

УДК 524.7—77—56

ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ И РАДИОСТРУКТУРА ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ. СВИДЕТЕЛЬСТВО РЕКУРРЕНТНОСТИ АКТИВНОСТИ

В. А. ГАГЕН-ТОРН, И. И. ШЕВЧЕНКО

Поступила 29 сентября 1981

Принята к печати 18 марта 1982

Сопоставление амплитуды оптической переменности, принятой за меру активности внегалактического объекта, и размера связанного с ним радионисточника, указывающего на его «возраст», дает характерную картину с двумя максимумами. Этот график представляет собой наблюдательное свидетельство рекуррентности активности.

1. *Введение.* Проблема активности внегалактических объектов остается с начала 60-х годов одной из центральных проблем астрофизики. Исследованию активности посвящено множество работ. Одним из важных результатов этих работ является поддерживаемое большинством астрономов (в основном на основании энергетических и статистических соображений) представление о том, что фаза активности охватывает сравнительно короткий период в жизни внегалактического объекта. Пока еще совсем не ясно, однако, на каком этапе эволюции объект становится активным и повторяются ли периоды активности. Поэтому представляет интерес сопоставление некоторых параметров, характеризующих «возраст» объекта, с параметрами, характеризующими его активность.

В качестве параметра, характеризующего возраст объекта, можно использовать размер связанного с ним радионисточника, поскольку сейчас нет сомнений в том, что радиокомпоненты выбрасываются из центрального объекта и, следовательно, тем более удалены от него, чем большее время прошло с момента выброса. С другой стороны, одним из важнейших проявлений активности внегалактического объекта является его оптическая переменность. Поэтому сопоставление свойств переменности с размерами радионисточников может оказаться полезным для выяснения вопроса о локализации во времени периода (или периодов) активности. Проведению такого сопоставления и посвящена настоящая работа.

2. *Данные о переменности и определение линейных размеров радиоисточников.* Подбор фактического материала для этого сопоставления представляет некоторые трудности, так как, насколько нам известно, нет наблюдательных работ, в которых специально изучалась бы структура всех переменных в оптике радиоисточников или проводилось бы детальное исследование их переменности большой выборки радиоисточников с известной структурой. Поэтому наша выборка не свободна от эффектов селекции, хотя мы и постарались включить в нее все объекты с радиоструктурой типа D1 (двойные) и T (тройные) по классификации Майли [1], для которых имеются сведения о фотометрическом поведении в оптике. Выбор источников с такой структурой обусловлен тем, что для большинства из них при определенных предположениях имеется возможность перейти от расстояний между компонентами в проекции на картинную плоскость к истинным расстояниям.

В качестве индекса оптической активности использовалась максимальная надежно зафиксированная амплитуда изменений блеска Δm . Под Δm обычно подразумевается ΔB , хотя иногда использовались данные и для других спектральных полос. Эти различия не играют существенной роли, поскольку обычно величины ΔB и, например, ΔV , выводимые из параллельных наблюдений, близки [2, 3]. Отчасти поэтому мы не внесли поправок за красное смещение, хотя диапазон красных смещений у объектов нашей выборки велик.

Исходные сведения об объектах выборки приведены в первых пяти столбцах табл. 1: в первом — название объекта, во втором — красное смещение, в третьем — амплитуда переменности и указание на то, откуда она взята, в четвертом — угловой размер радиоисточника и литературная ссылка, в пятом — тип радиоструктуры. В таблице имеется несколько компактных разрешенных источников (C) с размерами более $0.''1$. Остальные столбцы таблицы имеют отношение к выводу истинных линейных размеров источников. К этому мы сейчас и перейдем.

Примем модель [21], согласно которой радиокомпоненты источника типа D1 или T удаляются от центрального объекта в противоположные стороны с одной и той же релятивистской скоростью (приемлемость такой модели для источников D1 и T из полной выборки каталога 3CR показана в [12]). В этом случае в зависимости от ориентации оси источника относительно луча зрения будет появляться видимая асимметрия в положении компонентов относительно центрального объекта. За параметр, характеризующий асимметрию, принимается отношение углового расстояния от центрального объекта до более удаленного компонента к расстоянию до менее удаленного. Связь между углом наклона θ оси источника к лучу зрения, скоростью выброса $v = \beta c$ (c — скорость света) и параметром асимметрии ϕ дается выражением [21]

