

УДК 524.822

## УГЛОВОЙ РАЗМЕР—КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ: ЭКСПЕРИМЕНТ И РАСЧЕТ

© 2014 В. Р. Амирханян\*

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского  
государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, 119992 Россия

Поступила в редакцию 26 марта 2014 года; принята в печать 5 августа 2014 года

В работе сделана очередная попытка выяснить природу евклидова поведения границы космологического теста угловой размер—красное смещение. На экспериментальном материале показано, что это можно объяснить селекцией, определяемой анизотропной морфологией и анизотропным излучением протяженных радиоисточников. Для проведения теста был собран каталог протяженных радиоисточников с минимальными плотностями потока около 0.01 Ян на 1.4 Гц. Без предположения об эволюции их размеров получено хорошее согласие эксперимента и расчета как в модели  $\Lambda$ CDM ( $\Omega_m = 0.27$ ,  $\Omega_v = 0.73$ ), так и в модели Фридмана ( $\Omega = 0.1$ ).

Ключевые слова: космология: наблюдения — космологические параметры

### 1. ВВЕДЕНИЕ

По-видимому, Noyle [1] первый обратил внимание на то, что в пространстве Фридмана с  $q > 0$  угловой размер  $\Theta$  объекта, протяженностью  $D$  на красном смещении, равном примерно 1, достигает минимума. Тем самым, появляется возможность оценить геометрию пространства. Первым этот тест выполнил Legg [2], который построил зависимость угловых размеров протяженных радиоисточников 3CR-каталога от красного смещения. Оказалось, что верхняя граница графика, соответствующая наибольшей протяженности радиоисточников 400 кпк, наилучшим образом согласуется с геометрией Евклида, а не Фридмана. Понимая, что такого не может быть, потому что не может быть никогда, Legg предположил уменьшение линейных размеров радиоисточников с увеличением красного смещения. В модели Эйнштейна—де Ситтера ( $q = 0.5$ ) он получил наилучшее согласие с наблюдениями, предположив эволюцию размеров  $D \sim (1 + z)^{-1.5}$ . В этой же работе Legg пророчески написал, что мы наблюдаем не истинный размер радиоисточника, но его проекцию на небесную сферу. Тем самым он утверждал, что структура радиоисточника неизотропна и случайным образом ориентирована в пространстве. Такой же результат получили Miley [3] и Hooley et al. [4], которые использовали более обширную выборку протяженных радиоисточников. Наиболее представительная выборка (540 радиоисточников) для построения

диаграммы  $\Theta-z$  использовалась в работе Nilsson et al. [5]. Она в основном составлена из радиоисточников 3CR- и 4C-обзоров. Эта работа подтвердила результаты предшественников: граница диаграммы  $\Theta-z$  пропорциональна  $1/z$ . В 1982 г. Ogg и Brown [6] предположили, что диаграмма излучения радиоисточников не сферическая: ее максимумы совпадают с направлением джета. Авторы задали диаграмму как аксиально-симметричную относительно большей оси радиоисточника, что позволило сделать ее функцией одного аргумента — угла ориентации оси симметрии относительно наблюдателя. Эта плодотворная гипотеза позволила им отказаться от двух типов радиоисточников (компактных и протяженных) и рассматривать статистику протяженных объектов, случайным образом ориентированных в пространстве. В 1987 г. на конференции Амирханян [7] продемонстрировал, что несферическая морфология и связанная с ней несферическая диаграмма излучения радиоисточника неизбежно сопровождается простым эффектом селекции, который накладывает верхнее ограничение на видимый угловой размер далеких радиоисточников.

### 2. СЕЛЕКЦИЯ

Если диаграмма излучения объекта и его структура отличаются от сферической, то наблюдаемая плотность потока  $S$  и угловой размер  $\Theta$  определяются не только светимостью  $L_v$ , физическим размером  $D_0$  и удаленностью объекта  $l_v$ , но и его ориентацией относительно наблюдателя. Телескоп

