamma} dE,$$

где  $v$  — объем источника (значения пределов интегрирования обсуждаются в<sup>69</sup>). Магнитное поле предполагается известным. Вообще говоря, радиоастрономические наблюдения не позволяют определить  $H$ , по крайней мере в настоящее время. Имеются, однако, основания полагать, что полная энергия в с е х релятивистских частиц (в основном тяжелых ядер) не может превышать магнитную энергию источника. В противном случае релятивистские частицы не могли бы удерживаться в области источника<sup>70</sup>. Заметим, однако, что это утверждение сейчас еще нельзя считать строго доказанным. Поэтому делается простейшее предположение, что полная энергия всех релятивистских частиц пропорциональна магнитной энергии, т. е.

$$E_e = k_1 E_H = k \frac{H^2}{8\pi} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{k H^2 R^3}{6}, \quad (10)$$

где  $R$  — радиус источника. Далее принимается, что полная энергия тяжелых ядер (преимущественно протонов) в  $k_2$  раз больше, чем релятивистских электронов и позитронов, ответственных за синхротронное излучение, т. е.

$$E_p = k_2 E_e. \quad (11)$$

Тогда будем иметь

$$H = \left( 6 \frac{k_2}{k_1} \frac{E_e}{R^3} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Ошибка таких вычислений в<sup>69</sup> оценивается в 10 %. С такой же ошибкой известны потоки радиоизлучения от сильных источников. Расстояния до них известны значительно менее точно (хотя бы из-за неопределенности в постоянной Хэббла). Нам представляется, однако, что сложное распределение яркости в пределах источников (например, их двойственность) может привести к довольно значительным ошибкам. В дальнейшем, по мере уточнения «радиоизображений» источников, такие расчеты нужно

будет повторять для конкретных объектов. Укажем еще на одно обстоятельство. В выражение (8) входит  $H_{\perp}$ , между тем в (10) входит полное значение  $H$ . Для того чтобы расчеты имели смысл, необходимо допустить, что  $H_{\perp}$  примерно такое же, как  $H$ . Скорее всего это условие выполняется, хотя в отдельных случаях может быть  $H_{\perp} \ll H$ . Заметим еще, что при  $k=1$  полученное для какого-либо источника значение суммарной энергии  $E_P + E_M$  является минимальным.

Мы заново провели вычисления  $E_P + E_M$  и  $H$  для ряда объектов, в том числе и для тех, которые в <sup>68</sup> и <sup>69</sup> не рассматривались. При вычислениях использовались новые данные наблюдений. Вычисления проводились для модели, где  $k_1=1$  и  $k_2=30$ ; границы частотного спектра источников брались в пределах  $\nu_1=10^7$  и  $\nu_2=10^{10}$  герц. Допущение, что  $k_2=30$ , сделано по аналогии с космическими лучами в окрестностях Земли. Это допущение выглядит довольно естественно, если считать, что релятивистские электроны в источниках имеют вторичное происхождение (т. е. они образовались при ядерных столкновениях релятивистских и полурелятивистских протонов), и учесть, что релятивистские электроны, движущиеся в магнитных полях, испытывают значительные потери на магнитотормозное излучение. Все же нельзя исключить возможность, что в отдельных источниках  $k_2$  может быть гораздо меньше, например  $\sim 1$ ; для этого случая также проводились вычисления, которые в табл. II не приведены.

Полная энергия релятивистских частиц и поля будет (приближенно) пропорциональна

$$E_P + E_M \propto F_v^{4/7} r^{17/7} \Phi^{-9/7} \left( \frac{k_2}{k_1} \right)^{-3/7}, \quad (13)$$

а напряженность магнитного поля

$$H \propto F_v^{2/7} r^{-2/7} \Phi^{-6/7}, \quad (14)$$

где  $r$  — расстояние до источника,  $\Phi$  — его угловые размеры. В табл. II в последнем и предпоследнем столбцах приведены результаты этих вычислений для некоторых источников II класса.

Чтобы значение приведенных в табл. II чисел стало более ясным, упомянем, что наша Галактика, так же как и другие большие спирали поздних типов (например, туманность Андромеды, М-31), имеет радиосветимость  $\sim 10^{38}$  эрг/сек, т. е. в несколько миллионов раз меньшую, чем Лебедь-А. Полная энергия космических лучей, заключенных в нашей Галактике, может быть оценена в  $10^{56}$  эрг. Заметим, что последняя величина отнюдь не может считаться малой. Энергию радиогалактик в форме релятивистских и полурелятивистских частиц, а также магнитную энергию их полезно сравнить с максимальными ресурсами энергии «нормальной» галактики-гиганта (например, М-31). Например, кинетическая энергия вращения такой галактики  $\sim 10^{58}$  эрг, а гравитационная потенциальная энергия (т. е. энергия гравитационной связи всех звезд и туманностей, входящих в состав ее) лишь немножко больше.

Таким образом, энергии  $\sim 10^{60} - 10^{61}$  эрг, которые были из какого-то «резервуара» затрачены на образование достаточно большого количества релятивистских частиц и магнитных полей, представляются исключительно большими. Что это за резервуар энергии? Как и при каких обстоятельствах он работает? На этот основной вопрос и должна ответить теория. Для этого нужно прежде всего самым тщательным образом проанализировать все известные факты об отдельных радиогалактиках, а уже потом попытаться связать их в одну стройную непротиворечивую систему. Заметим, что последняя задача оказалась исключительно трудной и пока еще нет общепризнанного решения.

Мы рассмотрим сейчас отдельные объекты, оптические и радиоастрономические характеристики которых известны сравнительно хорошо, и попытаемся проанализировать физические условия в них.

**NGC4486.** Применение «синхротронной» теории к интерпретации данных наблюдений, изложенных в § 2, оказалось для этой радиогалактики

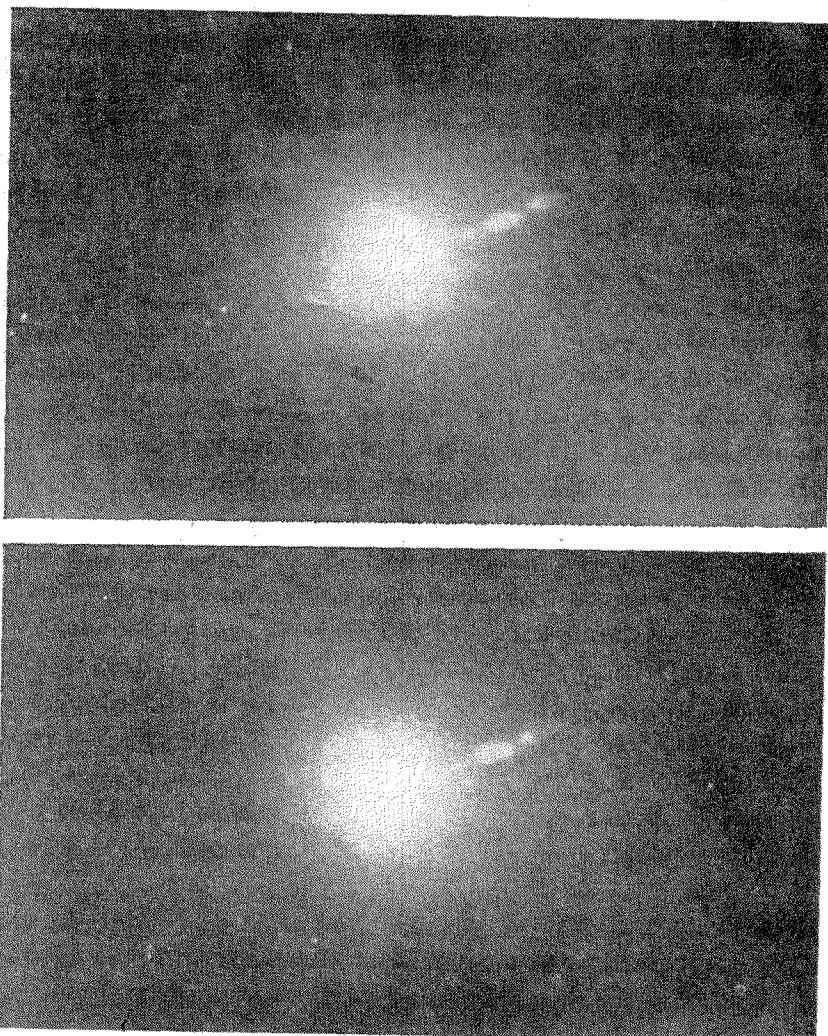


Рис. 27. Фотографии «выброса» NGC4486 через поляроид.

особенно успешным. В 1954 г. мы высказали и обосновали предположения, что оптическое излучение «выброса», о котором речь шла в § 2, имеет синхротронную природу<sup>67</sup>. Яркость «выброса» в работе<sup>67</sup> была оценена в  $13^m$ . (Эта оценка была подтверждена наблюдениями в работе<sup>71</sup>). Применяя обычную методику расчета, основывающуюся на формулах (8)–(10), можно было оценить  $H_{\perp} \sim 10^{-4}$ , откуда энергия релятивистских электронов, ответственных за оптическое излучение выброса,  $E \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ эв}$ . Как значение  $H_{\perp}$ , так и  $E$  в выбросе NGC4486 довольно близки к значениям соответствующих величин в Крабовидной туманности, для оптического

излучения которой (с непрерывным спектром) аналогичная гипотеза была предложена нами еще в 1953 г.<sup>66</sup>. Однако пространственно-временной масштаб в случае выброса NGC4486 на много порядков больше, чем у Крабовидной туманности.

Если оптическое излучение имеет синхротронную природу, можно ожидать, что оно будет линейно поляризовано. Такое предсказание и было сделано в работе<sup>67</sup>. В следующем же году ожидаемая поляризация была обнаружена Бааде с помощью 5-метрового рефлектора Маунт Паломар<sup>72</sup>.

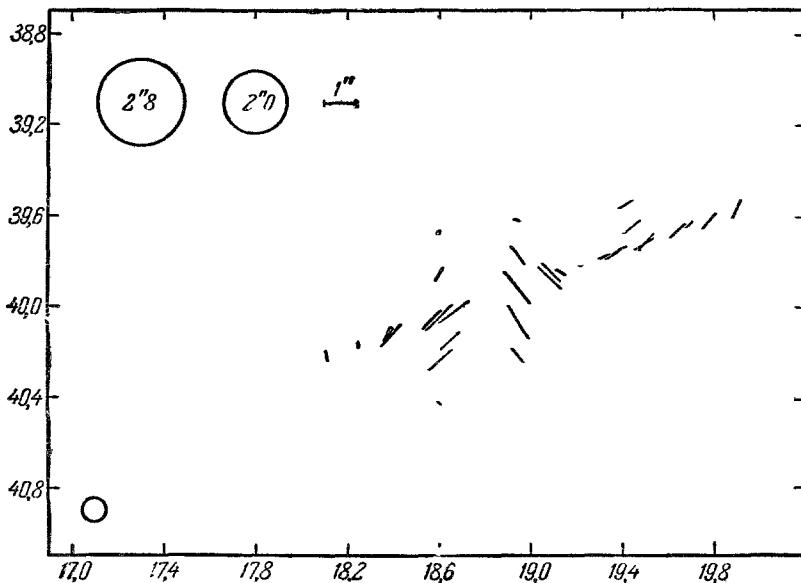


Рис. 28. Поляризация центральной части NGC4486 согласно электрофотометрическим наблюдениям.