СВЕДЕНИЯ ОБ ОБЪЕКТАХ ВЫБОРКИ

Таблица 1

Объект	σ	Δm	σ	Тип источника	q	$D_{пр}$ (япс)	D (япс)
3C 9	2.012	0.3 [4]	10 [12]	D1	1.15	60	70
47	0.425	0.2 [4]	69 [12]	T	1.12	420	430
175	0.768	0.4 [5]	48 [12]	T	1.29	350	400
181	1.382	0.6 [6]	5.9 [12]	D1	1.09	40	40
196	0.871	0.5 [4]	5 [12]	D1	1.25	40	40
204	1.112	0.1 [4]	31 [12]	T	1.08	230	230
249.1	0.311	0.3 [4]	23 [12]	T	2.10	120	150
263	0.643	2.0 [4]	44 [12]	T	1.83	310	390
268.4	1.400	0.4 [4]	10.2 [12]	T	1.28	70	80
323.1	0.264	2.0 [4]	68.2 [13, 14]	T	1.38	330	440
336	0.927	0.1 [4]	21.7 [12]	T	1.67	160	160
432	1.605	0.1 [7]	13 [12]	D1	1.51	90	160
93	0.357	1.1 [6]	26.9 [15]	D1	1.58	150	430
94	0.962	0.1 [4]	41.5 [16]	D1	1.52	300	550
267	0.683	0.8 [8]	8.4 [13, 14]	T	1.28	60	70
208	1.109	0.1 [8]	11 [12]	T	1.42	80	120
243	1.699	0.1 [8]	11.7 [15]	D1	1.45	80	120
246	0.344	0.1 [5]	83 [16]	D1	1.30	460	550
109	0.305	0.4 [4]	50 [12]	T	1.17	470	500
227	0.0861	0.7 [6]	173 [17]	D1	1.17	380	460
390.3	0.0569	1.9 [2]	213 [14, 18]	T	1.39	310	430
270.1	1.519	0.1 [4]	12 [19]	D1	—	50	110
275.1	0.557	0.4 [8]	14 [19]	D1	—	90	120
334	0.555	1.2 [6]	48 [19]	T	—	320	410
351	0.371	1.3 [4]	59 [20]	T	—	330	423
4C 18.34	1.401	0.4 [8]	22.3 [15]	T	1.09	160	160
19.30	0.658	0.2 [8]	22.3 [15]	D1	1.26	160	180
05.38	0.203	0.1 [8]	95 [16]	D1	1.26	490	560
14.31	0.896	0.1 [8]	40 [16]	T	1.44	290	410
25.40	0.268	0.4 [10]	67 [16]	T	1.01	320	320
00.34	0.907	1.0 [6]	30 [16]	T	1.54	220	470
09.31	0.366	0.1 [8]	54 [16]	T	1.50	310	560
2135-147	0.200	1.3 [4]	100 [17]	D1	1.64	400	410
3C 43	1.459	0.9 [11]	3 [15]	C	—	30	30
18	0.367	0.4 [1]	0.5 [15]	C	—	0	0
191	1.952	0.1 [4]	2.6 [15]	C	—	20	20
216	0.670	0.6 [11]	2.2 [15]	C	—	20	20
380	0.691	0.8 [7]	1.2 [15]	C	—	10	10
454	1.757	0.8 [7]	6.5 [15]	C	—	0	0

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta} \frac{q-1}{q+1}. \quad (1)$$

Таким образом, приняв некоторое разумное значение β и измерив параметр q , можно определить угол θ . Значения параметра q для объектов нашей выборки приведены в шестом столбце табл. 1. Частично они взяты из литературы, а частично определены нами по опубликованным радиоданным. В качестве величины β примем одно и то же для всех источников значение $\beta_{cr} = 0.24$, соответствующее обрыву в распределении величины q при $q = 1.6$ [12]. Это предельное значение скорости разлета, но, по-видимому, оно не сильно отличается от ее среднего значения.

По угловым размерам и красному смещению можно найти линейные размеры в проекции на картинную плоскость $D_{пр}$ и затем, определив по (1) угол θ , истинный линейный размер источника $D = D_{пр}/\sin \theta$. Мы использовали при вычислениях значение постоянной Хаббла $H_0 = 50$ км/с/Мпс. По стандартным формулам для полностью однородной Вселенной [22] для трех значений параметра замедления $q_0 = 0.0; 0.5$ и 1.0 были найдены значения $D_{пр}$, а затем D . Результаты для $q_0 = 1.0$ приводятся в седьмом и восьмом столбцах табл. 1. В тех случаях, когда параметр асимметрии отсутствует, либо превосходит предельное значение 1.6 , при переходе от $D_{пр}$ к D использовалось среднее по сфере значение $\sin \theta$, т. е. считалось, что $D = (4/\pi) D_{пр}$.

