

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

О природе космических гамма-всплесков

Б.И. Лучков, И.Г. Митрофанов, И.Л. Розенталь

Анализируются возможные гипотезы происхождения гамма-всплесков. Хотя со времени открытия этого явления прошло около 30 лет, до сих пор неясно, где рождаются гамма-всплески (Солнечная система, Галактика или Метагалактика). Неизвестен и механизм их образования. В статье излагаются современные экспериментальные данные, pro и contra для различных гипотез и намечаются пути решения проблемы происхождения космических гамма-всплесков.

PACS numbers: 95.85.Pw, 98.70.Rz

Содержание

1. Введение (743).
 2. Основные характеристики гамма-всплесков (744).
 3. Гелиосферные модели гамма-всплесков (746).
 - 3.1. Гелиосферные (солнечные) модели гамма-всплесков.
 - 3.2. Кометные модели гамма-всплесков.
 - 3.3. Проверочные тесты и наблюдения.
 4. Галактические модели гамма-всплесков (749).
 - 4.1. Модели с нейтронными звездами галактического диска.
 - 4.2. Модели источников в протяженном гало.
 - 4.3. Возможные физические модели генерации гамма-всплесков нейтронными звездами в протяженном гало.
 - 4.4. Перспективы наблюдательной проверки галактической модели гамма-всплесков.
 5. Космологические модели гамма-всплесков (754).
 - 5.1. Наблюдательные свидетельства в пользу космологического происхождения гамма-всплесков.
 - 5.2. Природа космологических источников гамма-всплесков.
 - 5.3. Возможные физические модели генерации гамма-всплесков на космологических расстояниях.
 - 5.4. Перспективы наблюдательной проверки космологической модели гамма-всплесков.
 6. Заключение (760).
- Список литературы (761).

1. Введение

В космическом пространстве с начала 60-х годов функционировала американская система спутников Vela. Первоначально эта система была предназначена для обнаружения гамма-излучения — следствия ядерных взрывов в атмосфере. Для этой цели использовалось несколько спутников, поскольку регистрация излучения на нескольких аппаратах могла обеспечить гло-

бальный обзор и позволить определить направление прихода излучения.

После советско-американского соглашения о запрещении ядерных испытаний в атмосфере, которое выполнялось обеими сторонами, система оказалась фактически "безработной". Однако 2 июля 1967 г. на спутнике Vela 4a неожиданно были обнаружены кратковременные (порядка нескольких секунд) повышения интенсивности гамма-лучей в диапазоне 0,1–1 МэВ [1]. Благодаря нескольким достоверным событиям, зарегистрированным впоследствии на системе спутников Vela, было установлено, что гамма-всплески имеют астрономическое происхождение.

Несмотря на то, что прошло около 30 лет со времени обнаружения гамма-всплесков, нет никаких физических аргументов, которые однозначно указали бы на природу их источников. Более того, сейчас нельзя (даже приблизительно) указать на расстояние до источников. В настоящее время анализируются три возможных масштаба расположений источников: периферия Солнечной системы, гало Галактики и Метагалактика.

Современные наблюдательные данные о гамма-всплесках не позволяют сделать однозначный выбор между этими тремя возможностями. Научное сообщество разделилось на "партии" в соответствии с предпочтениями той или иной концепции. В апреле 1995 года в Смитсоновском музее в Вашингтоне был проведен "Большой диспут" между сторонниками галактической модели, которых представлял Д. Лэмб, и космологической партией, представленной Б. Пачинским. По общему мнению ни одна из сторон не получила явного перевеса.

Авторы данной статьи также не имеют общей точки зрения на природу гамма-всплесков, однако объединились для написания обзора, дабы представить на суд физической общественности отчет о современном состоянии всех трех направлений исследований. Гелиосферные модели изложены Б.И. Лучковым и И.Л. Розенталем, в работах которых эти модели получили свое развитие в последнее время. Галактические и космологические модели представлены, в основном, И.Г. Митрофановым, которым были предложены

Б.И. Лучков. Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Каширское шоссе 31
Тел. (095) 323-91-94. E-mail: borl@nucl.mephi.msk.su
И.Г. Митрофанов, И.Л. Розенталь. Институт космических исследований РАН, 117810 Москва, Профсоюзная ул. 84/32
Тел. (095) 333-34-89; 333-53-35. E-mail: imitrofa@iki.rssi.ru

Статья поступила 6 марта 1996 г., после доработки 4 апреля 1996 г.

новые методы для прямого наблюдательного сравнения космологической и галактической моделей происхождения гамма-всплесков.