В работе<sup>72</sup> фотографировалась центральная часть NGC4486 через поляроид при двух ориентациях последнего. На рис. 27 приведены эти фотографии, отчетливо показывающие сильную поляризацию каждого из узлов выброса. На рис. 28 приведены результаты электрофотометрических поляризационных наблюдений Хильтнера<sup>73</sup>.

Поляризация отдельных узлов достигает  $\sim 30\%$ . Обращает на себя внимание, что направления поляризации у разных выбросов сильно различаются (почти на  $90^\circ$ ). Можно проследить по четырем узлам интересную закономерность: через каждый узел направление поляризации приблизительно повторяется. Из теории синхротронного излучения известно, что направление магнитного поля перпендикулярно к направлению поляризации. Поэтому грубая схема направления магнитных полей выглядит так, как это представлено на рис. 29.

Коль скоро оптическое излучение выброса NGC4486 является синхротронным, можно ожидать, что он будет излучать и в радиодиапазоне; это было предсказано в работе<sup>67</sup>. Такое излучение действительно было обнаружено спустя пять лет на волне 21 см (рис. § 2). После этого была обнаружена слабая ( $\sim 3\%$ ) поляризация выброса на той же волне<sup>74</sup>. Не приходится удивляться, что наблюдаемая степень поляризации радиоизлучения выброса значительно ниже, чем у его оптического излучения. Так как в радиодиапазоне нельзя наблюдать отдельные узлы выброса (они  $\sim 2''$ ), а направления поляризации сильно отличаются, то интегральный

поляризационный эффект будет, естественно, невелик. В. И. Мороз проанализировал существующие данные о спектре NGC4486 и ее выбросе в радио- и оптическом диапазонах<sup>71</sup>. Из того факта, что на волне  $\lambda = 3 \text{ м}$  Миллс не обнаружил радиоизлучения от выброса (хотя использовавшиеся им базисы доходили до  $3400 \text{ \AA}$ , чему соответствует угловое разрешение  $\sim 1'$ ), в работе<sup>71</sup> делается вывод, что в области  $100 < v < 1400 \text{ M} \mu\text{c}$  спектральная плотность потока радиоизлучения почти не зависит от частоты (спектральный индекс  $\alpha \sim 0$ ), а для более высоких частот становится круче. «Перелом» спектра происходит где-то в диапазоне  $10-20 \text{ см}$ , причем спектральный индекс увеличивается  $\sim$  на  $0,5-0,6$ . Полная мощность синхротронного излучения выброса, проинтегрированная по всем  $\lambda > 3400 \text{ \AA}$ , составляет согласно<sup>71</sup>  $\sim 10^{43} \text{ эрг/сек}^*$ .

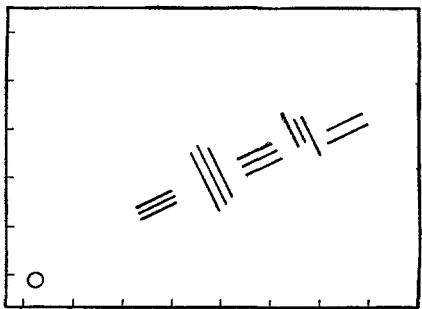


Рис. 29. Схема магнитных полей в центре NGC4486.

«Перелом» в спектре может объясняться энергетическими потерями на синхротронное излучение движущихся в магнитных полях релятивистских электронов. Согласно<sup>64</sup>, если релятивистские электроны непрерывно инжектируются со спектром  $E^{-\gamma}$ , то по причине синхротронного излучения у них будет более «крутой» спектр  $E^{-(\gamma+1)}$ , начиная с энергий

$$E > E_0 = \frac{8,35 \cdot 10^6}{H_{\perp}^2 t_0}, \quad (15)$$

где  $t_0$  — время инжекции (в годах). Из (15) следует, что

$$H_{\perp} \approx 700 v_0^{-1/3} t_0^{-2/3}, \quad (16)$$

где  $v_0 = 2,9 \cdot 10^{-11} E_0^2 H_{\perp}$  — частота точки перегиба в спектре синхротронного излучения. При спектре  $E^{-(\gamma+1)}$  спектральный индекс  $\alpha$  будет на  $0,5$  больше, чем при спектре  $E^{-\gamma}$  ( $\alpha = (\gamma - 1)/2$ ). Согласно<sup>79</sup> именно такой «перегиб» и наблюдается в спектре выброса NGC4486. Отсюда, принимая  $t_0 \approx 10^6$  лет,  $v_0 \approx 10^9 \text{ г} \mu\text{c}$ , в работе<sup>71</sup> найдено, что  $H_{\perp} \approx 10^{-4}$ . В свете последней работы Блесса этот вопрос должен быть пересмотрен\*).

Перейдем теперь к оценке энергии релятивистских частиц и поля в выбросе. Ежесекундно выброс излучает  $\sim 10^{42}$  эрг. С другой стороны, время, в течение которого излучающий в магнитном поле электрон теряет половину своей энергии  $t_{1/2}$ , равно

$$t_{1/2} = \frac{0,00835}{H_{\perp}^2 E} \text{ лет}, \quad (17)$$

где  $E$  выражено в единицах  $10^9 \text{ эр}$ . Из (17) следует, что при  $H_{\perp} \approx 10^{-4}$  и  $E \sim 5 \cdot 10^2 \text{ Еэв}$   $t_{1/2} = 1,5 \cdot 10^3$  лет. С другой стороны, время существования выброса  $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ сек}$ , т. е.  $\gg t_{1/2}$ . Значит, разумно принять, что электроны в выбросе непрерывно возобновляются. Такая инжекция может иметь своей причиной действие некоторого ускоряющего механизма

\*). Недавно Блесс (Astrophys. J. 135, 187 (1962)) выполнил спектрофотометрическое исследование оптического излучения выброса NGC4486. Звездная величина выброса (в синих лучах) оказалась равной 14,1. Показатель цвета ( $\lambda 4350-\lambda 6300$ ) равен  $0,73 \pm 0,15$ , что соответствует спектральному индексу  $\alpha = 2,56 \pm 0,30$ . Отсюда  $\gamma = 6,2$ . Таким образом, синхротронное излучение выброса резко «заваливается» в оптическом диапазоне частот. Полная мощность излучения в интервале частот  $2,5 \cdot 10^{14} < v < 10^{16}$  равна  $0,8 \cdot 10^{42} \text{ эрг/сек}$ . Этим значением мощности мы будем пользоваться ниже.

весьма большой мощности, компенсирующего потери на излучение. Другая причина — ядерные столкновения, в результате которых после распада  $\pi$ -мезонов будут образовываться релятивистские электроны и позитроны. Здесь мы будем рассматривать только ядерные столкновения. В этом случае легко можно оценить энергию релятивистских (тяжелых) частиц, заключенных в выбросе. Полагая, что при каждом ядерном столкновении  $\sim 5\%$  первоначальной энергии релятивистского протона переходит в релятивистские электроны и позитроны, найдем, что искомая энергия

$$E_p \sim 10^{42} \cdot 3 \cdot 10^{43} \cdot 20 = 6 \cdot 10^{56} \text{ эрг.} \quad (18)$$

Протяженность выброса, в рамках этих представлений, определяется ядерным временем жизни заключенных в нем релятивистских частиц  $t_{\text{я}} \gg t_{1/2}$ . Обозначим через  $n$  концентрацию газа в узлах выброса,  $\sigma = 2,5 \times 10^{-26} \text{ см}^2$  — эффективное сечение ядерных столкновений релятивистских протонов,  $V$  — скорость выброса,  $l$  — его протяженность; будем иметь

$$t_{\text{я}} = \frac{1}{cn\sigma} = \frac{l}{V}. \quad (19)$$

Согласно (19)  $n = \frac{V}{cl\sigma} \text{ см}^{-3}$ . Если  $V = 3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ ,  $l = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}$ , то  $n \sim 30 \text{ см}^{-3}$  и плотность  $q \sim 10^{-22} \text{ г/см}^3$ . При этом, учитывая объем выброса ( $\sim 5 \cdot 10^{61} \text{ см}^3$ ) найдем, что его масса  $M \sim 5 \cdot 10^{59} \text{ г} \approx 2 \cdot 10^6 M_{\odot}$ , а кинетическая энергия движущегося газа  $\sim 2 \cdot 10^{55} \text{ эрг}$ . Если скорость выброса  $\sim 5 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ , то кинетическая энергия сравнивается с энергией заключенных в выбросе релятивистских частиц и магнитных полей. В этом случае каждый из этих видов энергии  $10^{57} \text{ эрг}$ , а время существования выброса 200 000 лет. Заметим, что если в рамках этой схемы  $V = c$ , то  $M = 2 \cdot 10^8 M_{\odot}$ , а кинетическая энергия выброса становится непомерно большой ( $> 10^{60} \text{ эрг}$ ).

Вывод о том, что в выбросе должен быть газ с массой  $\sim 10^6 M_{\odot}$ , следует также из других независимых соображений. Рассмотрим физические условия в ядре NGC4486. Как видно из профиля линии  $\lambda 3727$ , наблюдаемой в ядре этой галактики (см. рис. 8), значительная часть находящегося там межзвездного газа имеет макроскопические скорости, близкие или превышающие параболическую. Радиальная компонента этой скорости  $\sim 900 \text{ км/сек}$ . Можно принять, что полная скорость будет  $\sim 1500 \text{ км/сек}$ . Очевидно, что при такой скорости движущиеся массы газа должны покинуть пределы ядра NGC4486, размеры которого  $\lambda 50 \text{ pc}$ , за время  $t \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ сек}$ , или 15 000 лет. Как видно из профиля  $\lambda 3727$ , приведенного на рис. 8, полная интенсивность «смешенной» компоненты раза в три меньше «несмешенной». Это означает, что практически весь ионизированный межзвездный газ, находящийся в ядре NGC4486, должен покинуть пределы ядра за время 50 000 лет. С другой стороны, меру эмиссии ядра NGC4486  $\int N_e^2 dr$  по имеющимся данным <sup>22</sup> очень грубо можно оценить в  $\sim 10^5$ . Отсюда, принимая во внимание размеры ядра, можно оценить, что  $N_e \sim 45 \text{ см}^{-3}$ , что соответствует средней плотности межзвездного ионизированного газа  $Q_{\text{газ}} 10^{-22} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ . Следовательно, полная масса ионизированного газа в ядре этой галактики  $\sim 4 \cdot 10^{38} \text{ г}$  или  $2 \cdot 10^5 M_{\odot}$ .

Представляется весьма вероятным, что «смешенная» компонента профиля  $\lambda 3727$  соответствует очередному «узлу» выброса, который в настоящее время «формируется» в ядре NGC4486. За время  $\sim 10^6$  лет из ядра этой галактики будет выброшено около десятка «плазмонов», суммарная масса газа в которых будет  $\sim 10^6 M_{\odot}$  \*), в согласии с независимой оценкой, выполненной выше.