3. *Обсуждение результатов.* а) *Общий вид зависимости.* Графическое представление результатов сопоставления Δm с D для трех значений q_0 дается на рис. 1а, б, в. На рис. 1д Δm сопоставляется с величиной $(1/\pi) D_{пр}$ для случая $q_0 = 1.0$. На всех графиках жирная прямая, идущая по оси ординат, представляет компактные радиисточники с угловыми размерами $< 0''.1$. Амплитуды изменения блеска у них обычно заключены в пределах от 1^m до 6^m (хотя среди них встречаются и непременные), а линейный размер можно считать нулевым.

Сравнение рис. 1а, б, в показывает, что характер зависимости почти не зависит от принятого значения q_0 . На всех трех графиках имеется высокий максимум при $D = 0$, затем провал и второй максимум при $D \approx 400-500$ клс. Второй максимум оказывается более узким на графике для $q_0 = 1.0$, и в дальнейшем мы будем обсуждать этот график.

Отметим следующие три обстоятельства. Во-первых, при значениях $\beta < \beta_{cr}$ (напомним, что β_{cr} представляет собой согласно [12] верхний предел) точки на графике должны смещаться в сторону больших D . Это может привести к некоторому размытию второго максимума, но провал в области до $D = 400$ клс по-прежнему останется. Во-вторых, точки, соответствующие объектам, для которых размер получен с использованием

среднего значения $\sin \theta$ (точки), никак не выделяются по своему местоположению среди остальных точек (крестики). В-третьих, имеет место непрерывный переход от разрешенных компактных источников (кружки) к источникам типа D1 и T.

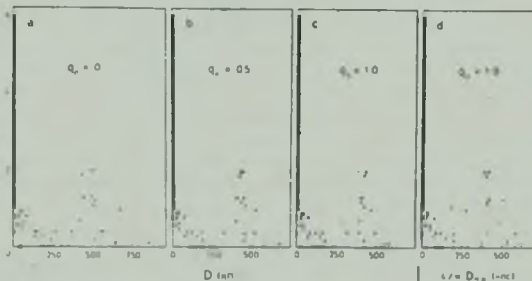


Рис. 1. Результаты сопоставления Δm с D в случае релятивистского разлета компонентов при трех значениях q_0 (а, б, с) и результат сопоставления Δm с D_{pr} (д).

б) *Рассмотрение эффектов селекции.* В нашу выборку, которая в общем невелика (39 объектов), мы включили, по-первых, все объекты типов D1 и T с надежно установленными размерами, для которых нам удалось найти фотометрические данные, и, во-вторых, ряд разрешенных компактных объектов с хорошо изученным фотометрическим поведением. Очевидно, эта выборка не является полной и необходимо проверить, не является ли характерный вид графиков на рис. 1а, б, с следствием эффектов селекции.

На рис. 2а, б представлены ничем особенным не примечательные распределения объектов нашей выборки по красному смещению z и угловому размеру ψ . Получающееся распределение объектов по величине D_{pr} представлено на рис. 2с. Обращает на себя внимание сходство графиков на рис. 2с и 1с. Возникает вопрос, не обусловлено ли наличие второго максимума на рис. 1с просто тем, что здесь находится больше объектов, чем в соседних областях, и среди этого большего количества объектов нашлись объекты с большой амплитудой изменения блеска. Для того, чтобы ответить на него, рассмотрим распределение объектов выборки по амплитуде изменения блеска. На рис. 3а, б, с, д представлены эти распределения для всех объектов выборки (3а) и для объектов с размером D , заключенным в трех интервалах, один из которых приходится на максимум (3б), а два на провалы (3с, д). Видно, что характер распределения на рис. 3а, с, д в общем один и тот же, а на рис. 3б коренным образом отличается. Если для

выборки и рис. 3) найти долю объектов, приходящихся на каждый из пяти выбранных интервалов амплитуды изменения блеска, и посмотреть, сколько объектов должно приходиться на эти интервалы для выборок рис. 3с, д,

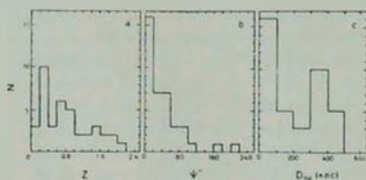


Рис. 2. Распределения объектов выборки по красному смещению (а), угловому размеру (б) и величине $D_{\text{пр}}$ (в).

то получатся результаты, нанесенные на этих графиках пунктиром. Ясно, что они не имеют ничего общего с наблюдаемыми. Таким образом, второй максимум на рис. 1с, по всей вероятности, не есть результат эффектов селекции.