Вероятно, на основе этого обзора читателю будет трудно судить о том, какая из моделей является предпочтительной. Впрочем, цель обзора будет достигнута, если у читателя появится интерес к этому уникальному природному явлению.

2. Основные характеристики гамма-всплесков

Наиболее интригующей характеристикой гамма-всплесков является отсутствие их отождествления с известными астрономическими объектами. Наиболее распространенный метод определения направления всплесков на небесной сфере основан на изучении зависимости временной задержки t регистрации гамма-всплеска между детекторами, разнесенными на расстояние l . Время задержки регистрации гамма-всплеска детекторами равно ($c = 1$)

$$\Delta t = l \cos \theta \quad (1)$$

где θ — угол между линией, соединяющей оба детектора, и направлением на источник. Измерение Δt позволяет определить на небесной сфере окружность, на которой находится источник. При регистрации всплеска тремя или более детекторами область локализации сокращается до двух или даже одной "точки", разумеется, в пределах наблюдательных погрешностей (см. [2, 3]).

Впоследствии были предложены десятки гипотез об источниках всплесков. Несмотря на весьма интенсивные экспериментальные исследования этого, вероятно, одного из самых загадочных явлений в астрофизике, до сих пор не удалось решить основной вопрос о положении в пространстве источников гамма-всплесков. И этот уникальный факт проецировался на результаты, полученные на многочисленных космических приборах (GELIOS, SIGNE, КОНУС, SMM, LILAS, APEX, GINGA, PHEBUS, BATSE, и др.). Неопределенность даже увеличилась за последние 10 лет.

Перечислим основные твердо установленные характеристики гамма-всплесков.

1. Изотропия углового распределения источников гамма-всплесков. Этот фундаментальный для интерпретации всплесков факт был установлен на всех приборах, включая BATSE, обеспечивший самую высокую чувствительность и самую представительную статистику (более 1500 событий). Угловое распределение в галактических координатах представлено на рис. 1 [4].

2. Длительность всплесков заключена в интервале $10^{-2} - 10^3$ с. Для грубых оценок можно полагать, что средняя продолжительность всплесков составляет 10 с.

Иногда продолжительность всплесков описывается параметрами t_{50} и t_{90} . Первый параметр равен времени, в течение которого накапливается 50 % зарегистрированной энергии всплеска. Второй (t_{90}) соответствует времени накопления 90 % энергии. Наблюдения указывают на существование двух групп гамма-всплесков: коротких, $t_{90} < 1,5$ с, и длинных с $t_{90} > 1,5$ с (рис. 2) [5].

3. Частота регистрации равна сейчас приблизительно одному всплеску за сутки (детектор BATSE [6]).

4. У Земли максимальный поток энергии всплесков достигает $10^{-4} - 10^{-3}$ эрг см $^{-2}$. Минимальный зарегистрированный поток зависит, разумеется, от чувстви-

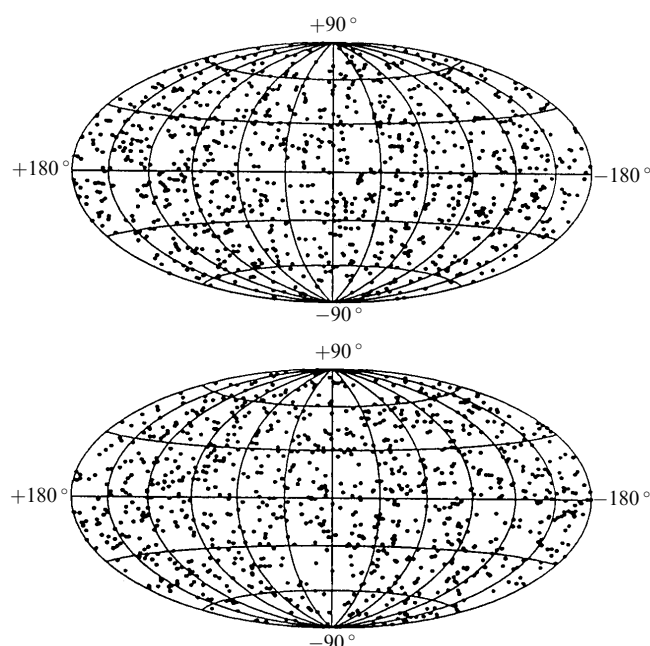


Рис. 1. Верхняя карта представляет собой распределение 1005 гамма-всплесков BATSE в галактических координатах. Для сравнения на нижней карте приведено случайное распределение по небу 1005 источников для изотропной модели [4].

