

О НЕОДНОРОДНОСТЯХ В ПРОСТРАНСТВЕННОМ  
РАСПРЕДЕЛЕНИИ ГАММА-ВСПЛЕСКОВА.А.РАЙКОВ<sup>1</sup>, В.В.ОРЛОВ<sup>2</sup>, О.Б.БЕКЕТОВ<sup>2</sup>

Поступила 16 апреля 2010

Принята к печати 26 мая 2010

Для выявления неоднородностей в пространственном распределении 201 источника длинных ( $T_{90} > 2^s$ ) гамма-всплесков с измеренными красными смещениями  $z$  для различных зависимостей метрического расстояния  $l(z)$  используется функция распределения попарных расстояний  $f(l)$ . Эта функция для фрактального множества с размерностью  $D$  имеет асимптотику  $f(l) \sim l^{D-1}$  при небольших  $l$ . Показано, что во всех моделях пространственное распределение источников гамма-всплесков проявляет признаки фрактальности с размерностью  $D = 2.2 + 2.5$ . Выявлено несколько пространственно обособленных групп источников гамма-всплесков. Группа с экваториальными координатами  $\alpha$  от  $23^{\text{h}}56^{\text{m}}$  до  $0^{\text{h}}49^{\text{m}}$  и  $\delta$  от  $+19^\circ$  до  $+23^\circ$  в интервале  $z$  от 0.81 до 0.94 рассмотрена отдельно.

Ключевые слова: *космология: крупномасштабная структура: фракталы: гамма-всплески*

1. *Введение.* Для исследования крупномасштабной структуры Вселенной используется статистический анализ выборок различных источников излучения. Это галактики, скопления галактик, квазары и сверхновые звезды. В зависимости от выбранного типа источников излучения мы можем исследовать структуру Вселенной на разных масштабах. Например, по галактикам хорошо отслеживаются трехмерные структуры с  $z < 0.2$ , однако на больших  $z$  сказывается неполнота каталогов. Другие объекты (например, квазары и сверхновые) до последнего времени были не пригодны для поиска и исследования крупномасштабных пространственных структур из-за сильной неоднородности выборок. Однако в последние годы в связи с появлением больших однородных обзоров квазары становятся все более привлекательными объектами для изучения пространственного распределения вещества на космологических масштабах. Отметим также, что сверхновые типа Ia являются наиболее точными индикаторами фотометрических расстояний ("стандартными свечами").

В настоящей работе мы впервые ставим целью исследовать крупномасштабное пространственное распределение вещества с использованием в качестве "маркеров" источников гамма-всплесков с измеренными  $z$ . Число зарегистрированных гамма-всплесков составляет около 5000 событий, более чем для 1000 из них надежно измерены координаты на небесной сфере

и для 230 объектов (по данным на 10 декабря 2009г.) известны красные смещения. Ясно, что имеющаяся выборка недостаточно значима для использования стандартных методов анализа крупномасштабных структур (см. [1-4]), в число которых входят:

- 1) метод условной плотности - подсчеты объектов в сферах различных радиусов с центрами в объектах выборки;
- 2) метод двухточечных корреляционных функций;
- 3) метод с использованием среднего расстояния до ближайшего соседа.

В данной работе мы предлагаем новый метод, основанный на анализе функции распределения *попарных расстояний*, который позволяет получить количественные оценки фрактальной размерности  $D$  даже по небольшим выборкам, таким, как выборка источников гамма-всплесков с известными  $z$ .

**2. Метод попарных расстояний.** Метод состоит в вычислении функции распределения попарных расстояний  $f(l)$  для множеств точек, равномерно заполняющих гиперсферу целочисленной размерности (подробно об этом см. в [5], а также ссылки в ней). В частности, было показано, что распределение  $f(l)$  для гиперсферы размерности  $D$  имеет вид:

$$f(l) = D l^{D-1} (L/2)^{-D} I_{\mu} \left( \frac{D+1}{2}, \frac{l}{2} \right), \quad (1)$$

где  $L$  - диаметр гиперсферы,  $I_{\mu}(p, q)$  - неполная функция Бесселя, а  $\mu = 1 - l^2/L^2$ . Распределение  $f(l)$  при  $D=3$  (шар) имеет вид

$$f(l) = \frac{12}{L^6} l^2 (L-l)^2 (2L+l), \quad (2)$$

а при  $D=2$  (круг)

$$f(l) = \frac{16}{\pi L^2} \left[ \arccos \frac{l}{L} - \frac{l}{L} \sqrt{1 - \frac{l^2}{L^2}} \right]. \quad (3)$$

Из (1) можно показать, что при малых значениях  $l$  (где не чувствуется эффект границы) распределение  $f(l)$  имеет асимптотику

$$f(l) \sim l^{D-1} \quad (4)$$

(для круга  $f(l) \sim l$ , а для шара  $f(l) \sim l^2$ ). Естественно предположить, что эта асимптотика сохранится и для фрактальных распределений. Действительно, такое обобщение было сделано в [6,7], где было показано, что при малых значениях  $l$  корреляционный интеграл  $C(l)$  ведет себя как степенная функция

$$C(l) \sim l^{\nu}. \quad (5)$$

Здесь функция  $C(l)$  является интегралом от функции распределения  $f(l)$  попарных расстояний между объектами множества. Для нескольких примеров, рассмотренных в [6], было показано, что значения  $\nu$  и  $D$  близки. Наши

дальнейшие рассуждения будут основаны на равенстве  $v = D$ .