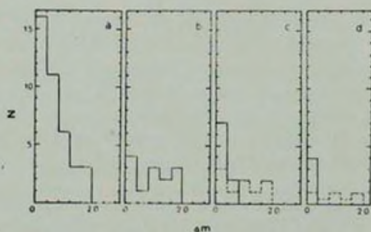


Рис. 3. Распределение объектов выборки по величине Δm : а) для всей выборки; б) для D в интервале 390—500 кпс; в) в интервале 100—200 кпс; д) в интервале 500—600 кпс. Пунктир — ожидаемое распределение для интервалов в) и д) в случае, когда форма его задается гистограммой б).

с) *Интерпретация.* Наличие второго максимума на рис. 1с должно рассматриваться как наблюдательное свидетельство рекуррентности активности центрального объекта. Действительно, выброс радиокompонента — примечательное явление в жизни источника (хотя бы по энергетике), так же, как и оптическая переменность, появляющаяся, когда радиокompоненты удаляются на расстояние $D \approx 420$ кпс. В обоих случаях объект является активным. Промежуток времени между этими периодами ак-

тивности в принятой нами модели составляет $t = D/2\beta_{\text{rel}}c = 3 \cdot 10^4$ лет. Продолжительность периода активности, соответствующая второму максимуму, $\approx 0.5 \cdot 10^4$ лет.

Естественно считать, что во время выброса радиокомпонентов источник активен и в оптике. Тогда график на рис. 1с позволяет предложить следующую эволюционную схему. Первый максимум (на нулевом размере) описывает оптическую активность во время выброса радиокомпонентов. Затем она быстро спадает (за время $\sim 0.5 \cdot 10^4$ лет в нашей модели), объект «затихает» и начинает «копить силы» к следующему этапу активности.

В принципе возможна и другая интерпретация этого графика. Объекты, образующие первый и второй максимумы, могут быть просто объектами разной природы. Нам эта возможность представляется менее вероятной по двум обстоятельствам. Во-первых, как мы отметили в пункте а), имеется непрерывный переход от объектов типа D1 и Т к компактным разрешенным объектам, переход от которых к неразрешенным компактным объектам также происходит непрерывно. Во-вторых, если объекты первого максимума — объекты особой природы, то каковы же оптические проявления активности объектов в период выброса радиокомпонентов?

г) *Выброс с нерелятивистскими скоростями.* В последнее время были опубликованы работы (например, [23]), в которых ставится под сомнение разлет радиокомпонентов с релятивистскими скоростями. Если это верно, и скорости разлета нерелятивистские, мы вынуждены ограничиться рассмотрением графика на рис. 1д. Ясно, что поскольку разворот отдельных источников не произведен, картина, даже если она четкая для истинных размеров, будет замыта. Тем не менее рис. 1д показывает сходство с рис. 1с. На нем также имеется второй максимум при $D \approx 420$ кпс и провал между первым и вторым максимумами (в который попадают, правда, два объекта).

В нерелятивистском случае асимметрия источников скорее всего указывает на то, что скорости компонентов (если они выброшены одновременно) различны. Если считать, что импульсы (или энергии), сообщаемые компонентам, одинаковы, то более близкий к центральному источнику компонент должен быть более массивным. Действительно, наблюдения показывают, что более близкий компонент имеет большую плотность потока [24].

Начальные скорости выбросов все же должны быть достаточно велики ($v_{\text{н}} \gtrsim 0.01 c$), чтобы компоненты могли удалиться на расстояние порядка 500 кпс от центрального источника. Если пренебречь торможением и допустить постоянство суммарных масс и энергий выбросов, то, как можно показать, время, прошедшее с момента выброса до достижения размера $D_{\text{пр}}$, будет с точностью до 2% таким же, как в случае симметричного выброса. Поэтому оценка времени между периодами активности будет:

$$t = \frac{D_{\text{пр}}}{2v_a} \leq 10^4 \text{ лет.}$$

Учет торможения в межгалактической среде, разумеется, увеличит это время, но порядок величины останется тем же.

Асимметрия может, вообще говоря, объясняться и непрямолинейностью выбросов при малых углах наклона между направлением выбросов и лучом зрения. Оба объекта, попадающие в провал на графике рис. 1d, обладают большим параметром асимметрии. Если приписать ее непрямолинейности выбросов, то угол θ для этих объектов должен быть мал. Поэтому деление $D_{\text{пр}}$ на среднее значение $\sin \theta$ дает заниженный размер. При правильном развороте точки, соответствующие этим объектам, как и на рис. 1c, окажутся вблизи области второго максимума.