\*E-mail: amir@sao.ru

«видит» объект, если его плотность потока  $S$  превышает порог обнаружения  $S_t$ :

$$S = \frac{L_v \varphi(\phi)}{l_v^2} > S_t, \quad (1)$$

здесь  $\varphi(\phi)$  описывает форму диаграммы излучения. Если  $\phi = 0$ , излучение в направлении наблюдателя максимально; и минимально — если  $\phi = \pi/2$ . Из условия обнаружения (1) следует, что такой радиисточник будет виден при любой ориентации ( $\phi = 0-\pi/2$ ) до расстояния

$$l_t = \sqrt{\frac{L_v \varphi(\pi/2)}{S_t}}. \quad (2)$$

С увеличением расстояния «включается» селекция, так как угол ориентации радиисточника, при котором его можно наблюдать, уменьшается. Следовательно, уменьшается и его проекция на небесную сферу ( $D = D_0 \sin \phi$ ). Верхняя граница диаграммы  $\Theta-z$ , которая обычно вычисляется при молчаливом предположении о сферически симметричном излучении радиисточника, на дистанциях более  $l_t$  получает еще одно ограничение в виде множителя  $\sin \phi_{\max}$ . Зная форму диаграммы излучения радиисточника [7, 8], можно легко получить зависимость максимального углового размера от красного смещения в принятой модели пространства и при заданном пороге обнаружения. Такие вычисления были проделаны в [7] для каталога 3CR, где порог обнаружения равен 10 Ян на частоте  $\nu = 178$  МГц. В результате в модели Эйнштейна–де Ситтера получена верхняя граница графика  $\Theta-z$ , близкая к  $1/z$ . Чтобы пояснить механизм селекции, покажем на рис. 1 зависимость границы угла ориентации от красного смещения, задавая диаграмму излучения радиисточника из работы [8]

$$\varphi(\phi) = \frac{L}{L_0} = a(1+z)^\alpha + (1-a) \cos^{2n} \phi. \quad (3)$$

Здесь  $L_0$  — светимость в направлении максимума излучения;  $a$  — отношение светимости изотропной составляющей излучения к  $L_0$  в сопутствующей системе координат;  $\alpha$  — спектральный индекс изотропной составляющей;  $\phi$  — угол между ориентацией максимума излучения и направлением на наблюдателя;  $n$  — определяет ширину главного лепестка диаграммы излучения. Вычисления выполнены для модели Фридмана с  $q = 0.05$ . Спектральный индекс  $\alpha = -0.85$  ( $S \sim \nu^\alpha$ ). Использованы параметры диаграммы излучения, полученные в данной работе:  $a = 0.005$ ,  $n = 15$ . Минимальной плотности потока каталога 2 Ян соответствует яркая линия, плотности потока 0.05 Ян — тонкая.

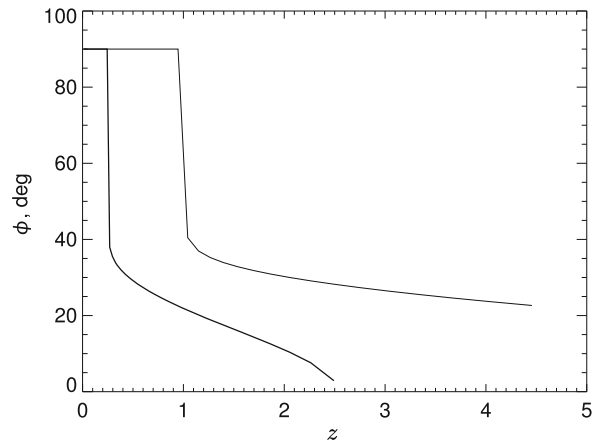


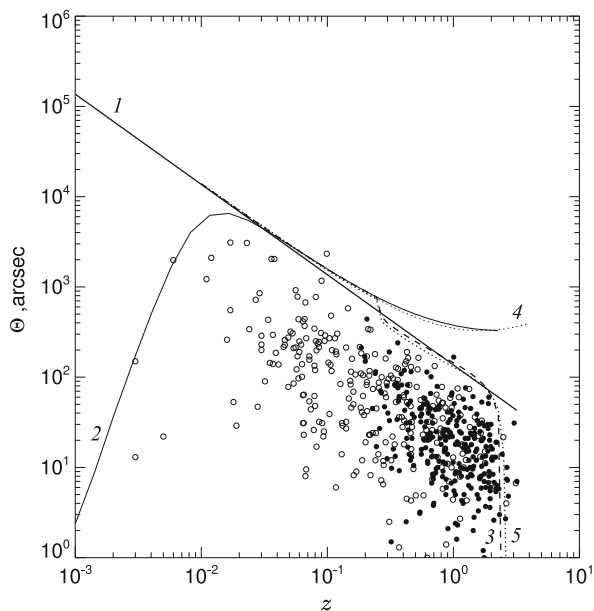
Рис. 1. Зависимость границы угла ориентации от красного смещения для двух порогов обнаружения. Яркая линия —  $S_t = 2$  Ян, тонкая —  $S_t = 0.05$  Ян.