В дальнейшем мы не будем использовать корреляционный интеграл  $C(l)$ , поскольку дифференциальный закон  $f(l)$  более нагляден. Создание массива попарных расстояний позволяет работать с конкретными структурами в пространственном распределении объектов. Данный подход представляется перспективным именно для небольших выборок объектов, поскольку вместо работы с массивом  $3N$  координат мы используем массив из  $N(N-1)/2$  попарных расстояний, являющихся инвариантными к выбору системы координат. Например, для выборки из 200 точек для статистического анализа мы имеем около 20 000 расстояний вместо 600 координат.

В данной работе описаны результаты применения метода попарных расстояний к имеющейся на сегодняшний день выборке источников гамма-всплесков с измеренными красными смещениями  $z$ .

3. *Вычисление метрических расстояний.* Мы применили описанный выше метод к выборке из 201 длинного гамма-всплеска с измеренными красными смещениями из каталога The Gamma-Ray Burst Online Index (<http://lrga.berkeley.edu/grbox> - D.Perley). Для того, чтобы найти метрическое расстояние  $r$  до источника гамма-всплеска, нам необходимо задать космологическую модель. Выбор модели существенен, поскольку в общем случае зависимость  $r(z)$  не линейна.

Рассмотрим стандартную  $\Lambda$ CDM модель с космологическими параметрами  $\Omega_M = 0.28$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.72$ . Расстояние до объекта с красным смещением  $z$  в сопутствующих координатах вдоль луча зрения можно вычислить по следующей формуле (см., [8]):

$$r(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{d\xi}{E(\xi)}, \quad (6)$$

где функция  $E(\xi)$  имеет вид

$$E(\xi) = \sqrt{\Omega_M (1 + \xi)^3 + \Omega_k (1 + \xi)^2 + \Omega_\Lambda}, \quad (7)$$

$\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$  и  $\Omega_k$  - космологические параметры плотности для материи, темной энергии и кривизны пространства,  $H_0$  - параметр Хаббла,  $c$  - скорость света. В этой модели метрическое расстояние определяется через красное смещение по следующей формуле (см., например, [4]), вытекающей из (6) при  $\Omega_k = 0$ :

$$r(z) = \frac{c}{H_0} \int_{1/(1+z)}^1 \frac{dy}{\sqrt{y(\Omega_M + \Omega_\Lambda y^3)}}. \quad (8)$$

Наряду с  $\Lambda$ CDM моделью рассмотрим модель "усталого света". Хотя данная модель сравнительно редко используется в наблюдательной космологии, тем не менее в последние годы она обсуждалась в ряде работ (см., например, Любин и Сэндидж [9], Соррелл [10], Лопес-Корредойра [11]).

По сравнению с  $\Lambda$ CDM моделью в модели "усталого света" гораздо проще вычислять метрические расстояния и, соответственно, попарные расстояния между объектами. Кроме того, в этой модели расстояния имеют вполне определенный физический смысл. В модели "усталого света" формула, аналогичная (8), имеет вид (см., например, Ла Виолетте [12]):

$$r(z) = \frac{c}{H_0} \ln(1+z), \quad (9)$$

а также модель евклидова пространства, в которой зависимость, аналогичная (8) и (9), имеет вид:

$$r(z) = \frac{c}{H_0} z. \quad (10)$$

Все расстояния будем измерять в единицах хаббловского радиуса

$$R_H = \frac{c}{H_0}. \quad (11)$$

Зависимости  $r(z)$  показаны на рис.1. Неожиданно выяснилось, что зависимости для первых двух моделей довольно близки, хотя природа красного смещения в этих моделях различна (см. ниже). Таким образом, для некоторых тестов, использующихся в практической космологии, эти две модели трудно различимы. Очевидно, что при малых  $z$  все рассмотренные космологические модели имеют асимптотику (10).

Несмотря на близость зависимостей  $r(z)$  для  $\Lambda$ CDM модели и модели "усталого света", эти модели радикально отличаются. Модель "усталого света" стационарна, и в ней можно вычислять попарные расстояния через

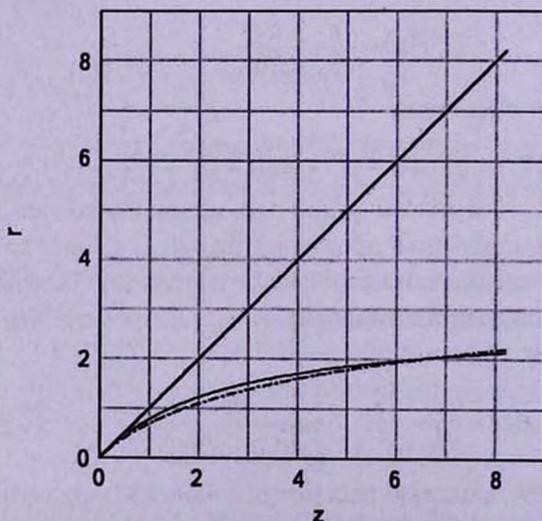


Рис.1. Зависимости метрического расстояния до объекта от красного смещения для трех космологических моделей: сплошная жирная линия соответствует евклидову пространству, сплошная тонкая линия -  $\Lambda$ CDM-модели, штрихпунктирная линия - модели "усталого света".