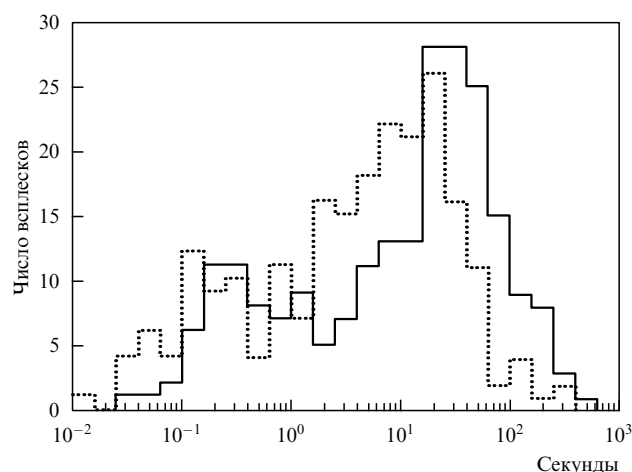


Рис. 2. Распределение по длительностям 222 гамма-всплесков BATSE [5]. Приведены данные для параметров t_{50} (пунктир) и t_{90} (сплошная линия).

тельности аппаратуры. По-видимому, наибольшей чувствительностью обладает прибор BATSE на орбитальной станции GRO (приблизительно 10^{-7} эрг см $^{-2}$).

5. На временной шкале всплесков наблюдается тонкая структура — микровсплески. Так, в одном из наиболее упоминаемых всплесков, зарегистрированном 5 марта 1979 г. (резкий фронт 0,2 мс, большая пиковая интенсивность), наблюдалось 22 пульсации за 144 с [7]. В этом случае в области локализации гамма-всплеска был обнаружен объект, излучающий в более мягких диапазонах, — остаток сверхновой N49, расположенный в Большом Магеллановом Облаке на расстоянии 55 кпк [7].

6. Отсутствие радио- или оптических всплесков, совпадающих по времени и координатам с гамма-всплесками.

7. Более сложен вопрос об энергетическом спектре всплесков. Из-за конечной разрешающей способности прибора и большого разброса спектров в индивидуальных всплесках восстановить его однозначно не всегда представляется возможным. По данным BATSE его весьма приближенно можно аппроксимировать двумя степенными функциями с перегибом при энергиях 0,1–1 МэВ (рис. 3) [21].

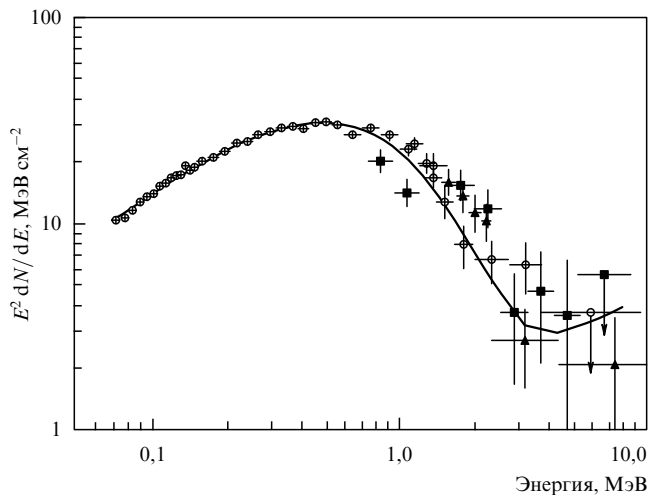


Рис. 3. Энергетический спектр гамма-всплеска GRB 910601, измеренный экспериментами OSSE (○), EGRET (▲) и COMPTEL (■) обсерватории Комптон [21].

8. Особо стоит остановиться на зависимости числа всплесков от потока.

Для источников со стандартными светимостями L регистрируемый поток излучения непосредственно связан с расстоянием до источника:

$$F = \frac{L}{4\pi R^2}. \quad (2)$$

Если источники расположены в наблюдаемой области однородно с концентрацией n , то число всплесков с потоком $> F$ из области радиусом R равно

$$N(> F) = \frac{4\pi}{3} n R^3 = \frac{1}{6} \pi^{1/2} n \left(\frac{L}{F} \right)^{3/2}. \quad (3)$$

Поэтому, если зависимость $N(> F)$ соответствует закону "три вторых", то это указывает на однородность пространственного распределения источников всплесков. Известно, что измеренное распределение отклоняется от закона "три вторых" (рис. 4), следовательно, плотность источников неравномерна.