На рис. 1 мы видим плоский участок, соответствующий произвольной ориентации радиисточников от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . Длина этого участка, естественно, увеличивается с уменьшением порога обнаружения. Продвижение красного смещения за плоский участок сопровождается уменьшением максимально допустимого угла ориентации  $\phi_{\max}$  и, как следствие, селекцией радиисточников по этому углу: наблюдатель фиксирует радиисточники с ориентацией меньше  $\phi_{\max}$ , что неизбежно влечет за собой ограничение наблюдаемого углового размера. В связи с вышеизложенным возникает стандартный вопрос — что реально определяет наблюдаемую границу графика  $\Theta-z$ : космологическая эволюция размеров радиисточников или селекция по углу ориентации?

### 3. КАТАЛОГ

Дабы разрешить эту дилемму, достаточно понизить порог обнаружения  $S_t$  и тем самым отодвинуть включение гипотетической селекции на большее  $z$ . Если радиисточники останутся ниже границы  $1/z$ , значит действительно «работает» эволюция. Отсюда следует простой и естественный вывод: необходим обширный каталог слабых протяженных радиисточников. Чтобы отодвинуть включение селекции к  $z \approx 1$ , необходимо уменьшить  $S_t$  более чем в десять раз. Так как такого каталога нет, пришлось его собрать. Он был составлен с использованием следующих данных.

(1) Каталог двойных радиисточников из работы Nilsson et al. [5]. В него добавлены несколько протяженных 3CR-радиисточников. Заметим, что в [5] граница рассчитана для максимального размера радиисточников 4 Мпс в предположении,



**Рис. 2.** Угловой размер—красное смещение каталога Nilsson et al. [5]. Обозначения: незакрашенные кружки — радиогалактики, покрашенные кружки — QSO. Яркая прямая линия (1) — граница в статической модели Евклида. Сплошная тонкая кривая (2) — стандартная граница в модели Фридмана,  $\Omega = 0.1$ . Яркая штриховая кривая (3) — граница в модели Фридмана с учетом селекции. Пунктирная кривая из слабых точек (4) — стандартная граница в модели  $\Lambda$ CDM ( $\Omega_m = 0.27$ ,  $\Omega_v = 0.73$ ). Пунктирная кривая из ярких точек (5) — граница в современной модели с учетом селекции.

что постоянная Хаббла  $H_0 = 50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ . Для современной  $H_0 = 71 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$  это соответствует 2.8 Мпк. Далее эта величина используется при вычислении границ диаграммы  $\Theta-z$ .

- (2) Радиосточники с известными  $z$  из работы Machalski et al. [9]. К этому списку добавлен протяженный радиосточник из Machalski et al. [10].
- (3) Двойные QSO из работы Vichalter et al. [11].
- (4) Протяженные радиогалактики на склонении более  $60^\circ$  из работ Lara et al. [12, 13].
- (5) Двойные радиосточники SUMSS из работы Sagipalli et al. [14].
- (6) Двойные QSO из работы Амирханяна [15].

Кроме того, с помощью модифицированных программ из [15] проведен анализ каталога NVSS [16], сформированы более двух тысяч кандидатов в протяженные радиосточники, выполнено их отождествление с оптическими объектами NED и SDSS. Программы настроены на поиск объектов, все разнообразие которых часто объединяется словом «двойные», даже если их