метрические расстояния с точностью до пекулярных движений. В  $\Lambda$ CDM модели, наряду с пекулярными движениями, присутствует космологическое расширение (эволюция масштабного фактора). Общее расширение влияет на распределение  $f(l)$  - "раздувает" его, при этом сохраняя структуру. При вычислении попарных расстояний предполагалась локальная евклидовость пространства и использовалась теорема Пифагора. При таком подходе расстояния между далекими объектами будут определены некорректно, однако в интересующей нас области, где  $l \ll L$ , погрешности не должны существенно исказить поведение функции  $f(l)$ . При анализе масштабных обзоров галактик (например, SDSS) эта проблема стоит не столь остро, поскольку объекты имеют небольшие  $z$  (в частности, главные галактики в SDSS имеют  $z < 0.2$ ).

Общим для всех рассматриваемых космологических моделей в контексте анализа крупномасштабной структуры Вселенной является вопрос об эволюции этой структуры. Чтобы исследовать эффект эволюции на распределение  $f(l)$ , мы построили функции  $f(l)$  для двух предельных значений красного смещения  $z=2, 3$ . Оказалось, что форма распределения  $f(l)$  и его асимптотическое поведение при малых  $l$  слабо зависят от предельного  $z$  (см. рис.4-6 и табл.1). Поскольку на данном этапе исследования нас главным образом интересует именно эта асимптотика, мы будем пренебрегать эволюционными эффектами.

Еще один вопрос - репрезентативность используемых выборок. Для рассматриваемых предельных значений  $z=2, 3$  числа источников гамма-всплесков равны  $N=119, 160$ , соответственно (см. подписи к рис.4-6) Числа попарных расстояний  $N_2 = N(N-1)/2 = 7021$  и  $12720$ . Статисти-

Таблица 1

РВЗУЛЬТАТЫ СТЕПЕННОЙ АППРОКСИМАЦИИ ДЛЯ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПУАССОНА ДЛЯ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ  $z < 2$  И  $z < 3$

Модель	Данные наблюдений	Распределение Пуассона	Интервалы аппроксимации
$z < 2, N = 119$			
Евклидово пространство	$D = 2.18 \pm 0.07$	$D = 2.92 \pm 0.32$	$[0, 0.7] R_B$
"Усталый свет"	$D = 2.46 \pm 0.10$	$D = 2.87 \pm 0.21$	$[0, 0.5] R_B$
$\Lambda$ CDM модель	$D = 2.37 \pm 0.09$	$D = 3.06 \pm 0.25$	$[0, 0.6] R_B$
$z < 3, N = 160$			
Евклидово пространство	$D = 2.21 \pm 0.08$	$D = 2.94 \pm 0.39$	$[0, 0.7] R_B$
"Усталый свет"	$D = 2.50 \pm 0.12$	$D = 3.04 \pm 0.23$	$[0, 0.6] R_B$
$\Lambda$ CDM модель	$D = 2.43 \pm 0.11$	$D = 3.04 \pm 0.20$	$[0, 0.7] R_B$

ческие погрешности  $\sim N_2^{-1/2} \approx 1\%$ , т.е. в рассматриваемых областях выборки попарных расстояний можно рассматривать как репрезентативные.

4. *Оценки фрактальной размерности распределения гамма-всплесков.* На рис.2 представлена зависимость между длительностью всплеска  $T_{90}$  и  $z$ . Из рисунка видно наличие немногочисленной популяции коротких всплесков ( $T_{90} < 2^s$ ) с красными смещениями  $z < 1$  вблизи начала координат. Согласно современным представлениям, короткие и длинные всплески имеют различную природу (см., например, Вусли и Блум [13]). Мы будем рассматривать только длинные гамма-всплески с  $T_{90} > 2^s$ .

Вычислим метрическое расстояние  $r$  до каждого источника гамма-всплеска. Интегральное распределение  $F(r)$  представлено на рис.3. Из рисунка видно, что функция  $F(r)$  меняется медленнее, чем  $r^3$ . Отметим, что для фрактального распределения с размерностью  $D$  функция  $F(r) \sim r^D$ . На поведение интегрального распределения  $F(r)$  влияют два эффекта: 1) наличие неоднородностей в распределении источников гамма-всплесков; 2) рост неполноты выборки по мере удаления от нас. Для более детального анализа этих эффектов будем использовать введенную выше функцию  $f(l)$ .

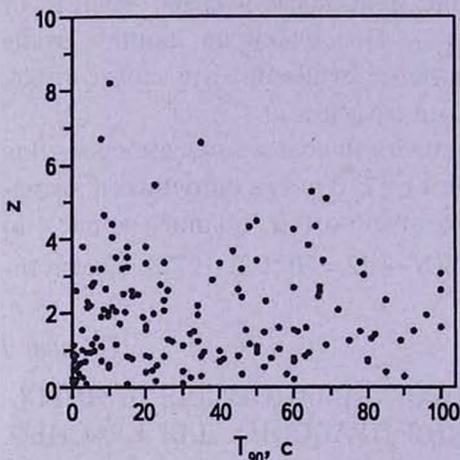


Рис.2. Распределение длительности всплеска  $T_{90}$  по  $z$ .