Для более надежной проверки факта неоднородности распределения источников гамма-всплесков был предложен тест, основанный на оценке среднего значения параметра $V/V_{\max}$. Объем $V_{\max}$ соответствует полной наблюдаемой области для данного прибора в данной фоновой обстановке и зависит от порогового значения обнаружения всплеска F_{thr} . Объем V соответствует оценке расстояния до источника всплеска с измеренным потоком F . Отношение объемов

$$\frac{V}{V_{\max}} = \left(\frac{F_{\text{thr}}}{F} \right)^{3/2} \quad (4)$$

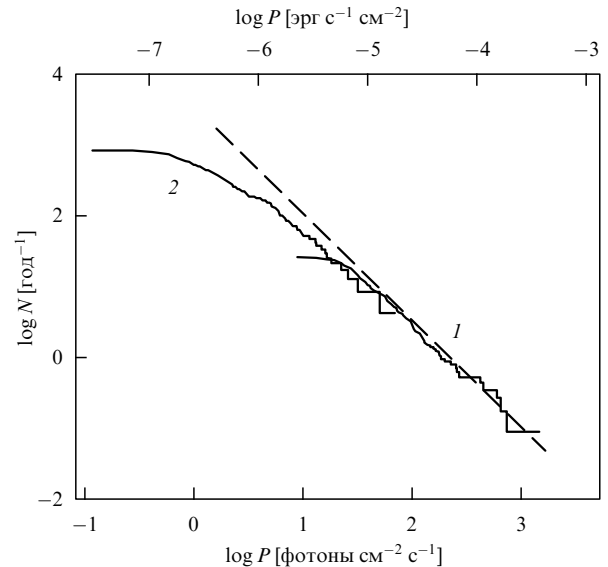


Рис. 4. Статистика подсчетов гамма-всплесков с потоками выше заданного для событий PVO (1) и BATSE (2) [81]. Штриховая линия соответствует закону "три вторых".

не зависит от собственной светимости источника. Величина $V/V_{\max}$ вычисляется для каждого всплеска. Распределение гамма-всплесков по $V/V_{\max}$ характеризует пространственное распределение их источников. Для стандартных свечей с однородной плотностью оно соответствует плоскому распределению со значениями от нуля (предел самых ярких всплесков) до единицы (всплески на пороге чувствительности). Среднее значение для однородного ансамбля должно быть равно $\langle V/V_{\max} \rangle = 0,5$. Измеренное значение для 601 всплеска эксперимента BATSE составляет $\langle V/V_{\max} \rangle = 0,328 \pm 0,012$ [4]. По сравнению с распределением для однородного случая в измеренном распределении имеется избыток ярких гамма-всплесков ($V/V_{\max} < 0,5$) или дефицит слабых всплесков ($> 0,5$).

Наиболее важным (и загадочным) фактом является восьмая особенность всплесков. В соответствии с первой характеристикой источники всплесков распределены на небесной сфере изотропно. Это обстоятельство исключает наиболее естественное их расположение — галактический диск, так как в этом случае неоднородность пространственного распределения должна сопровождаться концентрацией источников к галактическому экватору. Поэтому логически остаются четыре возможности:

- 1) Периферия Солнечной системы (> 100 а.е.).
- 2) Расположение источников в Галактике, но на расстоянии меньшем ее поперечного размера (< 100 пк).
- 3) Расположение источников на расстоянии, существенно превышающем размеры Галактики (протяженное сферическое гало, > 100 кпк).
- 4) Метагалактические (космологические) расстояния ($> 10^3$ Мпк).

Обычно в последнем случае расстояние измеряют в терминах космологического красного смещения Z спектров источников.

Разумеется, выбор между указанными выше возможностями не решил бы кардинально основную проблему гамма-всплесков, однако существенно ограничил бы возможные гипотезы, а при наличии некоторых дополнительных измерений даже мог бы решить ее оконча-

тельно. К таким дополнительным характеристикам следовало бы отнести данные, полученные в 80-х годах с помощью прибора КОНУС — открытие в спектрах всплесков линий, в первую очередь линии с энергией 420–430 кэВ [8, 9]. Наличие этой линии в сочетании с периодической (период ~ 8 с) структурой всплеска 5 марта 1979 г. практически однозначно демонстрировало, что источниками всплесков могут быть старые нейтронные звезды (см. [3]). Тогда линия 420 кэВ могла интерпретироваться как аннигиляционное излучение (511 кэВ), смещенное почти на 100 кэВ из-за гравитационного поля нейтронной звезды. В приборах КОНУС [8] и GINGA [10] были также получены результаты, указывающие на существование линий поглощения с циклотронной частотой (20–50 кэВ). Величина магнитного поля, определяющего циклотронные линии, совпадает с ожидаемой напряженностью магнитного поля нейтронной звезды: $H \simeq 10^{13}$ Гс. Казалось бы, подобная трактовка однозначно свидетельствует в пользу гипотезы: старые нейтронные звезды — источники гамма-всплесков. Однако наиболее представительные данные, полученные недавно на приборе BATSE, по-видимому, опровергают это заключение.