\* ) Так как в ядре может быть и нейтральный газ (см. ниже).

В связи с приведенными расчетами возникают два вопроса:

а) Откуда пополняется газ в ядре NGC4486? Для пополнения запасов межзвездного газа в ядре NGC4486 ежегодно туда надо «инжектировать»  $> 10^{84}$  г или  $5 M_{\odot}$  (так как в ядре может быть еще и значительное количество нейтрального газа). Этот газ, вообще говоря, может поставляться звездами (например, при вспышках сверхновых, при образовании планетарных туманностей при звездных столкновениях и пр.). Похоже, однако, что эти источники явно недостаточны. Другой возможный механизм — выпадение газа в ядро из окружающего пространства. Ядро NGC4486 представляет собой довольно глубокую «потенциальную яму», куда может «сыпаться» межгалактический газ. Даже на расстоянии  $\sim 100$  кпс от ядра NGC4486 параболическая скорость  $\sim 400$  км/сек. Следовательно, если кинетическая температура межгалактического газа ниже нескольких миллионов градусов, а плотность  $\sim 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>, ежегодно, как легко показать, будет захватываться и выпадать в ядро много десятков солнечных масс (см. подробнее в работе <sup>61</sup>).

Следует заметить, что истечение газа из ядер галактик представляет довольно распространенное явление. В частности, это наблюдается у нашей Галактики и М-31. Очень ярко оно выражено у сейфертовских галактик. И в этих случаях остро стоит вопрос о механизме пополнения ядер газом. По-видимому, «резервуаром» является во всех случаях межгалактическая среда.

б) Почему в узлах выброса, где может быть значительное количество межзвездного газа, не наблюдаются эмиссионные линии, в частности λ3727?

Имеются две возможности объяснения: 1) по каким-то причинам газ после выхода из ядра становится очень горячим, 2) газ становится холодным, нейтральным. Первая возможность представляется мало вероятной. Даже при  $T_e = 10^6$  должны были наблюдаться известные запрещенные корональные линии. Только при очень высокой температуре ( $\geq 10^7$ ) эмиссионные линии будут слабы. Вторая возможность более вероятна. Если нет источников ионизации, то при  $N_e \sim 50$  см<sup>-3</sup> за время движения через ядро ( $\sim 5 \cdot 10^{11}$  сек) ионы водорода и кислорода, как легко можно показать, должны рекомбинировать. С другой стороны, расчеты показывают, что даже высокая концентрация космических лучей в выбросе не может существенно ионизировать находящийся там нейтральный газ.

То, что ионизированного газа в выбросе должно быть очень мало, следует из наблюданной поляризации его излучения на волне 21 см <sup>74</sup>. Если бы там было достаточное количество ионизированного газа, то при наличии магнитного поля из-за эффекта Фарадея поляризация полностью отсутствовала бы. В самом деле, согласно <sup>75</sup> угол поворота плоскости поляризации

$$\psi = 10^6 \cdot N_e H l \cos \alpha$$

( $l$  — протяженность магнитно-активной среды,  $\alpha$  — угол между вектором  $H$  и лучом зрения). При  $H > 10^{-4}$ ,  $l = 2 \cdot 10^{20}$  см (толщина выброса),  $\cos^2 \alpha = \frac{1}{2}$ ,  $N_e < 0,01$  см<sup>-3</sup>, если  $\psi < 1$ .

Если в выбросе присутствует в значительном количестве нейтральный водород, то, учитывая, что в диапазоне 21 см свыше половины излучения Девы-А приходится на выброс <sup>24</sup>, следует ожидать в ее радиоспектре слабой, довольно широкой ( $\sim 1$  Мег) линии поглощения. Она должна быть смещена по отношению к стандартной частоте 1420 Мег на  $-1,6$  Мег. Было бы очень интересно специальными наблюдениями проверить это предложение.

Если считать, что в выбросе сверхэнергичные электроны непрерывно инжектируются благодаря ядерным столкновениям, то NGC4486 должна быть мощным источником весьма жесткого излучения. В самом деле, при ядерных столкновениях рассматриваемого типа в  $\gamma$ -излучение переходит примерно вдвое больше энергии, чем в релятивистские электроны и позитроны. Энергия образующихся  $\gamma$  квантов будет того же порядка, что и релятивистских электронов и позитронов, т. е.  $3 \cdot 10^{11} - 10^{12}$  эв. Поток таких квантов у Земли будет  $\sim 10^{-9}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек. Современная техника физического эксперимента позволяет обнаружить такие потоки излучения. Как положительный, так и отрицательный результат подобных наблюдений представлял бы большую ценность, так как позволил бы подтвердить или опровергнуть гипотезу о ядерных столкновениях как инжекторах «светящихся» релятивистских электронов в NGC4486.

Выше мы принимали, что  $V \approx (1 \div 5) \cdot 10^8$  см/сек. Можно было с самого начала стать на другую точку зрения. А именно предположим, что выброс и его узлы получаются при движении генерируемых в области ядра NGC4486 релятивистских частиц во внешнем, почти однородном магнитном поле. В этом случае скорость движения излучающего агента  $\sim c$ , а время существования выброса  $t_0 \sim 5 \cdot 10^3$  лет. Однако при таком предположении, допуская, что при  $v = 10^9$  имеется перелом в спектре, мы получили бы из (16), что  $H_{\perp} \sim 3 \cdot 10^{-3}$ , откуда согласно (17)  $t_{1/2} \sim 10$  лет  $\ll t_0$ . Следовательно, нельзя считать, что излучающий агент, образующий выброс NGC4486, движется со скоростью  $c$ .

Если считать, что узлы выброса — это облака намагниченного газа и релятивистских частиц, выбрасываемых по какой-то причине из ядра NGC4486 (такие облака мы будем в дальнейшем называть «плазмонами»), то возникает серьезная трудность. Из рис. 7 видно, что угловые размеры узлов ( $\sim 2''$ ), так же как и их яркость, практически не зависит от их расстояния до ядра NGC4486. Между тем длина выброса превышает 1000 pc. Совершенно непонятно, почему (по причине магнитного давления, а также давления релятивистских частиц) узлы не расширяются и, как следствие этого, не уменьшают быстро своей яркости. Если полная энергия релятивистских частиц в каждом узле  $E_p \sim 10^{56}$  эрг (см. выше), то для того, чтобы они удерживались в ограниченной области объема  $\sim 10^{61}$  см<sup>3</sup>, необходимо магнитное поле  $H \sim 10^{-2}$  гс — величина очень большая. На первый взгляд можно считать, что скорость расширения будет порядка гидромагнитной скорости  $V_H = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}} \sim 1,5 \cdot 10^9$  см/сек, и за время  $\sim 3 \cdot 10^{13}$  сек

узлы выброса расширяются до размеров  $\sim 10^4$  pc, что в 100 раз больше наблюдаемого. Можно было бы предположить, что узлы выброса движутся во внешнем, достаточно сильном ( $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ ) магнитном поле. Очень трудно, однако, понять, почему это поле должно быть практически однородным на протяжении  $\sim 1000$  pc (иначе узлы расширились бы).

Возможное объяснение отсутствия заметного расширения узлов выброса NGC4486 состоит в следующем. Плазмоны, движущиеся со сверхмагнитно-гидродинамической скоростью, «продавливают» силовые линии слабого внешнего магнитного поля и «тянут» их за собой. Тем самым вокруг выброса создается своеобразный «пограничный слой», где внешнее поле (параллельное направление движения) значительно усиливается. Это поле «обжимает» движущийся плазмон и мешает ему быстро расширяться. Скорость его расширения будет в этом случае близка к магнитогидродинамической скорости в окружающей плазмон среде. Если там, например,  $H \sim 10^{-6}$ ,  $\rho \sim 10^{-26}$ , то  $V_H = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}} = 3 \cdot 10^6$  см/сек, и за  $3 \cdot 10^{13}$  сек плазмон существенно не расширится.

Наличие преимущественного направления, в котором происходит выброс отдельных плазмонов, также является интересной и трудной проблемой. Возможно, что это направление близко к оси вращения ядра NGC4486. Аналогичное явление наблюдается у NGC5128 (см. выше).

По-видимому, несомненно, что релятивистские частицы, находящиеся в протяженном источнике ( $\sim 5'$ ) в радиогалактике NGC4486 происходят от предыдущих выбросов. Полная энергия этих частиц  $\sim 2 \cdot 10^{58}$  эрг (см. табл. II), т. е. в сорок раз больше, чем в выбросе. Нужно, однако, иметь в виду, что энергия частиц в выбросе оценивается недостаточно надежно, так как она зависит от принятого времени его жизни. При всех условиях мы получаем довольно интересный результат: время «радиоизлучающей фазы» у NGC4486  $\sim (2-5) \cdot 10^7$  лет. Было бы очень важно получить по возможности детальную картину распределения яркости протяженного источника в NGC4486. Здесь могут быть любопытные неожиданности, которые помогут понять природу этой замечательной радиогалактики.

**NGC5128.** В этой радиогалактике два ярких источника малых угловых размеров (см. рис. 11), по-видимому, вполне аналогичны выбросу NGC4486. В обоих случаях наблюдается выбрасывание плазмонов из ядер соответствующих галактик. Разница только в том, что у выброса NGC4486 синхротронное излучение наблюдается и в оптической части спектра, а у NGC5128 — только в радиодиапазоне. Это различие, однако, не является принципиальным. В случае NGC5128 направления выбрасывания плазмонов из ядра близки к оси вращения этой галактики. Несомненно, что два протяженных источника, симметрично расположенных по обе стороны от NGC5128, «пополняются» за счет выбрасываемых из ядра плазмонов.

По формулам (8), (10), используя существующие данные наблюдений, можно оценить энергию релятивистских частиц, заключенную в каждом из двух малых ярких источников, находящихся неподалеку от ядра NGC5128. После вычисления получим, что  $E_p \sim 10^{57}$  эрг, т. е. в  $\sim 300$  раз меньше, чем во всем протяженном источнике Центавра-А (см. табл. II). Из тех же вычислений следует, что  $H \sim 2 \cdot 10^{-4}$ , т. е. в 10 раз больше, чем в протяженном источнике. С другой стороны, малый источник в NGC5128 имеет радиосветимость всего лишь в три раза меньшую, чем протяженный источник Центавра-А. Из рассмотрения энергий релятивистских частиц и полей в протяженном и малом источниках Центавра-А следует, что для образования протяженного источника необходимо несколько сотен «плазмонов»-типа тех, которые являются сейчас малыми яркими источниками. Отсюда мы получаем важный вывод, что при перемещении «плазмона» в область протяженного источника Центавра-А мощность его радиоизлучения уменьшится примерно в 100 раз.

Это явление непринужденно объясняется уменьшением напряженности магнитных полей в плазмонах. Такое уменьшение естественно объяснить расширением плазмонов.