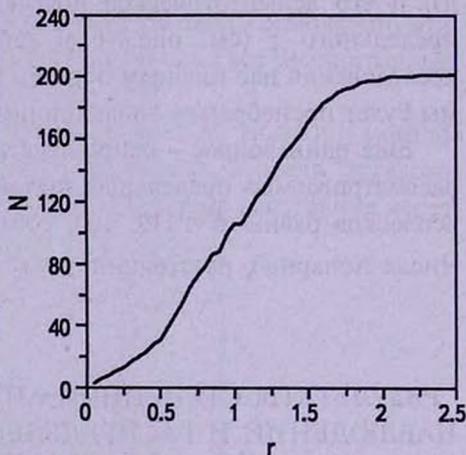


Рис.3. Интегральное распределение гамма-всплесков по метрическому расстоянию в модели "усталого света".

Построим распределение взаимных расстояний  $f(l)$  между источниками гамма-всплесков для каждой из трех рассмотренных космологических моделей (см. выше). Эти распределения представлены на рис.4-6 для двух предельных значений красных смещений  $z=2, 3$ . Мы не рассматриваем более далекие объекты, поскольку при  $z > 3$  число источников гамма-всплесков с измеренными  $z$  резко уменьшается (см. распределения красных смещений и расстояний до источников на рис. 7). Этот спад, по-видимому, связан с тем, что при больших  $z$  регистрируются только мощные всплески,

а всплески меньшей мощности теряются. Этот эффект приводит к возрастающей с  $z$  неполноте выборки.

Из рис.4-6 видно, что распределения  $f(l)$  для наблюдаемых источников

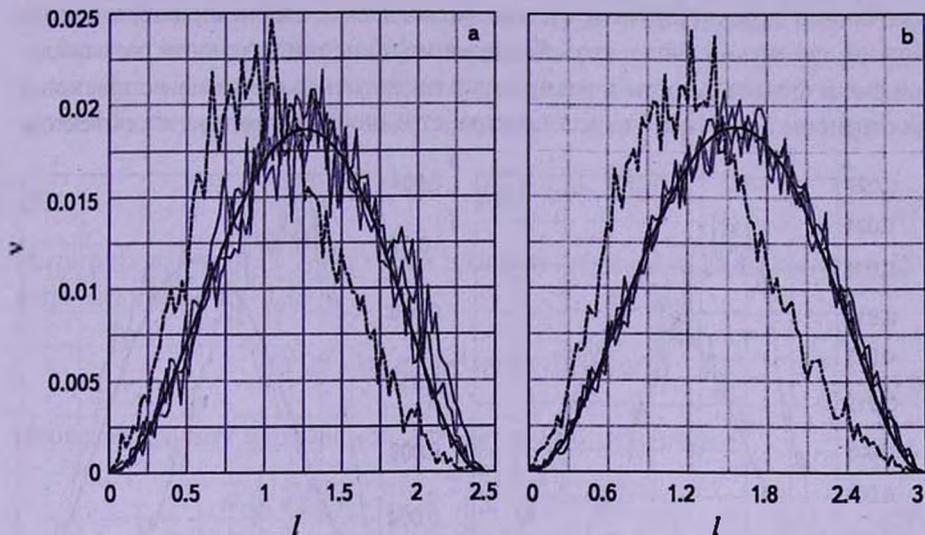


Рис.4. Распределения попарных расстояний  $f(l)$  для источников гамма-всплесков с измеренными  $z$  ( $\Lambda$ CDM-модель): а)  $z < 2$  ( $N = 119$ ); б)  $z < 3$  ( $N = 160$ ). Также показаны тонкими линиями три различных реализации распределения  $f(l)$  при равномерно случайном распределении  $N$ -точек в шаре (распределение Пуассона). Сплошная жирная линия соответствует аналитической зависимости  $f(l)$  для пуассоновского распределения.