морфология более сложная. Эти программы не всегда справляются с поставленной задачей, если протяженность объекта превышает  $200''$ , так как возрастает вероятность проекции ложных радио и оптических компонент на изображение радиосточника. Стремясь снизить число возможных ошибок, автор просмотрел (глазами) NVSS и FIRST [17] карты радиосточников, у которых найдены оптические компоненты с измеренными красными смещениями. Если их морфология не удовлетворяет нашим представлениям о классической «двойной» структуре, они исключаются из каталога. Красные смещения девяти сформированных радиосточников измерены на БТА САО РАН (публикация готовится). Шестидесят семь объектов этого списка перешли условный рубеж в 1 Мпк (в принятой сегодня астрономическим сообществом модели пространства  $\Lambda$ CDM) и значительно расширили список гигантов. В результате к вышеперечисленному списку добавлено 599 объектов. Суммарное число радиосточников в организованном каталоге — 1953: радиогалактик — 913, квазаров — 1040. Минимальные плотности потока — около 0.01 Ян на частоте 1.4 ГГц. Если радиосточник встречается в нескольких из вышеперечисленных каталогов, приоритет отдается первой публикации. Параметры некоторых объектов (в основном красное смещение и угловой размер) корректируются с учетом современных данных. Несколько примеров. Угловой размер радиосточника 3C 270 в каталоге Nilsson et al. [5] равен  $498''$ , а на карте NVSS его размер не менее  $3000''$ . Объект 3C 449 на карте NVSS показывает размер не менее  $3600''$ , хотя его каталожный размер  $300''$ . Красное смещение 3C 263.1 равно 0.824 [18], а не 0.366.

#### 4. НАБЛЮДЕНИЯ И РАСЧЕТ

Повторим график  $\Theta-z$  каталога [5] (рис. 2) и рассчитаем его верхнюю границу с учетом селекции. Для этого примем среднюю модель диаграммы излучения радиосточника из работы [8]. Интеграл диаграммы (3) по всей сфере отличается от стандартных  $4\pi$  [19]:

$$h = 4\pi a (1 + Z)^\alpha + 2\pi (1 - a) \frac{(2n - 1)!!}{(2n)!!}. \quad (4)$$

Отсюда, полная светимость радиосточника

$$L_s = hL_0.$$

Автор экспериментировал с несколькими моделями диаграммы излучения, но это не привнесло в конечный результат принципиальных изменений.

При вычислении использовались следующие значения параметров: постоянная Хаббла

$H_0 = 71 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ ; наибольший размер радиоисточника  $D_{\text{max}} = 2.8 \text{ Мпк}$ ; наибольшая светимость радиоисточника  $L_{\text{max}} = 2 \times 10^{28} \text{ Вт/Гц}$  (эта величина соответствует наибольшей светимости радиоисточников собранного каталога); параметр замедления в модели Фридмана  $q = 0.05$  ( $\Omega = 0.1$ ). В современной модели  $\Lambda\text{CDM}$   $\Omega_m = 0.27$ ,  $\Omega_v = 0.73$ . На рис. 2 кроме радиоисточников нанесены:

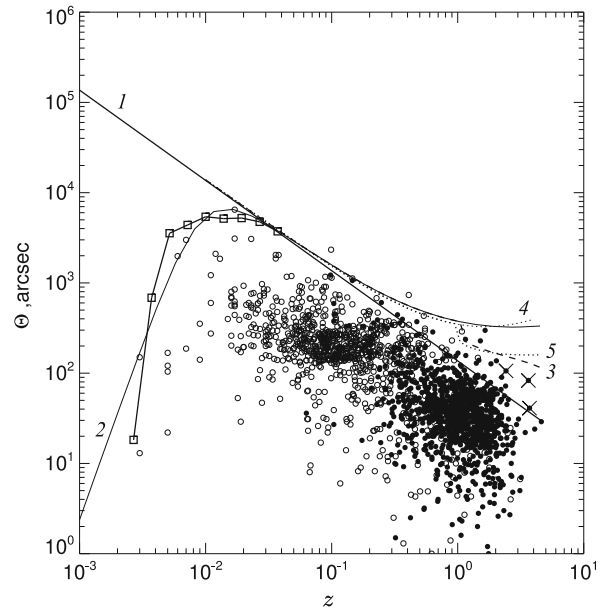
- (1) зависимость  $\Theta-z$  в статической модели Евклида (яркая прямая линия);
- (2) зависимость  $\Theta-z$  в модели Фридмана без селекции (тонкая линия);
- (3) зависимость  $\Theta-z$  в модели Фридмана с селекцией (яркий штрих);
- (4) зависимость  $\Theta-z$  в модели  $\Lambda\text{CDM}$  без селекции (пунктирная линия);
- (5) зависимость  $\Theta-z$  в модели  $\Lambda\text{CDM}$  с селекцией (яркие точки).