В работе<sup>76</sup> мы разработали теорию векового уменьшения радиосветимости источников по мере их расширения. Там была получена основная формула

$$L_v \propto R^{-2(2\alpha+1)}, \quad (20)$$

где  $\alpha$  — спектральный индекс источника,  $R$  — его радиус. Формула (20) получена в предположении, что  $H \sim R^{-2}$ . Предсказанный в работе<sup>76</sup> эффект векового уменьшения потока радиоизлучения от Кассиопеи-А был в<sup>77</sup> обнаружен, что обосновывает справедливость (20). Согласно (20) при  $\alpha = 0,7$  для того, чтобы  $L_v$  уменьшилось в 100 раз,  $R$  должно увеличиться

приблизительно в три раза. При этом  $H$  должно уменьшиться в девять раз, в хорошем согласии с независимой оценкой, сделанной выше.

Таким образом, можно считать обоснованным предположение, что протяженный источник Центавр-А образовался из нескольких сотен компонент («плазмонов»), каждая из которых по мере его движения от ядра NGC5128 расширяется.

Лебедь-А. Из рис. 17, а видно, что спектр Лебедя-А претерпевает излом у  $v_0 = 1500 \text{ M} \mu\text{s}$ . В то время как для  $v_0 < 1500 \text{ M} \mu\text{s}$  спектральный индекс  $\alpha = 0,75 \pm 0,05$ , для  $v > 1500 \text{ M} \mu\text{s}$   $\alpha = 1,25 \pm 0,1$ . Такой скачок в  $\alpha$  на 0,5 может означать, что в источнике происходит эффективная «переработка» энергетического спектра релятивистских электронов из-за потерь на синхротронное излучение. Аналогичный случай встречается в «выбросе» NGC4486. Анализу «перелома» спектра радиоизлучения от источника Лебедя-А посвящена интересная работа Н. С. Кардашева, А. Д. Кузьмина и С. И. Сыроватского<sup>78</sup>.

В работе<sup>78</sup> сперва доказывается, что если «первоначальный» дифференциальный спектр инжектированных электронов имеет вид  $dN(E) = KE^{-\gamma}dE$ , то в результате потерь на синхротронное излучение происходят следующие изменения в спектре:

- а) в области малых энергий спектр имеет вид  $dN(E) = K_1 E^{-\gamma} dE$ ,
- б) в области промежуточных энергий сохраняется «первичный» спектр  $dN(E) = K_2 E^{-\gamma} dE$ ,
- в) в области высоких энергий  $dN(E) = K_3 E^{-(\gamma+1)}$ .

Из (16) следует, что возраст источника

$$t_0 = 1,9 \cdot 10^4 \cdot H_{\perp}^{-3/2} v_0^{-1/2}. \quad (21)$$

При этом предполагается, что скорость инжекции за все время эволюции источника остается постоянной. Значение  $H_{\perp}$  можно взять из табл. II. Если релятивистские частицы в Лебеде-А преимущественно электроны (т. е.  $k_2 = 1$ ),  $H_{\perp} = 2,6 \cdot 10^{-5}$  и при частоте «перелома» спектра  $v_0 = 1500 \text{ M} \mu\text{s}$ ,  $t_0 = 3,3 \cdot 10^6$  лет. Если же в Лебеде-А суммарная энергия релятивистских протонов в 100 раз больше, чем электронов (т. е.  $k_2 = 100$ ),  $H_{\perp} = 10^{-4}$  и  $t_0 = 5 \cdot 10^5$  лет. Если согласно<sup>91</sup> имеет место «завал» спектра, начинающийся у  $v \sim 1500 \text{ M} \mu\text{s}$  (см. рис. 17, б), то это означает, что эффективная инжекция релятивистских электронов прекратилась всего лишь несколько сотен тысяч лет (при  $H_{\perp} \sim 10^{-4}$ ) или несколько миллионов лет тому назад (если  $H_{\perp} \sim 2,6 \cdot 10^{-5}$ ). При этом длительность «стадии выбрасывания» была сравнительно небольшой.

Из проведенной в<sup>78</sup> дискуссии следует, что Лебедь-А является исключительно молодым объектом. Зная размеры источника ( $\sim 50 \text{ км}$ ) и время его существования, легко оценить скорость движения облаков релятивистских частиц. Если  $t_0 \sim 3,3 \cdot 10^6$  лет,  $V \sim 2 \cdot 10^4 \text{ км/сек}$ , если же  $t_0 = 5 \cdot 10^5$  лет,  $V \sim 10^5 \text{ км/сек}$ .

В предположении, что скорость расширения близка к магнитогидродинамической скорости, в<sup>78</sup> делается оценка плотности среды, которая оказывается  $\sim 3 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3$ , что может соответствовать плотности межгалактического газа.

Согласно<sup>78</sup> развитие источника Лебедь-А происходит следующим образом. Около  $10^6$  лет тому назад в галактиках, отождествляемых с этим источником, образовалось огромное количество релятивистских частиц. Эти частицы не могли бытьдержаны в области их генерации и «прорвались» в окружающее межгалактическое пространство. При своем движении они усилили слабое межгалактическое магнитное поле так что энергия магнитного поля стала равной энергии релятивистских частиц, после чего расширение продолжалось с магнитогидродинамической скоростью.

Малое «время жизни» Лебедя-А вызывает большие трудности при интерпретации этой радиогалактики. Это время можно увеличить, если предположить, что  $H_{\perp}$  значительно меньше принятых выше значений, причем  $H \gg H_{\perp}$ . Например, если  $H_{\perp} \sim 5 \cdot 10^{-6}$ ,  $t_0 \sim 4 \cdot 10^7$  лет,  $V \sim 1000 \text{ км/сек}$ . При этом (в предположении  $k_2=1$ ) полная энергия релятивистских электронов должна быть увеличена  $\sim$  в 18 раз и достигнет  $\sim 3 \cdot 10^{60} \text{ эрг}$ . Для удержания релятивистских электронов в ограниченной области пространства необходимо поле  $H \sim 2 \cdot 10^{-4}$ . Следовательно,  $H_{\perp}/H \sim 0,025$ . Заметим, что если  $k_2=100$ , значения энергии релятивистских частиц в этой модели получаются непомерно большими.

Соответствует ли наше предположение о малости отношения  $H_{\perp}/H$  действительности, сказать сейчас трудно. Во всяком случае, можно сделать вывод, что возраст источника Лебедя-А не превышает нескольких десятков миллионов лет, причем не исключена возможность, что этот возраст  $< 10^6$  лет.

Возникает интересный вопрос о дальнейшей эволюции Лебедя-А. Весьма вероятно, что его размеры будут увеличиваться. Если даже считать, что инъекция релятивистских частиц в этом источнике продолжается и в настоящее время, в дальнейшем она не сможет компенсировать уменьшение его радиосветимости и яркости, обусловленное расширением и описываемое формулой (20). Если, например, размеры этого источника увеличатся в два раза, мощность излучения уменьшится  $\sim$  в 30 раз. Любопытно, что источник Геркулес-А, линейные размеры которого приблизительно вдвое больше, чем у Лебедя-А, имеет мощность  $\sim$  в 20 раз меньшую, чем Лебедя-А. Естественно поэтому считать источник Геркулес-А несколько более поздней фазой развития объекта, подобного Лебедю-А. В пользу этого утверждения говорит также близость значений полных энергий релятивистских частиц в обоих источниках (см. табл. II). Какова же дальнейшая судьба таких мощных источников? Они все больше будут расширяться, причем мощность их радиоизлучения и яркость будут быстро уменьшаться. При этом их характеристики будут близки к характеристикам таких источников, как Центавр-А и Печь-А<sup>79</sup>. В самом деле, линейные размеры каждой из компонент Центавра-А и Печи-А (по половине яркости) равны соответственно  $\sim 150\,000 \text{ pc}$  и  $\sim 120\,000 \text{ pc}$ , в то время как у Лебедя-А они  $\sim 30\,000 \text{ pc}$ . При спектральном индексе  $\alpha=0,75$  согласно (20) имеем

$$L_v \sim R^{-5}.$$

Следовательно, если бы Печь-А и Центавр-А были более поздними стадиями эволюции источников, подобных Лебедю-А, то для них  $L_v$  должно было быть соответственно в 1000 и 3000 раз слабее, чем для Лебедя-А. Но из данных наблюдений следует, что для печи  $L_v$  в 2300 раз меньше, чем для Лебедя-А, а для Центавра-А — в 3700 раз. Согласие следует считать очень хорошим, что и обосновывает наш вывод.

Как было показано в работе<sup>80</sup>, при адабатическом расширении туманностей, в которых заключены релятивистские частицы, энергия каждой такой частицы уменьшается как  $R^{-1}$ , где  $R$  — радиус туманности. Согласно табл. II энергии релятивистских частиц в Центавре-А и Печи-А равны соответственно  $2,8 \cdot 10^{59}$  и  $1,8 \cdot 10^{59}$ . Если мы умножим эти величины на 4 и 5, получим значения энергии релятивистских частиц в эпоху, когда размеры этих источников были такие же, как у Лебедя-А. Эти энергии будут  $1,1 \cdot 10^{60} \text{ эрг}$  и  $9 \cdot 10^{59} \text{ эрг}$ , что довольно близко к энергии релятивистских частиц у современного Лебедя-А.

На рис. 30 приведена диаграмма «полная энергия релятивистских частиц и магнитного поля — линейные размеры источников», составленная

по тем же наблюдательным данным, что и диаграмма на рис. 26. На обеих диаграммах видны те же последовательности радиогалактик — «главная последовательность» и «последовательность гигантов». Все точки на последовательности гигантов достаточно хорошо ложатся на прямую  $\lg E = \text{const} - \lg R$ .

Таким образом, в процессе расширения источники, подобные Лебедю-А, будут эволюционировать в источники типа Печь-А и Центавр-А. Можно ли утверждать, что в прошлом источники типа Печь-А и Центавр-А обяжутельно были объектами, подобными Лебедю-А? Если стать на такую, казалось бы, естественную точку зрения, то возникает существенная трудность. Дело в том, что линейные размеры Центавра-А и Печи-А всего лишь в несколько раз больше, чем у Лебедя-А. Поэтому если предположить, что расширение источников происходит все время с одинаковой скоростью, то возраст Центавра-А и Печи-А должен быть всего лишь в несколько раз больше, чем Лебедя-А. Но если бы это было так, то пространственные плотности всех этих источников были бы примерно одинаковы. Между тем, как это следует из наблюдений, пространственная плотность объектов типа Центавр-А и Печь-А по крайней мере в 1000 раз больше, чем объектов типа Лебедя-А.

Если принять, что в прошлом все источники типа Центавр-А проходили стадию Лебедя-А, неизбежен вывод, что «возраст» первых должен быть порядка нескольких миллиардов лет. Но это трудно увязывается с тем фактом, что центры тяжести радиоизлучающих протяженных облаков около NGC5128 и NGC1316 находятся сравнительно близко от центров этих галактик ( $\sim (3-5) \cdot 10^{23} \text{ см}$ ). Средняя скорость движения от ядра радиоизлучающего агента получается  $\sim (3-5) \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ , что в несколько раз меньше параболической скорости. Нелегко предложить эффективный механизм торможения, движущегося от ядра радиоизлучающего агента. Очевидно, такое торможение должно происходить в межгалактической среде. Однако для обеспечения эффективного торможения этой среде приходится приписывать слишком большую плотность.