Первые сообщения о результатах BATSE показали отсутствие каких-либо линий в спектрах гамма-всплесков, и поэтому вопрос о локализации их источников вернулся в прежнюю позицию: возможны самые различные расстояния до источников, а следовательно, и различия в их природе.

Впрочем, недавно опубликована работа [11], в которой обсуждаются некоторые трудности выявления линий у спектров всплесков в условиях ограниченной статистики. Поэтому, несмотря на остроту вопроса, нельзя полагать, что линии полностью отсутствуют, но мы в нашем анализе исходим именно из этого предположения.

Если наличие спектральных линий (особенно линии с энергией 420 кэВ) почти однозначно связывает генерацию всплесков с нейтронными звездами, то отличить "солнечную" и "галактическую" гипотезы без дополнительных характеристик затруднительно. Нужны новые, прямые или косвенные, данные. Например, о корреляции частоты и характеристик всплесков с солнечной активностью, что требует весьма длительных наблюдений.

По-видимому, более перспективны попытки установить или опровергнуть метagalacticкое происхождение гамма-всплесков. Эти попытки основаны на связи расстояния R до космологического источника и частоты ν регистрируемых гамма-квантов. Как известно, в соответствии с космологией Фридмана–Хаббла [12] $\Delta\nu \sim R$. В основе анализа лежит весьма сильное допущение: характеристики всплесков в системе, связанной с источником, не зависят от R .

Поэтому возможным наблюдательным тестом космологической гипотезы является красное смещение всплесков с ослаблением их интенсивности (подробнее об этом см. раздел 5). Здесь мы кратко остановимся на физическом смысле ожидаемого эффекта. Чем больше расстояние до источников всплесков, тем они должны быть слабее, и, следовательно, полная энергия всплесков уменьшается с увеличением Z . Пусть источники сильных и слабых всплесков имеют красное смещение Z_{bright} и Z_{dim} , соответственно. Тогда одна и та же спектральная деталь на частоте ν_0 будет наблюдаться в спектрах сильного и слабого всплеска на частотах ν_1 и ν_2 , которые

соотносятся как $\nu_1/\nu_2 = (1 + Z_{\text{dim}})/(1 + Z_{\text{bright}})$ (см. раздел 5.4).

Другой возможный тест связан с поиском систематического уширения слабых всплесков вследствие доплеровского замедления темпа времени для источников на космологических расстояниях (см. раздел 5).

К сожалению, оба теста основаны на предположении о стандартности источников и поэтому не допускают однозначного толкования. На наш взгляд, более перспективным путем решения проблемы гамма-всплесков является повышение чувствительности приборов и поиски всплесковых аналогов в других диапазонах электромагнитного излучения (оптический, радио-, мягкий рентгеновский). Установление природы и тем более расстояний до оптических и радио-источников — задача существенно более простая, чем в гамма-диапазоне. Однако до сих пор убедительных результатов в этом направлении получено не было [13, 14].

3. Гелиосферные модели гамма-всплесков

Особенности, наблюдавшиеся в спектрах ряда всплесков в экспериментах КОНУС [15] и GINGA [10], указывали на наличие линий поглощения в интервале 20–50 кэВ и линий излучения с энергией $\sim 0,4$ МэВ. Объяснение этих спектральных характеристик как резонансной линии поглощения гамма-квантов электронами в сильном магнитном поле (гиролиния) и гравитационно смещенной аннигиляционной линии излучения определенно указывало на то, что источниками гамма-всплесков являются нейтронные звезды с сильным магнитным полем. Этот вывод определил направление исследований по гамма-всплескам на многие годы. В настоящее время он поставлен под сомнение в связи с тем, что в экспериментах TGRS [16] и BATSE [17] на гораздо большем статистическом материале ни линий поглощения в интервале 20–50 КэВ, ни линий излучения с энергией 0,40–0,45 МэВ найдено не было.

Отсутствие линий в энергетических спектрах гамма-всплесков коренным образом меняет ситуацию: нейтронные звезды остаются одним из возможных, но не обязательных источников всплесков. Главными критериями источников становятся их изотропное распределение на небесной сфере и неравномерная пространственная плотность, что проявляется в дефиците слабых всплесков. Этот экспериментальный факт указывает на то, что источники всплесков занимают ограниченную область в пространстве и чувствительность детекторов позволяет увидеть предельно далекие источники, находящиеся вблизи границ их области расположения.