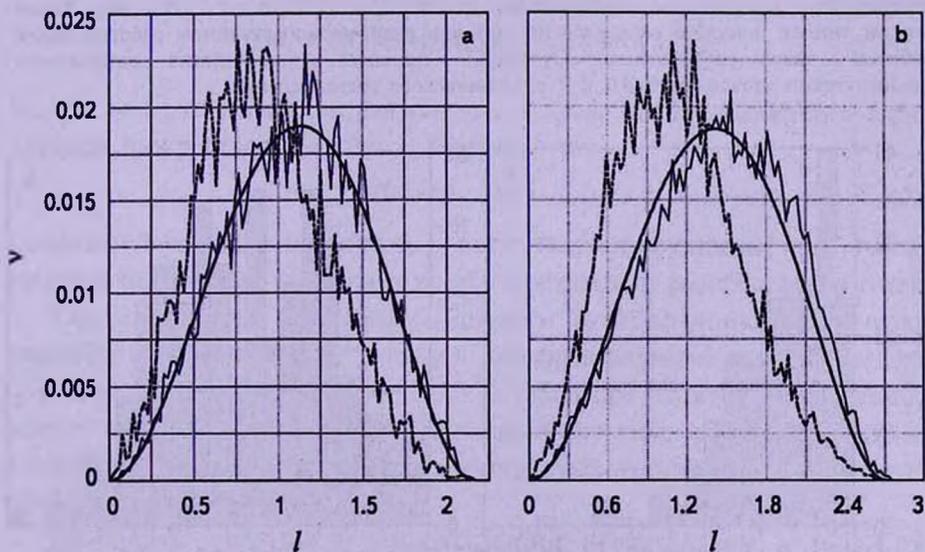


Рис.5. Распределения попарных расстояний  $f(l)$  для источников гамма-всплесков с измеренными  $z$  (модель "усталого света"): а)  $z < 2$  ( $N = 119$ ); б)  $z < 3$  ( $N = 160$ ). Также тонкой линией показано распределение  $f(l)$  при равномерно случайном распределении  $N$ -точек в шаре (распределение Пуассона). Сплошная жирная линия соответствует аналитической зависимости  $f(l)$  для пуассоновского распределения.

гамма-всплесков при малых  $l$  ведут себя иначе, чем аналогичные функции для равномерно случайного распределения. На рис.4 представлены три реализации равномерно случайного распределения. Они практически не отличаются друг от друга и сильно расходятся с данными наблюдений. Можно сделать вывод, что обнаруженные неоднородности отражают признаки фрактальности в распределении источников гамма-всплесков в пространстве. Заметим, что для пространственного распределения объектов,

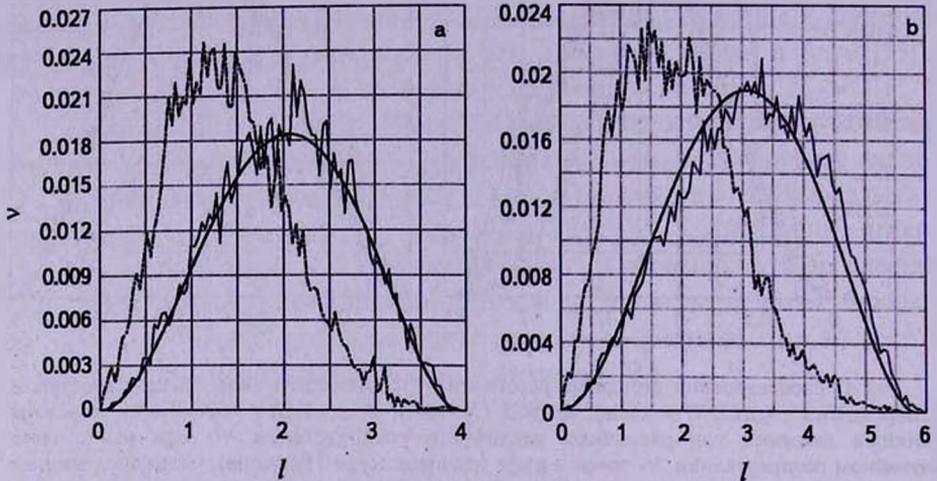


Рис.6. Распределения попарных расстояний  $f(l)$  для источников гамма-всплесков с измеренными  $z$  (евклидово пространство): а)  $z < 2$  ( $N = 119$ ); б)  $z < 3$  ( $N = 160$ ). Также тонкой линией показано распределение  $f(l)$  при равномерно случайном распределении  $N$ -точек в шаре (распределение Пуассона). Сплошная жирная линия соответствует аналитической зависимости  $f(l)$  для пуассоновского распределения.

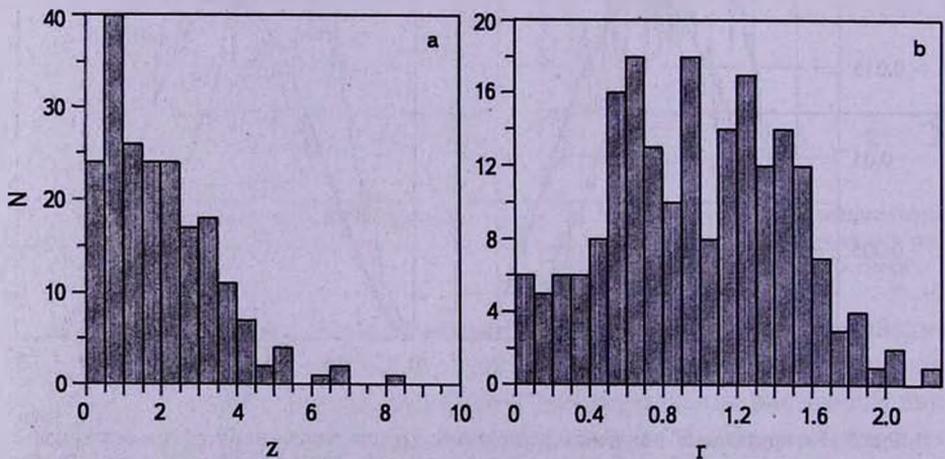


Рис.7. Распределение красных смещений источников гамма-всплесков (а) и расстояний до них в модели "усталого света" (б).