Можно предположить, что выбрасываемые по каким-то причинам из ядер радиогалактик плазmons имеют начальные скорости меньше параболической и не уходят в межгалактическое пространство. Удаляясь до расстояний  $\sim 100-150 \text{ кпс}$ , они непрерывно термозятся в гравитационном поле радиогалактики, а затем падают обратно. Время падения  $\sim 10^8$  лет, в то время как «активность» ядра продолжается несколько миллиардов лет. Эта гипотеза качественно (а может быть и количественно) позволяет объяснить само наличие двух симметрично расположенных протяженных

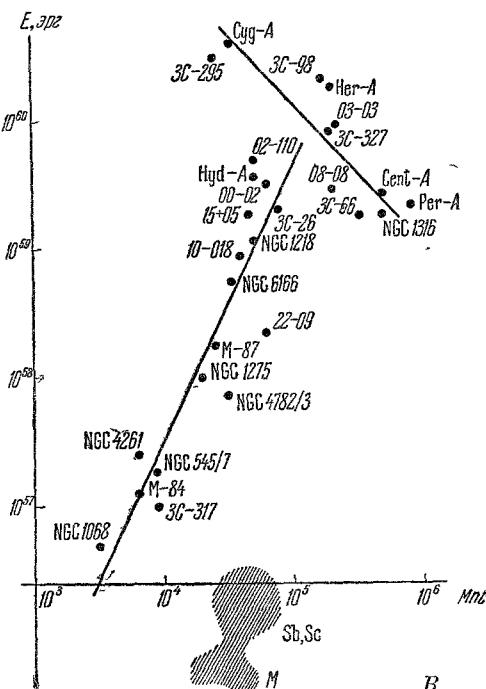


Рис. 30. Зависимость полной энергии релятивистских частиц и магнитных полей от линейных размеров радиогалактик.

источников. Кроме того, она позволяет понять, почему расстояния между компонентами источников Лебедя-А, Геркулеса-А, Центавра-А и Печи-А так близки между собой (100—200 кпс).

По причине хаотических движений («подъемов» и «падений») газовых сгустков в областях из «апогеев» (точнее, «апогалактиев») магнитные поля будут носить беспорядочный характер. В этих полях будет происходить диффузия релятивистских частиц, заносимых туда выбрасываемыми из ядер радиогалактик плазмами или непосредственно вылетающими из ядер.

Существенно подчеркнуть, что «расплывание» протяженных источников около Центавра-А и Печи-А носит характер диффузии (а не распространения взрывной ударной волны в межгалактической среде). Это следует из особенностей изофот Центавра-А и Печи-А. Максимум концентрации релятивистских частиц наблюдается в центральных частях протяженных источников, а не на периферии, как это было бы при сильной ударной волне. Напротив, в случае Лебедя-А внешние края источника очень резки, что указывает на возможность образования там сильной ударной волны. Это можно связать с «молодостью» этого источника.

Согласно теории диффузии смещение диффундирующей в хаотических магнитных полях релятивистской частицы за время  $t$  равно

$$L = \sqrt{2Vlt}, \quad (22)$$

где  $l$  — протяженность квазиоднородного поля,  $V \sim 10^{10}$  см — скорость движения частицы. Полагая  $L = 5 \cdot 10^{28}$  см,  $t = 10^{17}$  сек, найдем, что  $l \sim 10^{20}$  см, или  $\sim 30$  пс. Эта величина представляется небольшой и это серьезное затруднение. Однако возможность такой «мелкочаечной» структуры поля нельзя, конечно, исключить, особенно если иметь в виду непрерывное возмущающее действие поднимающихся и падающих плазмов.

Нужно еще обратить внимание на следующее обстоятельство. Из наблюдений следует, что и сейчас «активность» ядра NGC5128 продолжается, так как около него мы наблюдаем два симметричных малых ярких источника (см. рис. 11). Время жизни этих плазмов не превышает нескольких миллионов лет (так как скорость их движения должна быть не меньше парabolicкой). Следовательно, при современном уровне «активности» из ядра NGC5128 за  $10^{17}$  сек должно быть выброшено  $\sim 10^8$  таких плазмов. Именно такое количество их и было выброшено (см. выше). Но это означает, что в прошлом NGC5128 имела примерно такую же (или несколько большую) радиосветимость, чем сейчас. Следовательно, она не была подобной современному Лебедю-А, где выбрасывание примерно такого же количества релятивистских частиц произошло за гораздо более короткое время. В этом смысле процесс в Лебеде-А носил и возможно носит взрывной «катастрофический» характер.

Если выбрасываемые ядрами радиогалактик плазмы не тормозятся (либо гравитационным полем соответствующих галактик, либо межгалактической средой), возраст объектов, подобных Центавру-А и Печи-А, не должен превышать  $10^8$  лет. Для объяснения симметрично расположенных источников, удаленных от ядер радиогалактик, нужно допустить, что раньше «активность» ядер была в несколько десятков раз выше, чем сейчас, причем длительность этой фазы была  $(1 \div 3) \cdot 10^7$  лет. Тогда Центавр-А и Печь-А имели радиозвездную величину  $M_r \sim -29^m, -30^m$ , причем источники радиоизлучения были значительно меньших размеров и располагались в пределах соответствующих галактик. Возможно, что похожую картину мы наблюдаем сейчас в случае Гидры-А.

Сейчас трудно сказать, какая «шкала возраста» радиогалактик типа NGC5128 и NGC1316 правильная — «длинная» ( $\geq 3 \cdot 10^9$  лет) или «короткая» ( $\leq 10^8$  лет). Возможно даже, что в природе реализуются оба случая. Окончательно решить этот вопрос можно будет только после тщательного анализа новых наблюдательных данных.

На этом мы заканчиваем теоретический анализ наблюдательных данных, касающихся некоторых сравнительно хорошо изученных радиогалактик. Этот анализ будет полезен при критическом разборе гипотез о природе радиогалактик, к которому мы сейчас переходим.

Исторически первой попыткой понять природу радиогалактик была гипотеза Бааде и Минковского о сталкивающихся галактиках<sup>43</sup>. В те времена (1951) довольно богатая информация о радиогалактиках, которой мы теперь располагаем, отсутствовала. Поэтому детально анализировать эту гипотезу на основе фактов тогда было невозможно. На гипотезу о сталкивающихся галактиках Бааде и Минковского несомненно навела полученная ими фотография Лебедя-А (см. рис. 15). На этой фотографии отчетливо видны две галактики, находящиеся на очень близком расстоянии друг от друга. Пытаясь обосновать эту гипотезу на более обширном наблюдательном материале, Минковский усматривал «столкновения галактик» у ряда объектов, например NGC5128, NGC1275 и др. Эти попытки были во всяком случае спорны. Гипотеза «сталкивающихся галактик» как причины мощного радиоизлучения в последующие годы получила широкое распространение. Она имела ту привлекательную особенность, что, казалось бы, естественно решала важнейшую проблему источника энергии, необходимого для образования огромного количества релятивистских частиц. Молчаливо принималось, что этим источником может быть кинетическая энергия облаков межзвездного газа, находящихся в сталкивающихся галактиках. Однако уже давно были видны слабые стороны этой гипотезы. Еще В. А. Амбарцумян подчеркивал очень малую вероятность таких столкновений, что противоречит наблюдаемому количеству радиогалактик<sup>81</sup>. Вероятность становится еще меньше, если мы вспомним, что обе компоненты радиогалактик (в случае их двойственности) являются пекулярными объектами весьма высокой светимости и, по-видимому, большой массы. В последние годы выяснились новые трудности, с которыми сталкивается гипотеза «столкновений». Кратко перечислим их (см. <sup>79</sup>).

1) Имеются в значительном количестве заведомо одиночные радиогалактики (например, Дева-А, Печь-А и пр.). Следовательно, для них нужна какая-то другая гипотеза, объясняющая природу резервуара энергии релятивистских частиц.

2) В случае Лебедя-А, где  $E \sim 10^{61}$  эрг, кинетической энергии межзвездного газа даже в гигантских галактиках явно не хватает. Кстати, спектроскопические данные указывают, что относительная лучевая скорость компонент Лебедя-А не превышает 100—200 км/сек. Кроме того, в двойных эллиптических радиогалактиках (а это типичный случай) газа очень мало.

3) Гипотеза сталкивающихся галактик не в состоянии объяснить особенности пространственного распределения радиоизлучающих облаков по отношению к оптически наблюдаемым галактикам (см. § 2).

4) Далеко не все радиогалактики находятся в скоплениях галактик. В этих случаях вообще не может быть речи ни о каких столкновениях галактик.

Мы указывали, что двойственность весьма распространена среди радиогалактик. Однако двойственность вовсе не означает, что наблюдается столкновение. С гораздо большей вероятностью можно утверждать, что в этих случаях наблюдаются системы из двух (и более) близко расположенных

компонент, связанных общностью происхождения, аналогично тесным парам двойных звезд \*).

Наконец, анализ условий в конкретных радиогалактиках, выполненный в начале этого параграфа, полностью исключает гипотезу столкновений. Факты говорят за то, что облака релятивистских частиц по каким-то причинам выбрасываются из ядер радиогалактик.

В настоящее время гипотеза «столкновений» подавляющим большинством исследователей отвергнута; на ее место пришли новые представления. Однако общепринятой точки зрения нет. Мы сейчас остановимся на новых гипотезах.

а) Недавно Хойл предложил любопытную гипотезу о причине возникновения радиогалактик, которую можно назвать «гипотезой вспышек галактик»<sup>82</sup>. Аналогичную гипотезу он раньше выдвинул для объяснения солнечных вспышек<sup>82</sup>.

По мысли Хойла, солнечные вспышки и «вспышки галактик» — явления одного порядка, но существенно разных масштабов. Для сравнения этих двух явлений приводим табл. III.

Согласно этой гипотезе в течение длительного времени образуется резервуар магнитной энергии. В некоторый период времени этот резервуар катастрофически быстро «опустошается» и накопленная энергия переходит в другие формы, в частности в энергию большого количества релятивистских частиц. В работе<sup>82</sup> было показано, что при некоторых условиях слияние двух областей, в которых имеются противоположно ориентированные магнитные поля, может привести к уничтожению магнитного поля, причем значительная часть магнитной энергии перейдет в тепло и кинетическую энергию материи. Время диффузии магнитного поля через разделяющий области слой газа толщиной  $S$  будет  $\sigma S^2/c^2$ , где  $\sigma$  — электропроводность. В большинстве случаев  $\sigma \sim 10^8 \text{ сек}^{-1}$  и, если  $t \sim 10^{11} \text{ сек}$ ,  $S < 3 \cdot 10^9 \text{ см}$ .

Согласно Хойлу при некоторых условиях такие тонкие «перегородки» между областями с противоположно ориентированными полями действительно могут образовываться. Процесс «сжимания» разделяющего такие области газа до необходимой толщины (когда начнется эффективное слияние поля) в условиях солнечных вспышек занимает 1–2 дня, а у радиогалактик  $\sim 10^9$  лет. При «аннигиляции» магнитного поля образуется электрическое поле, которое и способствует превращению магнитной энергии в другие формы. По мнению Хойла, катастрофический характер процесса «аннигиляции» магнитного поля обеспечивает ускорение отдельных заряженных частиц до весьма высоких энергий, причем электроны будут ускоряться так же, как ионы.