д) Следствия эволюционной интерпретации соотношения между Δt и D . Известно, что активные внегалактические объекты составляют $\sim 1\%$ от общего их числа. Если считать, что истинное значение продолжительности активной фазы близко к полученной нами верхней границе, то период спокойствия превосходит ее всего на порядок. Поэтому рекуррентная активность, по всей вероятности, не может продолжаться в течение всего времени жизни объекта. Наши результаты не дают прямого указания на то, на каком именно этапе эволюции (начальном, промежуточном или конечном) объект становится активным. Однако из соотношения между высотами максимумов следует, что после наступления этого этапа активность постепенно уменьшается, так что максимум активности не приходится на самую конечную фазу эволюции.

4. *Заключительные замечания.* В заключение сделаем несколько замечаний.

а) Представляет несомненный интерес сопоставление ряда характеристик объектов, находящихся в разных циклах активности. На мысль о существовании различий между ними наводят результаты работы Майли и Миллера [25], обнаруживших различия в структуре эмиссионных линий квазаров с компактными и протяженными радиоисточниками. Такое сопоставление проводится сейчас одним из авторов статьи и результаты его будут опубликованы отдельно.

б) В качестве меры активности объекта в оптике мы использовали амплитуду изменения блеска. Вероятно, лучше было бы использовать индекс оптической активности, учитывающий и амплитуду изменения блеска, и характерное время переменности. В настоящее время, однако, сведения о характерном времени переменности имеются лишь для немногих объектов.

в) В связи с малым объемом использованной нами выборки было бы желательно поставить специальную наблюдательную программу по исследованию на переменность большой выборки объектов с хорошо определенной радиоструктурой.

Авторы благодарны А. Г. Губанову, критические замечания которого послужили улучшению работы.

Ленинградский государственный
университет

OPTICAL VARIABILITY AND RADIO STRUCTURE OF EXTRAGALACTIC SOURCES. EVIDENCE FOR RECURRENT ACTIVITY

V. A. HAGEN-THORN, I. I. SHEVCHENKO

The amplitude of optical variability of extragalactic objects is compared with the total size of associated radiosources. The former is considered as a measure of activity and the latter as a measure of the age of the sources. This comparison reveals the existence of a characteristic two-peak pattern. We consider this as an observational evidence for recurrent activity of the objects.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. K. Miley, M. N. RAS, 152, 477, 1971.
2. М. К. Бабаджанян, С. К. Винокуров, В. А. Гатен-Торн, Е. В. Семёнова, Труды АО АГУ, 30, 69, 1974; 31, 100, 1975.
3. P. K. Lu, A. J., 82, 773, 1977.
4. S. A. Grandi, W. G. Tifft, P. A. S. P., 188, 625, 1979.
5. R. A. Selmes, K. P. Tiltton, R. W. Wordsworth, M. N. RAS, 170, 17, 1975.
6. A. J. Pica, J. T. Pollock, A. G. Smith, R. J. Lenrock, P. L. Edwards, R. L. Scott, A. J., 85, 1442, 1980.
7. C. Barbieri, G. Romano, M. Zambon, Astron. Astrophys. Suppl. ser., 31, 401, 1978.
8. A. K. Uomoto, B. J. Wills, D. Wills, A. J., 81, 905, 1976.
9. P. D. Usher, Ap. J., 199, L57, 1975.
10. G. Jackisch, Astron. Nachr., 292, 271, 1971.
11. M. V. Penston, R. D. Cannon, Roy. Obs. Bull., 159, 85, 1970.
12. M. S. Longair, J. M. Riley, M. N. RAS, 188, 625, 1979.
13. G. G. Pooley, S. N. Henbest, M. N. RAS, 169, 477, 1974.
14. M. J. Valtonen, Ap. J., 213, 356, 1977.
15. D. Wills, Ap. J., Suppl. ser., 39, 291, 1979.
16. G. K. Miley, A. P. Hartsuljker, Astron. Astrophys. Suppl. ser., 34, 129, 1978.
17. E. B. Fomalont, A. J., 76, 513, 1971.
18. P. J. Hargrave, M. McEllin, M. N. RAS, 173, 37, 1975.
19. C. J. Jenkins, G. G. Pooley, J. M. Riley, Mem. RAS, 84, 61, 1977.

20. *J. M. Riley, G. G. Pooley*, Mem. RAS, 80, 105, 1976.
21. *M. Ryle, M. S. Longier*, M. N. RAS, 136, 123, 1967.
22. С. Вейнберг, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.
23. Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева, Письма АЖ, 6, 67, 1980.
24. А. Пахольчик, Радиогалактики, Мир, М., 1980, стр. 11.
25. *G. K. Miley, J. S. Miller*, Ap. J., 228, L55, 1979.