Расчетная селекция удовлетворительно согласуется с верхней границей угловых размеров радиоисточников в широком диапазоне параметров диаграммы излучения (3):  $a = 0.002-0.01$ ,  $n = 10-20$ . При этом ширина диаграммы направленности по уровню 0.5 находится в пределах  $30^\circ-21^\circ$ . Лучший результат достигается при  $a = 0.005$  и  $n = 15$  (рис. 2). Порог обнаружения  $S_t = 2.0 \text{ Ян}$  соответствует глубине обзора 4С [20, 21]. Отчетливо видно, что радиоисточники, как это показано в [5], действительно располагаются ниже «границы Евклида»

$$\Theta_E(z) = \frac{D_{\text{max}}}{cz/H_0}.$$

Селекция, которая начинает работать на  $z > 0.25$ , прижала к «границе Евклида» границы, рассчитанные по стандартным формулам (линии 2 и 4), что согласуется с наблюдениями.

На рис. 3 — диаграмма  $\Theta-z$  всего сформированного каталога (обозначения такие же, как на рис. 2). На этой диаграмме, в отличие от рис. 2, угловые размеры 43 радиоисточников преодолели «границу Евклида» и ограничены функцией  $\Theta-z$ , рассчитанной с учетом селекции (линии 3 и 5). Здесь порог обнаружения определяется самыми глубокими обзорами — FIRST и NVSS. Минимальные плотности потока радиоисточников, сформированных на базе этих обзоров, составляют  $0.007-0.015 \text{ Ян}$ , что соответствует на  $\nu = 178 \text{ МГц}$  порогу  $S_t \approx 0.05 \text{ Ян}$ . Остальные параметры такие же, как для рис. 2. Таким образом, с понижением порога обнаружения с 2 Ян до 0.05 Ян включение селекции сдвинулось от  $z = 0.25$  к  $z = 0.95$  (рис. 1).



**Рис. 3.** Угловой размер–красное смещение всего каталога. Квадраты + яркая линия — расчетная граница на  $z < 0.1$ . Остальные обозначения — как на рис. 2.

Это позволило наблюдателю обнаружить слабые протяженные радиоисточники, угловые размеры которых на  $z > 0.05$  удовлетворительно согласуются с зависимостью  $\Theta-z$  в стандартных моделях пространства. Естественно, что такой результат ставит под сомнение масштаб космологической эволюции размеров радиоисточников, полученный ранее. Список радиоисточников, преодолевших  $\Theta_E(z)$ , приводится в таблице. Вопросы-знаком отмечены объекты, вызывающие у автора сомнения. Эти три объекта вполне удовлетворяют представлениям о «двойных» радиоисточниках. В то же время автор не может исключить, что они образованы случайной проекцией физически не связанных оптических и радио компонентов.

В области красных смещений менее 0.05, где в основном располагаются радиогалактики, и на рис. 2, и на рис. 3 максимальные угловые размеры радиоисточников на порядки меньше расчетных. Это легко объясняется уменьшением объема пространства и, следовательно, уменьшением вероятности обнаружения протяженной галактики. Это видно из уравнения:

$$N = \rho \Delta V(z) \int_{D_z}^{D_{\text{max}}} p(D) dD \quad (5)$$

Здесь  $p(D) dD$  — функция распределения плотности вероятности линейных размеров радиогалактик,  $N$  — число галактик с размером больше  $D_z$