Согласно<sup>82</sup> подходящие конфигурации магнитных полей могут существовать в двух формах.

1) Резервуар магнитной энергии сосредоточен в ядрах радиогалактик, которые представляются весьма массивными и быстро вращающимися. В качестве примера (на наш взгляд, весьма мало подходящего) Хойл берет

\*) В. А. Амбарцумян считает, что в случае кратных радиогалактик мы наблюдаем процесс деления одной галактики<sup>81</sup>. Механизм такого деления, однако, не предлагается.

Таблица III

	Солнечные вспышки	Образование радиогалактик
Линейный масштаб . . . . .	$\sim 10^9 \text{ см}$	$\sim 10^{23} \text{ см}$
Характеристическое время . .	$\sim 10 \text{ сек}$ $\sim 10^{32} \text{ эрг}$	$\sim 10^{11} \text{ сек} (?)$ $\geq 10^{58} \text{ эрг}$
Полная энергия		

NGC4486. В этом случае масса газа должна быть там  $\sim 10^{10} M_{\odot}$ . Добавим, что среднее значение магнитного поля там должно быть  $\sim 1$  гс.

2) Резервуар магнитной энергии содержится между компонентами двойной галактики, причем их масса  $\sim 10^{12} M_{\odot}$ . Так как наиболее массивными галактиками являются эллиптические, то в том обстоятельстве, что ряд источников отождествлен с двойными эллиптическими системами, Хайл видит поддержку своей гипотезе.

Трудно, однако, согласиться с гипотезой Хайла, столь же остроумной, как и поверхности. Хайл попросту игнорирует наблюдательные данные, которые явно противоречат его гипотезе. Например, у NGC4486 процесс образования релятивистских частиц происходит буквально на наших глазах. Между тем, согласно вполне однозначно интерпретируемым спектральным наблюдениям, масса межзвездного газа в ее ядре вряд ли значительно превышает  $10^6 M_{\odot}$  (если бы масса была  $10^{10}$ , то по причине высокой плотности не наблюдалась бы сильно запрещенная линия [OII] $\lambda 3727$ ).

Заметим еще, что сам механизм, предложенный Хайлом, содержит одну большую трудность. Как только поле начнет «аннигилировать» и станет выделяться джоулево тепло, плазма быстро нагревается, проводимость газа резко возрастает и процесс слияния полей сразу же останавливается. Таким образом, этот механизм имеет «автостоп», делающий его совершенно неэффективным.

На другой попытке Хайла интерпретировать радиогалактики<sup>88</sup> мы здесь останавливаются не будем (критику см.<sup>85</sup>). По-видимому, сам Хайл отказался от своей более ранней гипотезы, так как в работе<sup>82</sup> он о ней даже не упоминает.

б) В работе<sup>79</sup> в качестве источника энергии для образования в галактике достаточно большого количества релятивистских частиц и магнитных полей рассматривались вспышки сверхновых звезд. Мы исходили при этом из того, что при вспышке сверхновой образуются релятивистские частицы, полная энергия которых, как показывают наблюдения, доходит до  $10^{49}—10^{50}$  эрг. В этом случае, по-видимому, первопричиной является выделение при вспышке большого количества ядерной энергии. Имеются достаточные основания полагать, что вспышки сверхновых являются основным поставщиком релятивистских частиц (т. е. первичных космических лучей) в нашей Галактике. Иными словами, причиной синхротронного радиоизлучения Галактики являются вспышки сверхновых. Однако сразу же возникает трудность. Для того чтобы обеспечить выделение  $10^{60}—10^{61}$  эрг (а именно такая энергия наблюдается у Лебедя-А, Геркулеса-А, ЗС-296 и пр.), нужно по крайней мере  $10^{10}—10^{11}$  таких вспышек. Так как характерное время жизни Лебедя-А  $\sim 10^6—10^7$  лет (а может быть, и меньше, см. выше), то с необходимостью надо принять, что во время максимума «активности» ежегодно в Лебеде-А вспыхивало (если не вспыхивает) до  $10^4$  сверхновых. В NGC4486 в области ее ядра должны вспыхивать с ей-час несколько сверхновых в год. Учитывая быстроту спадания яркости сверхновых со временем, число единовременно наблюдаемых сверхновых должно быть раз в 10 меньше. В случае ядра NGC4486 это не противоречит наблюдениям<sup>\*</sup>). Однако абсолютная звездная величина Лебедя-А в период его наивысшей активности должна была доходить до  $-26:-27^m$ . Учитывая его кратковременность, такое явление вполне можно было назвать «сверхновой» или «взрывающейся» галактикой. То обстоятельство, что абсолютные величины Лебедя-А и ЗС-295  $\sim -21^m$ , явно не противоречит этой гипотезе. Оно только означает, что «активная фаза»

<sup>\*</sup>) В работе<sup>79</sup> предлагалось систематически наблюдать ядро NGC4486 с целью обнаружить возможные изменения его яркости.

радиогалактикой пройдена, хотя и недавно. Причиной столь высокой частоты предполагаемых вспышек сверхновых может быть бурно идущий в этих галактиках процесс звездообразования. В свою очередь это связано с высокой плотностью межзвездной материи. По современным представлениям темп звездообразования для массивных звезд (которые в процессе своей эволюции через несколько миллионов лет могут вспыхнуть как сверхновые<sup>86</sup>) пропорционален приблизительно кубу средней плотности межзвездного газа<sup>87</sup>. Например, согласно<sup>79</sup>, когда наша Галактика была очень молодой ( $\sim 10^9$  лет), количество вспышек сверхновых в ней было  $\sim$  в 100 раз больше, чем сейчас, когда этот процесс «затух». На основании этого в работе<sup>79</sup> был сделан вывод, что тогда наша Галактика обладала всеми характеристиками «радиогалактики». Согласно<sup>79</sup> радиогалактики — это молодые объекты, сравнительно недавно сконденсировавшиеся из межгалактической среды, где много газа и идут бурные процессы звездообразования и нуклеогенезиса. Последний по современным представлениям идет только при вспышках сверхновых звезд. Лебедь-А и ЗС-295 среди других таких объектов выделяются своей большой массой и значительной средней плотностью межзвездного газа.

Как уже указывалось выше, эта гипотеза не противоречит явно наблюдениям. Если в глубинах вселенной происходит редчайшее явление «взрыва» галактики (в указанном выше смысле), то, учитывая, что расстояние  $\sim 10^9$  pc, мы должны были наблюдать пекулярный эмиссионный объект слабее 14<sup>m</sup>. В принципе может быть, что такие объекты и есть. Они легко могли бы ускользнуть от наблюдений.

В связи с нашей гипотезой укажем еще на одну любопытную возможность, которая в работе<sup>79</sup> не обсуждалась. Согласно<sup>79</sup> причиной огромной оптической яркости сверхновых I класса в максимуме блеска является синхротронное излучение. Но синхротронное излучение — довольно капризный механизм. Если, например, по каким-то (пока неясным) причинам образовавшиеся релятивистские электроны будут иметь энергию всего лишь в несколько раз меньшую, чем «оптимальная», или магнитные поля будут меньше, то излучение резко сместится в далекую инфракрасную область спектра. Такие «невидимые» сверхновые I класса (с абсолютной фотографической величиной  $> -10^m$ ) дадут примерно такое же количество релятивистских частиц, что и «обычные» сверхновые. Вместе с тем 10 000 одновременно излучающих таких объектов могут дать такой же оптический эффект, как один объект — 20<sup>m</sup>.

Принимая, что радиогалактики — молодые образования, В. Л. Гинзбург пытался объяснить генерацию космических лучей в них, не прибегая к гипотезе о большой частоте вспышек сверхновых<sup>88</sup>. Согласно<sup>88</sup> такая генерация может быть вызвана гравитационным сжатием межгалактической среды, из которых образовалась галактика. В такой сжимающейся системе при наличии неоднородностей и макроскопических движений могут, вообще говоря, создаться благоприятные условия для ускорения.

Как уже подчеркивалось выше, особенностью изложенных в работах<sup>79</sup> и<sup>88</sup> гипотез является представление, что радиогалактики — это очень молодые системы. Вместе с тем это является и самой большой трудностью этих гипотез. Возможно, что среди радиогалактик имеются весьма молодые объекты. Но все же трудно считать очень молодыми такие галактики, как NGC4486 или NGC5128. По ряду признаков (например, интегральному спектру, наличию мощной спиралевидной полосы поглощающей материи у NGC5128 и пр.) эти объекты уже прошли достаточно длинный эволюционный путь. В пользу этого говорит также очень малое количество газа в ядре NGC4486.

Очень интересным развитием наших представлений о решающей роли сверхновых в образовании радиогалактик является недавняя гипотеза Бербиджа<sup>89</sup>. Он также отбрасывает гипотезу столкновений, считая ее несостоятельной. Вполне естественно объяснять огромные энергии, заключенные в форме релятивистских частиц и магнитных полей, ядерными источниками. Наиболее эффективным из известных в астрономии механизмом освобождения ядерной энергии является взрыв сверхновой. Так как подавляющее большинство радиогалактик является эллиптическим, то полезно проанализировать основные свойства таких звездных систем и посмотреть, какие из этих свойств потенциально могут способствовать возникновению радиогалактик. Из спектральных и колориметрических наблюдений следует, что светимость центральных областей эллиптических галактик обусловлена преимущественно звездами-гигантами класса K с массой  $1-1,5 M_{\odot}$ . По мере эволюции некоторая часть имеющихся в такой галактике звезд вспыхивает как сверхновые I класса. Если считать, что релятивистские частицы образуются при вспышках сверхновых, то для объяснения наблюданного их количества в «средней» радиогалактике ( $\sim 10^{58} \text{ эрг}$ ) нужно не меньше  $10^8$  вспышек, на что при обычных условиях требуется  $\sim 10^{10}$  лет. Между тем образование наблюданного количества релятивистских частиц в радиогалактиках происходит, по-видимому, за гораздо более короткий промежуток времени и носит почти катастрофический характер, так что можно говорить о «вспышке» или «взрыве» галактики или, вернее, ее ядра. Соответствующие временные оценки были сделаны нами выше при анализе физических условий в Лебеде-А и NGC4486.

Для того чтобы обеспечить большое количество вспышек сверхновых за сравнительно короткий срок, мы считали<sup>79</sup> радиогалактики молодыми объектами, где процессы звездообразования и нуклеогенезиса идут очень бурно. При этом, однако, для ряда радиогалактик возникают определенные трудности, о которых речь шла раньше. Бербидж отказывается от представления, что радиогалактики — молодые объекты. Он полагает, что при некоторых условиях на определенном этапе эволюции в ядрах эллиптических галактик может возникнуть «цепная реакция» из последовательных вспышек сверхновых.