Поэтому можно допустить, что такие объекты — изотропные относительно наблюдателя, ограниченные в пространстве, с неравномерной плотностью — находятся в гелиосфере, внешнюю границу которой обычно полагают равной половине расстояния до ближайших звезд, т.е. приблизительно $1 \text{ пк} = 2 \times 10^5 \text{ а.е.}$ ($1 \text{ а.е.} = 1,5 \times 10^{13} \text{ см}$ — средний радиус земной орбиты).

3.1. Гелиосферные (солнечные) модели гамма-всплесков

Очевидным преимуществом гелиосферных источников гамма-всплесков является их сравнительно малое энерговыделение. Здесь нужны не звездные, а планетарные или даже метеорологические запасы энергии. Именно

такие всплески, связанные с грозовыми явлениями в верхней атмосфере Земли были недавно обнаружены [18]. Они наблюдались на низких широтах ($0-30^\circ$) и возникали, как предполагают, при электрических разрядах между верхним слоем облаков и ионосферой. Полная выделявшаяся энергия и светимость источника составляли $E = 10^9$ эрг и $L = 10^{12}$ эрг с^{-1} . Характерные особенности атмосферных всплесков — малая длительность (миллисекунды) и жесткий спектр — отличают их от основной массы космических всплесков, в среднем более длительных и мягких. Временные профили и тех, и других по форме очень похожи. Обнаружение гамма-всплесков из атмосферы Земли наглядно демонстрирует, что близкие источники всплесков действительно существуют и есть механизм кратковременной генерации гамма-квантов в разреженных (некомпактных) объектах.

Первые работы, связавшие источники всплесков с Солнечной системой, появились сразу же после их открытия [2], но не получили развития, так как не соответствовали экспериментальным данным. В работах Кузнецова [19, 20] обращено внимание на зависимость числа всплесков от гелиошироты. Распределение построено для 182 всплесков, координаты которых были определены с точностью $\leq 10^\circ$. Автор нашел группы событий, повторяющиеся на одинаковых северных и южных гелиоширотах. Однако статистическая достоверность эффекта низка и не была подтверждена другими данными, например, результатами BATSE. Автором развивается модель [20], согласно которой за всплески ответственны солнечные корональные выбросы (СКВ) — сгустки плазмы массой $\sim 10^{16}$ г, несущие энергию $\sim 10^{32}$ эрг, в основном магнитного происхождения. Всплески образуются при взаимодействии СКВ с межпланетным магнитным полем. Так как распространение СКВ в гелиосфере непосредственно не наблюдалось ни в одном диапазоне длин волн, развиваемая модель во многом является умозрительной. Солнечная активность, которая приводит к образованию СКВ, резко анизотропна, что невозможно согласовать с высокой степенью изотропии гамма-всплесков.

Изотропия всплесков, возможное отклонение от которой не превышает, по последним данным BATSE (1200 событий), нескольких процентов, является жестким критерием проверки гелиосферных моделей. По-видимому, любая модель, связывающая гамма-всплески с наблюдаемой активностью Солнца, не может быть признана состоятельной. Ударные волны от солнечных вспышек, солнечный ветер, СКВ и другие проявления солнечной активности несут анизотропный отпечаток последней. Однако несколько иная ситуация возникает с неоднородностями магнитного поля и плотности на больших расстояниях от Солнца (> 100 а.е.). Вследствие взаимных столкновений неоднородностей может происходить их изотропизация.

В работе Розенталя [22] рассматривался вопрос происхождения гамма-всплесков применительно к механизму столкновения и аннигиляции магнитных облаков, предложенному Трубниковым и др. [23, 24] в рамках галактических моделей. Всплески возникают при аннигиляции магнитных облаков, распадающихся на цилиндрические пинчи, которые порождают в свою очередь быстрые электроны, а последние через процессы тормозного излучения образуют поток гамма-квантов с наблюдаемым спектром. Однако "галактический" вариант

модели — для магнитных облаков размером 10 пк, с концентрацией 10^{-2} см^{-3} — встречается с серьезными трудностями в объяснении временной структуры и энергетики всплесков. Трудности устраняются, если те же идеи применить к магнитным сгусткам, расположенным в пределах Солнечной системы. Один из конкретных "солнечных" вариантов — столкновение ударных волн на расстояниях 1–100 а.е. Несмотря на то, что по оценкам этот вариант проходит, он вряд ли удовлетворит критерию изотропии всплесков. Второй вариант в этом смысле намного предпочтительнее: речь идет о хаотических магнитных неоднородностях, заполняющих всю Солнечную систему. Если они реликтовые, т.е. остались с момента ее образования, то могли сохранить былую изотропию. Полное число сгустков оценивается в 10^4-10^6 , их размеры лежат в интервале $10^7-5 \times 10^{11}$ см, концентрация частиц — $10^{-4}-1 \text{ см}^{-3}$. Вопрос только в том, сохранились ли в гелиосфере реликтовые магнитные неоднородности. Существующие экспериментальные данные о неоднородностях в Солнечной системе позволяют объяснить все наблюдавшиеся до сих пор свойства всплесков.