Таблица

$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$	$\Theta''$	$z$	$D$ , Мпк	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$	$\Theta''$	$z$	$D$ , Мпк
Nilsson et al. [5]					Lara et al. [12,13]				
10 06 01.74	+34 54 10.4	2332	0.0990	4.21	07 50 34.80	+65 41 26.6	192	0.7470	1.41
14 32 15.54	+15 48 22.4	167	1.0050	1.34	08 26 01.00	+69 20 37.0	432	0.5380	2.73
FIRST, Amirkhanyan [15]					NVSS, Amirkhanyan				
08 38 13.32	+13 58 07.3	137	2.0280	1.16	19 51 40.80	+70 37 40.0	312	0.5500	1.99
08 56 25.56	+10 20 33.8	43	3.7150	0.30 ?	21 45 30.90	+81 54 53.7	1122	0.1460	2.84
10 00 13.03	+10 21 52.4	83	3.6390	0.61	03 11 54.60	-31 30 14.1	106	2.4170	0.87 ?
10 20 03.53	-02 47 22.9	95	1.4470	0.81	04 22 18.53	+15 12 39.3	735	0.4090	3.98
11 07 09.83	+05 47 43.6	78	1.8000	0.67	07 53 39.25	+34 30 30.2	252	0.5480	1.61
11 19 27.99	+13 02 49.3	72	2.3980	0.59	09 12 37.70	+68 33 55.2	290	1.0800	2.37
12 14 31.40	+18 28 13.8	89	1.5900	0.76	09 39 38.16	-25 15 44.1	230	0.9000	1.80
13 23 31.02	+54 59 50.3	66	2.2080	0.55	11 04 47.73	+21 03 13.2	237	1.1530	1.96
13 33 06.10	+04 51 05.1	129	1.4050	1.10	11 30 20.00	-13 20 52.3	286	0.6340	1.96
13 55 59.86	+19 04 14.4	90	2.2340	0.75	14 41 24.20	-34 56 41.5	157	1.1590	1.30
14 03 26.30	+25 26 36.0	13	2.7560	0.47	15 13 39.91	-10 10 39.1	228	1.5130	1.95
14 37 48.27	+07 48 38.0	139	1.4720	1.19	15 29 17.51	+32 48 35.8	298	1.6500	2.55 ?
14 39 33.69	+45 50 15.0	127	1.8360	1.08	16 03 34.38	+36 59 43.0	155	0.9670	1.24
14 50 39.51	+45 49 50.7	92	1.6220	0.79	21 56 41.59	-05 57 31.9	148	1.4450	1.26
Machalski et al. [9,10]					Saripalli et al. [14]				
07 25 17.40	+30 25 36.0	175	0.7900	1.31	02 37 09.90	-64 30 02.2	396	0.3640	1.99
12 00 50.50	+34 49 21.0	147	0.5400	1.74	03 31 39.80	-77 13 19.3	1062	0.1460	2.69
12 54 34.00	+29 33 41.0	295	0.5500	1.88	13 35 59.70	-80 18 05.1	606	0.2480	2.34
13 42 54.50	+37 58 18.0	678	0.2270	2.45	17 28 28.11	-72 37 34.9	372	0.4740	2.20
14 45 25.20	+30 50 55.0	344	0.4170	1.87	19 46 50.50	-82 22 53.8	444	0.3330	2.10
16 04 19.70	+37 31 17.3	182	0.8140	1.38					

в объеме  $\Delta V(z)$  при их пространственной плотности  $\rho$ .

Важно, что несмотря на уменьшение минимальной плотности потока каталога в 40 раз и увеличение числа радиогалактик, граница угловых размеров в этой области красных смещений не изменилась. Следовательно, радиоастрономы каталогизировали большинство близких и наиболее протяженных радиогалактик, а ограничения угловых размеров на  $z < 0.05$  близки к реальности. Используем эту границу для оценки пространственной плотности радиогалактик. Верхний предел их линейных размеров на некотором  $z$ , а следовательно

их наибольший угловой размер как функция  $z$ , определяется решением уравнения (5) относительно  $D_z$ . Примем за признак верхней границы условие, что уровень  $D_z$  может превысить не более чем один объект, и зададим  $N = 1$ . В данном случае нет необходимости принимать более жесткое условие, задавая  $N < 1$ . Для решения уравнения нам необходимо знать функцию распределения плотности вероятности линейных размеров радиогалактик в области  $z < 0.1$ . Определять ее будем двумя способами: простым и не очень простым.

Начнем с допущений: пространственная плотность радиогалактик и их функция распределе-

ния по линейному размеру не зависят от красного смещения. В каталоге есть 392 радиогалактики с  $z < 0.1$ . Функция распределения линейных размеров этой выборки, рассчитанная с помощью стандартных процедур, показана на рис. 4 (яркая линия). Именно эту функцию внесем под знак интеграла в уравнении (5). Далее задаем пространственную плотность, диапазон  $z$  разбиваем на несколько интервалов и, манипулируя нижним пределом интеграла, находим решение уравнения (5) в каждом интервале. В результате получаем зависимость  $D_z$  от  $z$ . Меняем пространственную плотность  $\rho$ , повторяем вычисления и добиваемся визуально наилучшего согласия этой кривой с видимой границей радиогалактик на рис. 3 (квадраты, соединенные яркой линией). Лучший результат достигнут для  $\rho = 10^{-4}$  Мпк $^{-3}$ .