Плотности в ядрах эллиптических галактик могут достигать весьма высоких значений. В § 2 на примере NGC4486 мы видели, что в области радиусом  $\sim 25 \text{ pc}$  средняя звездная плотность может достигать  $5 \cdot 10^4 \text{ pc}^{-3}$ . Бербидж полагает, что в самых внутренних областях такой галактики размерами  $\sim 1 \text{ pc}$  звездная плотность может быть  $10^6-10^7 \text{ pc}^{-3}$ . Предположим, что в таком ядре вспыхнула сверхновая. Пусть энергия взрыва будет  $E_1$ , среднее расстояние до ближайшей звезды пусть будет  $D$ . Коль скоро  $D$  невелико ( $\sim 10^{16}-3 \cdot 10^{16} \text{ см}$ ), поток жесткой радиации от вспыхнувшей звезды через поверхность ее «соседки» будет довольно велик. Полагая, например,  $E_1 \sim 10^{50} \text{ эрг}$ , найдем, что единица поверхности «соседки» поглотит  $10^{16}-10^{17} \text{ эрг}$ .

Для поглощения этой радиации (в работе<sup>88</sup> считается, что это преимущественно  $\gamma$ -кванты) достаточно нескольких  $\text{g/cm}^2$ . В случае гигантских звезд этому соответствует  $10^4-10^6 \text{ см}$ , у звезд типа Солнца — несколько метров атмосферы звезды. Легко показать, что поглощение такого количества энергии рассматриваемым слоем (если не учитывать никаких механизмов оттока тепла) может нагреть его до  $10^8-10^9 \text{ }^{\circ}\text{K}$ . При этом пойдут ядерные реакции преимущественно с ядрами C, N, O и H. Может образоваться детонационная волна, при определенных условиях распространяющаяся внутрь. А это может повлечь за собой взрыв звезды, оказавшейся в столь опасном соседстве со сверхновой. После этого взорвется следующая звезда и т.д. За время  $\sim 100$  лет область ядра ( $\sim 30 \text{ pc}$ ) будет

охвачена катастрофической цепной реакцией. Цепная реакция остановится там, где плотность звезд значительно упадет. Во время этого явления яркость ядра может увеличиться на  $10^m$  или даже больше. При «индуцированных» взрывах звезд будет выбрасываться большое количество ионизированных газов. Возникнет мощная эмиссия в линиях [OII], [OIII], [NII]. Следует заметить, что в охваченной беспорядочными макроскопическими движениями ( $V \sim 10^8$  см) проводящей среде могут происходить эффективные процессы ускорения заряженных частиц статистическим механизмом.

Те радиогалактики, где сейчас наблюдается интенсивная эмиссия, «взорвались» сравнительно недавно. Поэтому приобретает интерес поиск пекулярных эмиссионных объектов (об этом мы уже говорили выше). Такие объекты, как NGC1068, NGC1275 и им подобные, могут содержать достаточно плотные ядра. Сильные источники, по Бэрбиджу, образуются в более плотных, хотя неизбежно более массивных эллиптических галактиках. Поскольку значительное количество радиогалактик является кратными системами, в работе<sup>89</sup> делается вывод, что у таких систем плотность ядер выше.

Таковы основные черты гипотезы Бэрбиджа. Следует, однако, отметить, что она сталкивается с большими трудностями. Упомянем только две:

а) Сам механизм «индуцированного взрыва» совершенно неясен. Поглощение поверхностными слоями «звезды-соседей» жесткой радиации может быть растянуто на значительный отрезок времени ( $>10$  дней). Очень вероятно, что нагревающиеся слои успеют перемещаться с более холодными, вследствие чего температура может подняться сравнительно незначительно и выделения ядерной энергии не произойдет. Даже если представить себе, что температура в тонком поверхностном слое поднялась до  $10^8$ — $10^9$ , без детального анализа (которого в работе<sup>89</sup> сделано не было) неясно, произойдет ли ядерный взрыв в с е ѹ звезды-соседки.

б) Неясно, каким образом в течение  $10^{10}$  лет плотное ядро эллиптической галактики не взрывалось, хотя там несомненно происходили вспышки сверхновых (с частотой  $\sim$  один раз в 10 000—30 000 лет). Чтобы снять эту трудность, надо ввести в рассмотрение возможную эволюцию ядра (в смысле его уплотнения), что может на определенном этапе привести к «взрывной неустойчивости». Кажется, однако, что такая эволюция должна происходить слишком медленно.

Все же гипотезе Бэрбиджа нельзя отказать в привлекательности. Ее несомненной заслугой является то, что она подымает вопрос о качественно новом, беспрецедентном по своей грандиозности явлении во вселенной — взрыве ядер некоторых галактик. На возможность такого взрыва применительно к NGC4486 мы указывали еще в 1955 г.<sup>67</sup>, однако в работе<sup>67</sup> конкретного механизма не предлагалось. То же самое следует сказать и о гипотезах В. А. Амбарцумяна<sup>81</sup>. В работе<sup>89</sup> содержится хотя и дискуссионный, но вполне конкретный механизм.

Можно модифицировать механизм Бэрбиджа следующим образом. Если  $D = 3 \cdot 10^{16}$  см, то оболочка вспыхнувшей сверхновой через 10 лет достигнет звезды-соседки и «захлестнет» ее. Находящиеся в этой оболочке релятивистские частицы будут со всех сторон пронизывать наружные слои звезды. Можно показать, что поток энергии достигнет  $\sim 10^{10}$  эрг/см<sup>2</sup> сек, и такое «облучение» будет длиться несколько лет. По-видимому, этот способ «прогрева звезды-соседки» более эффективен, чем предлагаемый Бэрбиджем.

Во всяком случае, очень большая звездная плотность в ядрах радиогалактик является обстоятельством, заслуживающим самого пристального внимания.

Мы не упомянули еще о гипотезе, согласно которой источником релятивистских частиц в радиогалактиках является аннигиляция материи и антиматерии<sup>90</sup>. К сожалению, эта гипотеза не была подтверждена никакими конкретными расчетами. Основным ее дефектом является невозможность получить в процессе аннигиляции энергии большей, чем  $10^9$  эв на нуклон. Между тем в выбросе NGC4486, как мы видели, имеются частицы с энергией  $10^{11}$ — $10^{12}$  эв. Такие энергии могут быть достигнуты только при ускорении некоторым «макроскопическим» механизмом типа Ферми. В пользу этого говорит также наблюдаемый степенной энергетический спектр у источников космического радиоизлучения.

Исходя из этих соображений, «аннигиляционная» гипотеза не может быть предметом серьезного обсуждения.

Мы теперь рассмотрим новую гипотезу о механизме генерации релятивистских частиц в ядрах радиогалактик. Выше, при анализе физических условий в ядре NGC4486, мы видели, что наиболее вероятным источником пополнения межзвездным газом этого ядра является выпадение межгалактического газа. Так как параболическая скорость в области ядра NGC 4486 (так же как и у других аналогичных объектов) очень высока,  $V_\infty \approx \approx (1-2) \cdot 10^8$  см/сек, то межгалактический газ будет приносить туда значительное количество энергии. Допустим, что ежегодно выпадает в ядро  $\sim 10 M_\odot$  или  $\sim 10^{27}$  г/сек<sup>\*</sup>). Тогда при скорости  $1,5 \cdot 10^8$  см/сек поток энергии в ядро галактики будет  $\sim 10^{43}$  эрг/сек. Эта величина довольно близка к мощности, необходимой для генерации релятивистских частиц в ядрах радиогалактик.

Если выпадающие в ядро массы газа несут с собой вмороженное магнитное поле (что естественно предположить), то создаются очень благоприятные условия для ускорения заряженных частиц до релятивистских энергий. В этом случае может реализоваться механизм ускорения на движущихся навстречу «магнитных стенках». Параметр ускорения Ферми  $\alpha = V/R$ . Если относительная скорость  $V \sim 3 \cdot 10^8$  см/сек,  $R \sim 10^{20}$  см, то  $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-12}$  сек<sup>-1</sup>. Следовательно, за время формирования очередного узла выброса в ядре ( $\sim 5 \cdot 10^{11}$  сек) ускоряемые частицы увеличат свою энергию до  $M c^2 e^\alpha \sim 10^{11}$ — $10^{12}$  эв. Ускоряться будет при благоприятных условиях очень большое количество частиц. Когда давление релятивистских частиц превзойдет некоторый предел, они вырвутся из ядра вместе с магнитным полем и газом. При этом из ядра будут двигаться «плазмоны» типатех, которые сейчас наблюдаются в NGC4486.

Естественно, что такой «прорыв» не может одинаково легко произойти в различных направлениях. Можно полагать, что легче всего «плазмонам» прорываться в направлении оси вращения ядра, особенно если там имеется аксиально-симметричное регулярное поле (что вполне вероятно). Тем самым становится понятным, почему «выбросы» происходят в двух диаметрально противоположных направлениях.

Для того чтобы происходило эффективное ускорение рассматриваемого выше типа, необходимо, чтобы дополнительно выполнялось несколько

<sup>\*</sup>) В случае NGC4486 такое предположение означает, что в ее ядре количество нейтрального газа  $\sim$  в 2 раза больше, чем ионизированного, что допустимо. Так как в выбросе имеется  $\sim 5 \cdot 10^{39}$  г газа, а время его образования  $\sim 3 \cdot 10^{13}$  сек, то в выброс из ядра ежесекундно уходит в среднем  $10^{26}$  г. Для того чтобы не было накопления газа в ядре, необходимо принять, что нейтральный водород непрерывно вытекает оттуда безотносительно к образованию плазменов выброса. Как известно, вытекание водорода наблюдается, правда в значительно меньшем масштабе, в центральных областях нашей Галактики. Если развитые представления правильны, в NGC4486 должно быть большое количество нейтрального водорода ( $10^9$ — $10^{10} M_\odot$ ), который должен вызвать депрессию в спектре Девы-А около  $\nu = 1475$  Мег.

условий. Одно такое условие довольно очевидно: необходимо, чтобы «время жизни» ускоряемых энергичных частиц, определяемое ядерными столкновениями, было больше, чем характерное время ускорения, т. е.

$$\frac{1}{n\sigma c} \geq \frac{5}{\alpha}, \text{ или } n \leq \frac{1}{5} \frac{\alpha}{\sigma c} = \frac{1}{5} \frac{V}{R\sigma c}. \quad (23)$$

В случае ядра NGC4486  $\frac{1}{5} \frac{V}{R\sigma c} \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$ , и условие (23) даже с учетом имеющегося в ядре нейтрального газа удовлетворяется.

Если бы (согласно нашей гипотезе) в ядре NGC4486 плотность межзвездного газа была бы выше в несколько раз, механизм ускорения не сработал бы. Таким образом, эффективность рассматриваемого механизма весьма критически зависит от условий в ядрах галактик. Эти условия в процессе эволюции галактик могут меняться, и когда они станут благоприятными, в ядре начнется генерация большого количества релятивистских частиц. С другой стороны, количество выпадающего в ядро галактики межгалактического газа должно зависеть от плотности газа в той части Метагалактики, где находится рассматриваемая галактика. Эта плотность также за время эволюции галактики должна меняться, если учесть, что за  $10^{10}$  лет галактика пройдет путь в несколько мегапарсек. Могут быть периоды, когда галактика будет проходить через своеобразные облака межгалактического газа с повышенной плотностью (например,  $10^{-28} \text{ г/см}^3$  или даже больше). В такие эпохи в ядра галактик будет падать ежегодно масса газов в многие десятки или даже сотни солнечных масс. Поток энергии в ядро может достигать  $10^{44}$  и, если условия в ядре благоприятны, пойдет бурная генерация релятивистских частиц \*).