не обладающего признаками фрактальности, например, концентрации объектов с гладким профилем плотности (скажем, политропа с индексом 1), поведение функции  $f(l)$  при малых  $l$  сходно с равномерно случайным распределением - в частности, оно имеет ту же степенную асимптотику.

Можно показать, что для произвольного сферического распределения точек  $n(\rho)$  мы можем найти число пар точек, расстояние между которыми заключено в интервале  $[l, l + dl]$  в пределах шара радиусом  $r < L/2$ :

$$N_1(l, r)dl = 2\pi l^2 dl \int_{l/2r}^1 n\left(\sqrt{l^2 + r^2 - 2lrt}\right) dt. \quad (12)$$

Интегрирование  $N_1(l, r)$  по  $r$  дает распределение попарных расстояний в шаре радиусом  $R = L/2$ :

$$N(l)dl = 4\pi dl \int_{l/2}^R n(r)N_1(l, r)dr. \quad (13)$$

Проведем замену переменной  $u = -2lr$  в (12). Получим

$$N_1(l, r)dl = -\frac{\pi l}{r} dl \int_{-l^2}^{-2lr} n\left(\sqrt{l^2 + r^2 + u}\right) du. \quad (14)$$

Введем первообразную  $v(\rho)$  от функции  $n(\rho)\rho$ . Тогда

$$N_1(l, r)dl = \frac{2\pi l}{r} dl [v(r) - v(|l-r|)]. \quad (15)$$

Из (13) имеем

$$N(l)dl = 8\pi^2 l dl \int_{l/2}^R n(r)[v(r) - v(|l-r|)]dr. \quad (16)$$

Если  $l \ll L$ , то мы можем разложить подынтегральное выражение в ряд Тейлора в окрестности точки  $r$ . Получим, что

$$N(l) \sim l^2 + o(l^2). \quad (17)$$

Следовательно, для широкого класса гладких функций при  $l \ll L$  распределение  $f(l) \sim l^2$ , как и в случае однородного распределения точек.

Таким образом, если мы наблюдаем суперпозицию сферически симметричных кластеров с гладким (не фрактальным) распределением объектов, мы получаем оценку  $D \approx 3$ . Значимое отличие наблюдаемой асимптотики от случая  $D = 3$  свидетельствует либо о признаках фрактальности, либо о преобладании структур, существенно отличающихся от сферической симметрии.

Результаты степенной аппроксимации представлены в табл.1. В последнем столбце указаны интервалы  $l$ , по которым производилась аппроксимация. Приведенные в таблице значения корреляционной размерности  $D$  получены из асимптотики  $f(l) \sim l^{D-1}$ . Значения  $D$  для данных наблюдений значимо меньше, чем для равномерно случайного

распределения. Они составляют от 2.2 до 2.5 в зависимости от принятой космологической модели и от принятого предельного красного смещения. Таким образом, можно утверждать, что пространственное распределение источников гамма-всплесков обладает признаками фрактальности на масштабах  $l \sim (0.2 + 0.3)L$ , по крайней мере, до  $z = 2 + 3$ . На меньших масштабах проявляется малый объем выборки, а на масштабах, сравнимых с размером системы, существенную роль играет эффект границы.

5. *Поиск структур в распределении гамма-всплесков.* В рамках одной из моделей (для примера была взята стандартная  $\Lambda$ CDM -модель) были выделены 100 пар объектов с наименьшими значениями взаимных расстояний в трехмерном пространстве. При анализе распределения компонентов пар был выявлен элемент объема с повышенной концентрацией объектов: вытянутая структура с экваториальными координатами  $23^{\text{h}}56^{\text{m}} < \alpha < 0^{\text{h}}49^{\text{m}}$  и  $19^{\circ} < \delta < 23^{\circ}$  (созвездия Рыбы-Андромеда),  $z \in [0.81, 0.94]$  (данные о гамма-всплесках из этой структуры даны в табл.2). Оценим вероятность того, что при равномерно случайном распределении  $N$ -объектов в шаре радиусом  $R$

Таблица 2

ГРУППА ИСТОЧНИКОВ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ, ВЫДЕЛЕННАЯ  
МЕТОДОМ БЛИЗКИХ ПАР

Номера гамма-всплесков	$\alpha$	$\delta$	$z$
080710	$0^{\text{h}}33^{\text{m}}$	$+19^{\circ}30'$	0.845
060912A	$0^{\text{h}}21^{\text{m}}$	$+20^{\circ}58'$	0.937
051022	$23^{\text{h}}56^{\text{m}}$	$+19^{\circ}36'$	0.809
050824	$0^{\text{h}}49^{\text{m}}$	$+22^{\circ}37'$	0.83

какие-то  $n$ -объекты окажутся в пределах объема  $V_1$ , представляющего собой часть шарового слоя толщиной  $\Delta r_1$  и площадью основания  $S_1$ . Объем  $V_1 \approx S_1 \Delta r_1$ . Математическое ожидание числа объектов в объеме  $V_1$  равно

$$\alpha = N \cdot \frac{3S_1 \Delta r_1}{4\pi R^3}. \quad (18)$$

Вероятность встретить в объеме  $V_1$  какое-то число  $n_1 \geq n$  объектов оценим по закону Пуассона

$$P(n_1 \geq n) = e^{-\alpha} \sum_{n_1=n}^{\infty} \frac{\alpha^{n_1}}{n_1!}. \quad (19)$$