3.2. Кометные модели гамма-всплесков

Первичная гелиосфера оставила о себе память в виде кометного Облака Оорта [25, 26], которое большинство астрофизиков, начиная с самого Оорта, представляло сферически-симметричным образованием, заполняющим периферию Солнечной системы (10^3-10^5 а.е.), — своеобразного арсенала комет, из которого они извлекаются гравитационными возмущениями звезд и газовых облаков. Полное число комет в Облаке Оорта по различным оценкам составляет $10^{11}-10^{15}$. Вполне естествен интерес, проявляемый в последнее время к кометам как возможным источникам гамма-всплесков.

Уайт [27] рассмотрел вариант столкновения комет в сферическом слое 35–600 а.е. от Солнца. В сжимающихся магнитных полях комет происходит бетатронное ускорение электронов, порождающих гамма-всплеск. Средняя светимость всплеска, образованного на расстоянии 100 а.е., составляет 3×10^{26} эрг с^{-1} , что в 100 раз меньше энергии столкновения. Вероятность кометных столкновений, однако, крайне мала, и наблюдаемая частота регистрации всплесков (около одного в день) не может быть объяснена.

В работе Маоца [28] был рассмотрен вопрос о взаимном соответствии распределений на небесной сфере комет и гамма-всплесков. Положение комет фиксировалось по афелиям их орбит, т.е. по точкам наибольшего удаления от Солнца (каталог Марсдена [29]). Использовались координаты 260 всплесков первого каталога BATSE [30] (угловая точность $4^\circ-13^\circ$). Хотя распределение комет получилось заметно анизотропным, статистические тесты не могут пока исключить соответствия его наблюдаемой изотропии гамма-всплесков. Нужны большая статистика и более высокая точность локализации всплесков. Обе работы, по сути, анализируют не кометы Облака Оорта, а ту малую их часть, которая под влиянием звездных и галактических возмущений уходит из Облака и случайно попадает во внутреннюю часть Солнечной системы (так называемые исторические кометы). Отражает ли выборка исторических комет всю совокупность комет, заполняющих гелиосферу? Вопросы селекции наблюдения комет и

точности измерения орбит (особенно в прошлые эпохи) достаточно неопределенны, а их влияние на конечные результаты анализа может оказаться решающим.

Непосредственно гамма-всплескам, которые могли бы исходить от комет, расположенных в Облаке Оорта, посвящены работы Кларке и др. [31] и Хорака и др. [32]. Параметры Облака определяются по сценарию его образования, рассмотренному Данкан и др. [33]. В рамках данной модели всплески испускаются внутренним Облаком Оорта, находящимся в пределах $3 \times 10^3 - 2 \times 10^4$ а.е., более устойчивым относительно звездных возмущений, содержащим 80 % (а по другим оценкам и более [34, 35]) всех комет. Наблюдаемые (исторические) кометы, исходящие из внешнего Облака Оорта ($2 \times 10^4 - 2 \times 10^5$ а.е.), подверженного более сильным гравитационным возмущениям, имеют совсем другие параметры орбит и не рассматриваются в этих работах как источники всплесков. Таким образом, модели [31, 32], основывающиеся на ненаблюдаемых объектах (кометах внутреннего Облака Оорта), также являются умозрительными, и, следовательно, их выводы не очень надежны. Энергия всплеска оценивается в $10^{26} - 10^{27}$ эрг. Авторы не могут указать происходящий в кометах процесс, в котором бы такая энергия выделялась в гамма-квантах. Ожидаемое распределение источников всплесков по галактической широте b (для основной массы комет с большой полуосью в интервале 3×10^3 а.е. $< a < 3 \times 10^4$ а.е.) показано на рис. 5: было разыграно 10^5 и 10^6 кометных орбит с эксцентриситетами $e = 0,95$ и $e = 0,997$. Форму распределения обуславливают приливные силы Галактики, создающие значительную квадрупольную деформацию облака комет: концентрация к галактическим полюсам ($\sin |b| = 1$) и к плоскости Галактики ($\sin b = 0$). Видна также небольшая особенность под углом плоскости эклиптики ($60,2^\circ$), обусловленная влиянием Солнца и планет. Полученное анизотропное распределение не совпадает с измеренным распределением гамма-всплесков (вероятность согласия 3×10^{-4}). Изот-