В определенном смысле такой процесс можно трактовать как «столкновение» галактики с весьма протяженным и сравнительно плотным облаком межгалактического газа. В этой связи следует отметить, что в настоящее время мы почти ничего не знаем о характеристиках межгалактического газа.

Важно обратить внимание еще на одно обстоятельство. Так как межзвездный газ в ядрах радиогалактик не накапливается, а периодически выбрасывается давлением космических лучей, ядра галактик и окружающую межгалактическую среду можно рассматривать как *периодически действующую машину* — гигантский космический ускоритель. В частности, нельзя исключить возможность, что газ в выброшенных из ядра плазменах падает обратно в ядро, и потом опять выбрасывается. Разумеется, такой процесс должен иметь определенный декримент затухания, так как заметная часть энергии движения газовых масс переходит в форму космических лучей.

То обстоятельство, что почти все радиогалактики — сфероидальные системы с большой массой в рамках этой гипотезы, естественно объясняется тем, что только у таких галактик имеется глубокая гравитационная потенциальная яма в малой области, окружающей ядро. Эта гипотеза позволяет понять, почему в центральных областях таких галактик, как NGC1068, NGC4234, NGC4261, и некоторых других мы наблюдаем в более умеренном масштабе процесс генерации релятивистских частиц. Открывается возможность понять природу «главной последовательности» радиогалактики, о которой речь шла в § 2. Наконец, то обстоятельство, что далеко не все сейфертовские галактики являются радиогалактиками

\*) Может быть, этим объясняется тенденция радиогалактик входить в состав скоплений галактик, где плотность межгалактической среды должна быть значительно выше средней.

так же, как и не все гигантские сфероидальные системы (например, М-86), находит себе естественное объяснение в «капризности» условий, необходимых для эффективной генерации релятивистских частиц в ядрах галактик. Разумеется, и эта новая гипотеза встречается с большими трудностями. Так, например, нелегко представить, как можно таким способом интерпретировать объекты типа Лебедь-А.

Возможно, что в этих случаях действует некоторый специфический механизм, связанный с двойственностью таких галактик. Заметим в этой связи, что потенциальная энергия тесной пары галактик Лебедя-А может достигать  $10^{60}$ — $10^{61}$  эрг. В процессе орбитального движения галактик может происходить значительное усиление магнитного поля в окружающей среде и возникнуть некоторая неустойчивость. Однако этот важный вопрос требует дополнительных исследований.

В этом параграфе были разобраны основные из существующих гипотез о природе радиогалактик. Мы видели, что эти гипотезы весьма различны по своим предпосылкам и зачастую противоречат друг другу. Это, конечно, вполне естественно и закономерно для такой трудной и новой проблемы. Имеются, однако, все основания полагать, что прогресс радиоастрономических и оптических наблюдений радиогалактик в скором времени выявит новые важные факты, позволяющие сделать окончательный выбор между различными гипотезами.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Hey, S. J. Parsons and J. W. Phillips, *Nature* 158, 234 (1946).
2. J. G. Bolton and G. J. Stanley, *Nature* 161, 312 (1948).
3. M. Ryle and F. Smith, *Nature* 162, 462 (1948).
4. J. G. Bolton, G. J. Stanley and O. B. See, *Nature* 164, 101 (1949); J. G. Bolton, *Austr. J. Sci. Res. A2*, 139 (1949).
5. G. J. Stanley and O. B. See, *Austr. J. Sci. Res. A3*, 234 (1950).
6. B. Y. Mills, *Austr. J. Sci. Res. A5*, 266 (1952).
7. F. Smith, *Nature* 168, 962 (1951).
8. J. Shakeshaft, M. Ryle, J. Baldwin, B. Elsmore and J. Thompson, *Memoirs of RAS* 67, 106 (1955).
9. D. O. Edge, J. R. Shakeshaft, W. B. Macadam, J. E. Baldwin and S. Argue, *Memoirs of RAS* 68, 37 (1959).
10. B. Y. Mills, O. B. See and E. R. Hill, *Austr. J. Phys.* 11, 360 (1958).
11. А. Д. Кузьмин, М. Т. Левченко, Р. И. Носкова, А. Е. Саломонович, *Астрон. ж.* 37, 975 (1960).
12. P. Scott, M. Ryle and A. Hewish, *Monthly Notices of Roy Astr. Soc.* 122, 95 (1961).
13. F. Smith, *Nature* 165, 422 (1950).
14. C. Little and A. Lovell, *Nature* 165, 423 (1950).
15. C. Little, *Monthly Notices of RAS* 111, 289 (1951).
16. R. Napier, G. Brown and M. Das Gupta, *Nature* 170, 1061 (1952).
17. F. Smith, *Nature* 170, 1061 (1952).
18. B. Mills, *Nature* 170, 1061 (1952).
19. Mills, *Austr. J. Phys.* 6, 452 (1953).
20. H. Curtis, *Publ. Lick. Obs.* 13, 31 (1918).
21. R. Minkowski and W. Baade, *Astrophys. J.* 119, 215 (1954).
22. D. Osterbrock, *Astrophys. J.* 132, 325 (1960).
23. W. Morgan and N. Mayall, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 69, 291 (1957).
24. F. Biraud, J. Legueux, E. Le Roux, *Observatory* 80, 116 (1960).
25. Ю. Н. Парицкий, *ДАН СССР* 137 (1), 49 (1961).
26. J. Legueux, J. Heidmann, *Compt. rend.* 235, 804 (1961).
27. I. Baldwin and F. Smith, *Observatory* 76, 141 (1956).
28. C. Wade, *Observatory* 81, 202 (1961).
29. E. Burbidge and G. Burbidge, *Astrophys. J.* 129, 271 (1959).
30. J. Sersic, *Z. Astrophys.* 51, 64 (1960).
31. G. de Vancouleurs, *Mem. Commonwealth Observatory*, № 13 (1956).
32. C. Wade, *Austr. J. Phys.* 12, 471 (1959).
33. J. Bolton and B. Clars, *Publ. Astron. Soc. Pacific* 72, 29 (1960).

34. R. T. Wiess, A. Carter and A. Little, Observatory 80, 153 (1960).  
 35. P. Maltby, California Inst. Technology Observatory, Preprint № 2, 1961.  
 36. D. Neeshen, Astrophys. J. 133, 322 (1961).  
 37. И. С. Шкловский, П. Н. Холопов, Астрон. прк., № 131, 2 (1952).  
 38. C. Wade, Publ. of the National Radio Astronomy Observatory 1, 99 (1961).  
 39. C. Seyfert, Astrophys. 97, 28 (1943).  
 40. I. Bolton, Calif. Inst. Technology Radio Observatory, Preprint № 5, 1960.  
 41. P. Leslie and B. Elsmore, Observatory 81, 14 (1961).  
 42. F. Smith, Nature 168, 555 (1951).  
 43. W. Baade and R. Minkowski, Astrophys. J. 119, 206 (1954).  
 44. А. М. Каракуп, А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, Астрон. ж. 38, 83 (1961).  
 45. R. Lennington and M. Das Gupta, Nature 172, 996 (1953).  
 46. Р. Дженнисон, Б. Латам и А. Роусон, Парижский симпозиум по радиоастрономии, М., ИЛ, 1961, стр. 498.  
 47. P. Williams, D. Dewhirst and P. Leslie, Observatory 81, 64 (1961).  
 48. A. Boisshot, URSI, London, 1960.  
 49. R. Minkowski, Publ. Astron. Soc. Pacific 72, 354 (1960).  
 50. L. Allen, H. Palmer, B. Rooson, Nature 188, 731 (1960).  
 51. Д. Дьюхерст, Парижский симпозиум по радиоастрономии, М., ИЛ, 1961, стр. 498.  
 52. J. Roberts, J. Bolton and D. Harris, California Inst. Technology Radio Observatory, Preprint № 3, 1959.  
 53. P. Leslie, Observatory 80, 216 (1960).  
 54. D. Harris and J. Roberts, Calif. Inst. Technology Radio Observatory, № 1 (1960).  
 55. A. Moffet and P. Maltby, Calif. Inst. Technology Radio Observatory, Preprint № 1, 1961.  
 56. То же, Preprint № 4, 5, 1961.  
 57. B. Mills, Astr. J. Phys. 13, 550 (1960).  
 58. Т. Greenstein, Astrophys. J. 133, 335 (1961).  
 59. D. Neeshen, Publ. Astr. Soc. Pacific 72, 368 (1960).  
 60. Ю. П. Псковский, Астрон. ж. 39 (1962).  
 61. И. С. Шкловский, Астрон. ж. 39 (1962).  
 62. H. Alven and N. Herlofson, Phys. Rev., 78, 616 (1950).  
 63. K. Kierpenheuer, Phys. Rev. 79, 738 (1950).  
 64. В. Л. Гинзбург, УФН 51, 343 (1953).  
 65. Г. Гетманцев, ДАН СССР 83, 557 (1952).  
 66. И. С. Шкловский, ДАН СССР 90, 983 (1953).  
 67. И. С. Шкловский, Астрон. ж. 32, 215 (1955).  
 68. Г. Бербидж, Парижский симпозиум по радиоастрономии, М., ИЛ, 1961, стр. 527.  
 69. А. А. Корчак, Тр. Физ. ин-та им. Лебедева, т. 18, 1962.  
 70. С. Б. Пикельнер, Астрон. ж. 38, 21 (1961).  
 71. В. И. Мороз, Астрон. ж. 39, 161 (1962).  
 72. W. Baade, Astrophys. J. 123, 550 (1956).  
 73. W. Hiltner, Astrophys. J. 130, 340 (1959).  
 74. I. Barot, J. Legueux et E. Le Roux, Compt. rend. 251, 2476 (1961).  
 75. C. H. Mayeur, T. McCullough and R. Sloanaker, Astrophys. J. 126, 468 (1957).  
 76. И. С. Шкловский, Астрон. ж. 37, 256 (1960).  
 77. J. Höglund and J. Shakespeare, Nature 190, 852 (1961).  
 78. Н. С. Кардашев, А. Д. Кузьмин, С. И. Сироватский, Астрон. ж.  
 79. И. С. Шкловский, Астрон. ж. 37, 945 (1960).  
 80. В. Л. Гинзбург, С. Б. Пикельнер, И. С. Шкловский, Астрон. ж. 32, 503 (1955).  
 81. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм. ССР 11, 9 (1958).  
 82. F. Houle, Observatory 81, 39 (1961).  
 83. T. Gold and F. Houle, Monthly Notices of Roy. Astr. Soc. 120, 89 (1960).  
 84. F. Houle, Monthly Notices of Roy. Astr. Soc. 120, 338 (1960).  
 85. С. Б. Пикельнер, И. С. Шкловский, Астрон. ж. 38, 196 (1961).  
 86. E. Salpeter, Astrophys. J. 129, 608 (1959).  
 87. M. Smith, Astrophys. J. 129, 243 (1959).  
 88. В. Л. Гинзбург, Астрон. ж. 38, 380 (1961).  
 89. G. Burbidge, Nature 190, 1053 (1961).  
 90. G. Burbidge, Astrophys. J. 124, 416 (1956).  
 91. A. Barrett, Astrophys. J. 134, 944 (1961).