С учетом того, что внутри шара радиусом  $R$  содержится  $4\pi R^3/3S_1 \Delta r_1$  неперекрывающихся объемов  $V_1$ , получим оценку вероятности того, что найдется хотя бы один такой объем

$$P \approx \frac{4\pi R^3}{3S_1 \Delta r_1} \cdot P(n_1 \geq n). \quad (20)$$

Для выделенной нами группы источников гамма-всплесков  $P \sim 10^{-4}$ . Линейный размер этой структуры  $\sim 0.2 R_H \sim 800$  Мпк, что, по крайней мере, вдвое превосходит характерный размер "Великой Слоановской Стены" (Готт и др. [14], Парк и др. [15]). Возможно, обнаруженная нами неоднородность является максимальной по размеру структурой в пределах  $z < 1$ . Каждый 50-й источник гамма-всплеска с известным  $z$  принадлежит этой структуре. Отметим, что к основной структуре, образованной четырьмя упомянутыми выше объектами (см. табл.2), примыкает еще несколько источников гамма-всплесков: 981226, 980703, 041006, 040924, 091208В (последний объект был найден совсем недавно).

Кроме того, было обнаружено несколько пар объектов, расстояния между компонентами в которых существенно меньше среднего расстояния до ближайшего соседа при равномерно случайном распределении точек. Наиболее интересный случай - обнаружение пары объектов 060927 и 060522 с красными смещениями 5.467 и 5.11 и с координатами  $\alpha_1 = 21^h 58^m$  и  $\delta_1 = 5^\circ$ ;  $\alpha_2 = 21^h 32^m$  и  $\delta_2 = 3^\circ$ . Также были найдены две тройки объектов с  $14^h 40^m < \alpha < 15^h 12^m$  и  $-12^\circ < \delta < 0^\circ$ ,  $z \in [2.4, 2.7]$ ;  $12^h 40^m < \alpha < 13^h 13^m$  и  $8^\circ < \delta < 17^\circ$ ,  $z \in [3.0, 3.6]$ . Кроме того, была обнаружена группа из четырех объектов с координатами  $16^h 40^m < \alpha < 18^h 40^m$ ,  $40^\circ < \delta < 60^\circ$  (созвездия Геркулес-Дракон),  $z \in [0.96, 1.29]$ . Если эти концентрации соответствуют крупномасштабным структурам, то их характерные масштабы также сравнимы или превосходят размеры "Великой Слоановской Стены". Можно ожидать, что среди вновь обнаруживаемых гамма-всплесков с измеренными  $z$  источники в этих площадках будут встречаться статистически чаще, чем в других участках неба.

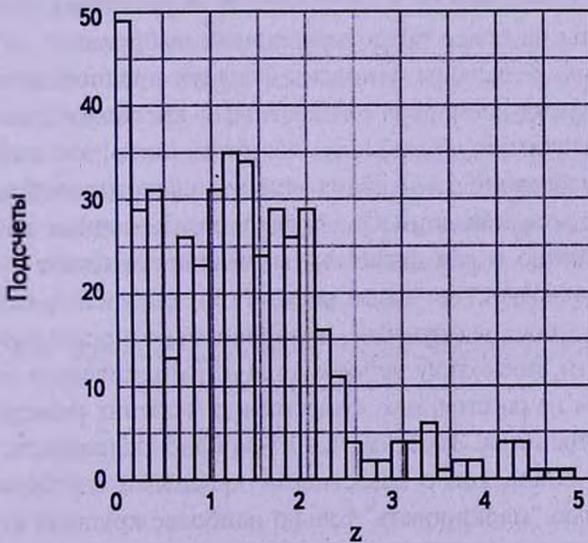


Рис.8. Распределение красных смещений квазаров в площадке, соответствующей элементу объема с повышенной концентрацией источников гамма-всплесков.

В связи с полученными выше результатами представляет интерес исследовать распределение других объектов (в частности, квазаров) в этих областях. Мы провели такое исследование для первого упомянутого выше элемента объема (на рис.8 приведено распределение красных смещений квазаров по данным из 12-го издания каталога Верон-Сетти и Верон 2006г. (см. описание в работе Верон-Сетти и Верон [16]) в пределах указанной выше площадки). Распределение  $z$  квазаров немонотонно - оно имеет максимум при  $z \approx 1.2$ , что несколько больше, чем красные смещения выявленной нами группы источников гамма-всплесков.

6. *Дискуссия.* Таким образом, изучение пространственного распределения гамма-всплесков с помощью функции  $f(l)$  распределения попарных расстояний позволяет (хотя пока и с довольно низким разрешением) выявлять самые крупные пространственные структуры (с размерами до гигапарсек), тогда как анализ распределения галактик (например, из обзора SDSS) позволяет изучать относительно более тонкую структуру с лучшим разрешением. Были выявлены признаки фрактальности распределения источников гамма-всплесков с размерностью  $D = 2.2 + 2.5$ .