Второй способ — простой. Если записать функцию распределения в виде

$$p(D) dD \sim D^\gamma dD,$$

то уравнение (5) легко решается относительно  $D_z$ . Получается простая, хотя и громоздкая формула, по которой была рассчитана граница  $\Theta$ – $z$  на рис. 2 и 3 (тонкая сплошная линия). В этом случае при подгонке расчета к эксперименту пришлось манипулировать параметрами  $\rho$  и  $\gamma$ . По субъективному мнению автора, лучший результат достигнут для  $\rho = 10^{-4}$  Мпк $^{-3}$  и  $\gamma = -1.6$ . Если подогнать эту границу к первому варианту, необходимо задать параметры  $\rho = 8 \times 10^{-5}$  Мпк $^{-3}$  и  $\gamma = -1.1$ .

Полученная оценка плотности относится к радиогалактикам, светимость которых заключена в диапазоне  $3 \times 10^{21}$ – $1.5 \times 10^{25}$  Вт/Гц.

Еще раз обратим внимание на рис. 4. Изображенная на нем экспериментальная функция распределения плотности вероятности линейных размеров радиогалактик есть функция распределения *видимых* размеров  $D$ . Она есть результат свертки функции распределения реальных размеров  $D_o$  с функцией распределения углов ориентации радиогалактик  $\phi$  относительно наблюдателя. Функция распределения этих углов при случайной пространственной ориентации радиоисточников имеет вид  $\sin \phi d\phi$ . Пусть реальные размеры объектов заключены между  $D_{\min}$  и  $D_{\max}$ . Тогда, учитывая, что  $\sin \phi = \frac{D}{D_o}$ , получим

$$p(D) dD = D dD \int_D^{D_{\max}} \frac{P(D_o) dD_o}{D_o \sqrt{(D_o^2 - D^2)}}. \quad (6)$$

Если  $D < D_{\min}$ , то  $p(D) dD \approx D dD$  и слабо зависит от распределения реальных размеров. Следовательно, максимум распределения видимых

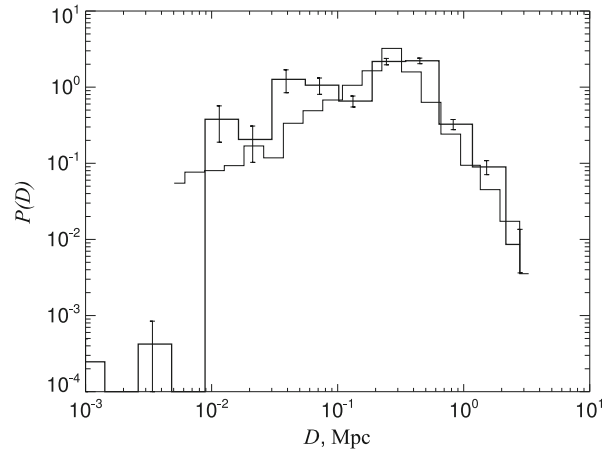


Рис. 4. Функция распределения видимых размеров радиогалактик (яркая линия) и объектов сгенерированного каталога (тонкая линия).

размеров находится вблизи  $D_{\min}$ . Так как функция распределения видимых размеров на рис. 4 имеет максимум в районе 0.2–0.4 Мпк, можно ожидать, что минимальные истинные размеры радиогалактик данной выборки находятся в этом же диапазоне.

Был сгенерирован каталог из 10 000 объектов, размеры которых распределены случайным образом по закону  $D_o^{-2.5} dD_o$  в пределах 0.25–3.5 Мпк, а их углы ориентации подчиняются распределению  $\sin \phi d\phi$ .