Заметим, что выборка источников гамма-всплесков с измеренными красными смещениями возрастает в настоящее время примерно на 40 объектов в год. Представление результатов по имеющейся выборке (201 объект) является некоторым риском. Тем не менее авторы решили пойти на такой шаг с учетом исторического опыта. Закон Хаббла впервые был сформулирован всего лишь по 24 галактикам (Хаббл, [17]), а  $\Lambda$ CDM модель в космологии появилась в результате статистического исследования выборки из 42 сверхновых (Перлмуттер и др., [18]). В дальнейшем эти выводы были подтверждены на более представительных выборках.

Заметим, что наши выводы основаны на двух предположениях:

1) источники гамма-всплесков с известными красными смещениями составляют репрезентативную выборку, несмотря на то, что имеет место их определенное избегание зоны вблизи галактического экватора;

2) асимптотическое поведение распределения попарных расстояний  $f(l) \sim l^{D-1}$  справедливо и для фрактальных множеств точек.

Также важно отметить, что наши результаты, полученные на основе распределения попарных расстояний, инвариантны относительно формы исследуемой области, поскольку используется асимптотическое поведение этого распределения на расстояниях, существенно меньших размера области исследуемого пространства. Заметим, что из-за малочисленности выборки источников гамма-всплесков с известными красными смещениями мы можем с их помощью "маркировать" только наиболее крупные структуры. Более мелкие структуры (с размерами меньше характерного расстояния между соседними гамма-всплесками) будут, как правило, пропускаться

при "маркировке". Можно надеяться, что в недалеком будущем выборка источников гамма-всплесков с измеренными  $z$  значительно увеличится и станет возможным более надежно локализовать намеченные структуры, а также "маркировать" структуры на меньших масштабах.

Авторы благодарят Ю.Н.Гнедина, В.Н.Ершова, Н.Г.Макаренко, А.Г.Сергеева, В.В.Цымбала, А.В.Ющенко за ценное обсуждение результатов. Авторы благодарят Н.Г.Макаренко, также за любезно предоставленные ссылки на работы Грассбергера и Прокаччия [6,7]. Один из авторов (В.В.Орлов) благодарит Программу поддержки Ведущих научных школ (грант НШ-3290.2010.2).

<sup>1</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет,  
Россия, vor@astro.spbu.ru

## NON-HOMOGENEITIES IN THE SPATIAL DISTRIBUTION OF GAMMA-RAY BURSTS

A.A.RAIKOV<sup>1</sup>, V.V.ORLOV<sup>2</sup>, O.B.BEKETOV<sup>2</sup>

In order to reveal possible non-homogeneities in the spatial distribution of long ( $T_{90} > 2^s$ ) gamma-ray bursts we have examined 201 of them with known redshifts. For different functional forms of metric distance  $r(z)$ , we use the distribution function  $f(l)$  of separations between objects. Asymptotically, for small  $l$  this function behaves like  $f(l) \sim l^{D-1}$  for fractal sets whose fractal dimension is  $D$ . It is revealed that for all of the considered forms of  $r(z)$  the spatial distribution of gamma-ray burst sources shows signs of fractality with  $D = 2.2 + 2.5$ . A few spatially isolated groups of gamma-ray burst sources have been found, one of which has equatorial coordinates  $\alpha$  extending from  $23^h 56^m$  to  $0^h 49^m$  and  $\delta$  from  $+19^\circ$  to  $+23^\circ$ , its redshifts being within the range of 0.81 to 0.94.

Key words: *cosmology:large-scale structure:fractals:gamma-ray bursts*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Gabrielli, F.Sylos Labini, M.Joyce, L.Pietronero*, Statistical physics of cosmic structures, Springer, 2005.
2. *V.J.Martinez, E.Saar*, arXiv:astro-ph/0209208, 2002.
3. *Ю.Барышев, П.Теерикорни*, arXiv:astro-ph/0505185. 2005.
4. *Н.Л.Васильев*, *Астрофизика*, **51**, 393, 2008.
5. *М.Кендалл, П.Моран*, Геометрические вероятности. М., Наука, 1972.
6. *P.Grassberger, I.Procaccia*, *Phys. Rev. Lett.*, **50**, 346, 1983.
7. *P.Grassberger, I.Procaccia*, *Physica D: Nonlinear Phenomena*, **9**, 189, 1983.
8. *D.W.Hogg*, arXiv:astro-ph/9905116v4, 2000.
9. *L.M.Lubin, A.Sandage*, *Astron. J.*, **122**, 1084, 2001.
10. *W.H.Sorrell*, *Astrophys. Space Sci.*, **323**, 205, 2009.
11. *M.Lopez-Corredoira*, arXiv:astro-ph/1002.0323.
12. *P.A.LaViolette*, *Astrophys. J.*, **301**, 544, 1986.
13. *S.E.Woosley, J.S.Bloom*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **44**, 507, 2006.
14. *J.R.Gott III et al.*, *Astrophys. J.*, **624**, 463, 2005.
15. *C.Park et al.*, *Astrophys. J.*, **633**, 11, 2005.
16. *M.P.Veron-Cetty, P.Veron*, *Astron. Astrophys.*, **412**, 399, 2003.
17. *E.Hubble*, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, **15**, issue 3, 168, 1929.
18. *S.Perlmutter et al.*, *Astrophys. J.*, **517**, 565, 1999.