Перемножим размер каждого объекта на синус его угла ориентации и получим каталог видимых размеров этих объектов. Функция распределения этих размеров показана на рис. 4 тонкой линией. Ее форма в диапазоне  $D > D_{\min}$  близка к функции распределения реальных размеров. Неплохое совпадение распределений реального и сгенерированного каталогов позволяет сделать осторожный вывод, что минимальный истинный размер радиогалактик в использованной выборке близок к 0.25 Мпк.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новые наблюдательные данные подтверждают, что анизотропия излучения и структуры радиоисточников порождают эффект селекции, ограничивающий сверху видимые угловые размеры. При недостаточной глубине обзора селекция прижимает границу теста угловой размер–красное смещение к «границе Евклида». В результате, мы видим противоречие между границей в стандартных моделях и в наблюдательных данных. Снижение минимальной плотности потока каталога с 2.0 Ян до приблизительно 0.05 Ян позволило сместить

границу «включения» селекции в 4–5 раз в сторону увеличения  $z$ . В результате без предположения о космологической эволюции физических размеров протяженных радиоисточников получено согласие наблюдаемой границы теста  $\Theta-z$  с расчетной границей как в модели Фрийдмана с  $q = 0.05$  ( $\Omega = 0.1$ ), так и в модели  $\Lambda$ CDM с  $\Omega_m = 0.27$ ,  $\Omega_v = 0.73$ .

Анализ границы угловых размеров на  $z < 0.1$  дал оценку пространственной плотности близких радиогалактик  $\rho \approx 10^{-4}$  Мпк $^{-3}$ .

### БЛАГОДАРНОСТИ

Автор приносит благодарность Д. В. Амирханяну за большую помощь в работе с изображениями радиоисточников.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Hoyle, IAU Symp., № 9, 529 (1959).
2. T. H. Legg, Nature **226**, 65 (1970).
3. G. K. Miley, Monthly Notices Royal Astron. Soc. **152**, 477 (1971).
4. A. Hooley, M. S. Longair, and J. M. Riley, Monthly Notices Royal Astron. Soc. **182**, 127 (1978).
5. K. Nilsson, M. J. Valtonen, J. Kotilainen, and T. Jaakkola, Astrophys. J. **413**, 453 (1993).
6. M. J. L. Orr and I. W. A. Brown, Monthly Notices Royal Astron. Soc. **200**, 1067 (1982).
7. В. Р. Амирханян, Сообщения САО, № 61, 112 (1989).
8. В. Р. Амирханян, Астрон. ж. **70**, 16 (1993).
9. J. Machalski, M. Jamrozy, and S. Zola, Astron. and Astrophys. **371**, 445 (2001).
10. J. Machalski, D. Koziel-Wierzbowska, M. Jamrozy, and D. J. Saikia, Astrophys. J. **679**, 149 (2008).
11. A. Buchalter, D. J. Helfand, R. H. Becker, and R. L. White, Astrophys. J. **494**, 503 (1998).
12. L. Lara, W. D. Cotton, L. Feretti, et al., Astron. and Astrophys. **370**, 409 (2001).
13. L. Lara, I. Márquez, W. D. Cotton, et al., Astron. and Astrophys. **378**, 826 (2001).
14. L. Saripalli, R. W. Hunstead, R. Subrahmanyan, and E. Boyce, Astron. J. **130**, 896 (2005).
15. V. R. Amirkhanyan, Astrophysical Bulletin **64**, 325 (2009).
16. J. J. Condon, W. D. Cotton, E. W. Greisen, et al., Astron. J. **115**, 1693 (1998).
17. R. L. White, R. H. Becker, D. J. Helfand, and M. D. Gregg, Astrophys. J. **475**, 479 (1997).
18. C. Fanti, R. Fanti, A. Zanichelli, et al., Astron. and Astrophys. **528**, A110 (2011).
19. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (Наука, Москва, 1971).
20. J. D. Pilkington and J. F. Skott, Monthly Notices Royal Astron. Soc. **69**, 183 (1965).
21. J. F. R. Gower, J. F. Skott, and D. Wills, Monthly Notices Royal Astron. Soc. **71**, 49 (1967).

## Angular Size–Redshift: Experiment and Calculation

V.R. Amirkhanyan

In this paper the next attempt is made to clarify the nature of the Euclidean behavior of the boundary in the angular size–redshift cosmological test. It is shown experimentally that this can be explained by the selection determined by anisotropic morphology and anisotropic radiation of extended radio sources. A catalogue of extended radio sources with minimal flux densities of about 0.01 Jy at 1.4 GHz was compiled for conducting the test. Without the assumption of their size evolution, the agreement between the experiment and calculation was obtained both in the  $\Lambda$ CDM model ( $\Omega_m = 0.27$ ,  $\Omega_v = 0.73$ ) and the Friedman model ( $\Omega = 0.1$ ).

Keywords: *cosmology: observations—cosmological parameters*