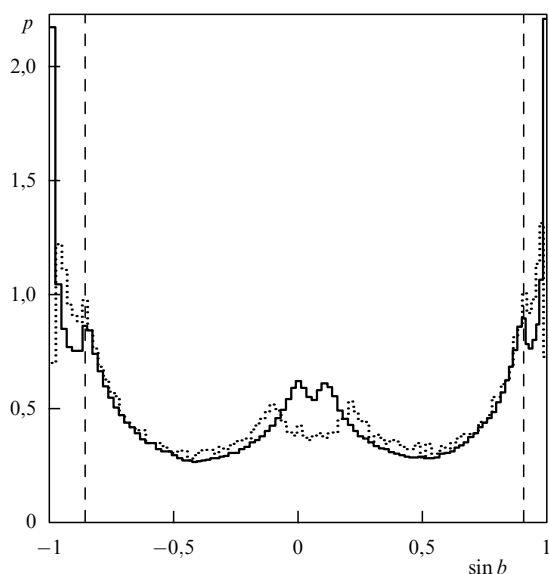


Рис. 5. Рассчитанное методом Монте-Карло распределение вероятности гамма-всплесков по галактической широте b в кометной модели [31] для эксцентриситетов орбит $e = 0,997$ (сплошная кривая) и $e = 0,95$ (точечная кривая); вертикальной штриховой линией показан угол между плоскостями эклиптики и Галактики.

ропное распределение имеют кометы с большой полуосью $a > 3 \times 10^4$ а.е., но их число в Облаке Оорта не превышает 10 %. Следовательно, внутреннее Облако Оорта не может быть источником наблюдаемых гамма-всплесков.

Хорак и др. [32] приходят к такому же отрицательному выводу, сравнивая рассчитанные распределения числа всплесков от пикового потока с измеренным в эксперименте BATSE. Невозможно согласовать всю совокупность всплесков (и ярких, и слабых) в рамках одного подхода.

Другой аспект кометной модели затронут в работах Лучкова, Поляшовой [36, 37]. Рассматриваются исторические кометы, в большинстве своем "вырванные" из внешнего Облака Оорта ($10^4 - 10^5$ а.е.). Если их считать источниками гамма-всплесков, согласие с изотропией последних на небесной сфере, как было показано в работе [31], будет обеспечено¹.

Чем может быть вызвана активность комет, приводящая к гамма-всплескам? Сделана попытка найти согласующийся с наблюдениями механизм такой активности. Был проведен расчет пространственного распределения долгопериодических комет ($P > 200$ лет), взятых из каталога [38]. Чтобы заполнить историческими кометами все пространство до $r = 2 \times 10^4$ а.е., каждая комета "запускалась" многократно: параметры орбиты оставались теми же самыми, а время прохождения перигелия (минимального расстояния от Солнца) каждый раз отступало в прошлое на шаг $\Delta t = 600$ лет, так что к моменту условной регистрации комета успевала уйти все дальше от Солнца. Из полученного пространственного распределения комет можно найти распределение всплесков по потоку при некоторых предположениях о механизме "вспышечной активности". Рассмотрено три возможных варианта.

1) Внутренний источник энергии, одинаковый для всех комет. В этом случае число источников всплесков N_b пропорционально числу комет N_c .

2) Активизация кометы при ее взаимодействии со средой (газ, пыль, метеориты), через которую она движется. Результатом может быть накопление электрического заряда в поверхностном слое ядра кометы с последующим разрядом [39] (по достижении некоторого критического потенциала), ускорением электронов и их тормозным излучением в окружающем веществе. В этом случае число источников $N_b \propto N_c v$, где v — скорость кометы.

3) Активизация кометы под воздействием солнечного ветра; так как интенсивность последнего убывает квадратично с r , число источников $N_b \propto N_c / r^2$. На рисунке 6 приведены результаты расчета; S — поток в относительных единицах в предположении одинаковой светимости всех всплесков. Сравнение с экспериментальной зависимостью [8] показывает, что распределения 1 и 3 не согласуются с результатами наблюдений, тогда как кривая 2 довольно хорошо с ними совпадает, если ее отнормировать так, как показано на рис. 6. Нормировка связывает экспериментально измеренный поток с расстоянием до источника, что позволяет вычислить среднюю светимость всплеска: $L = 10^{22}$ эрг s^{-1} при длитель-

¹ Однако сопоставление [67] этих кометных моделей с последними данными по анизотропии 1005 гамма-всплесков BATSE не подтвердило их согласие с наблюдениями (Примеч. И.Г. Митрофанова).

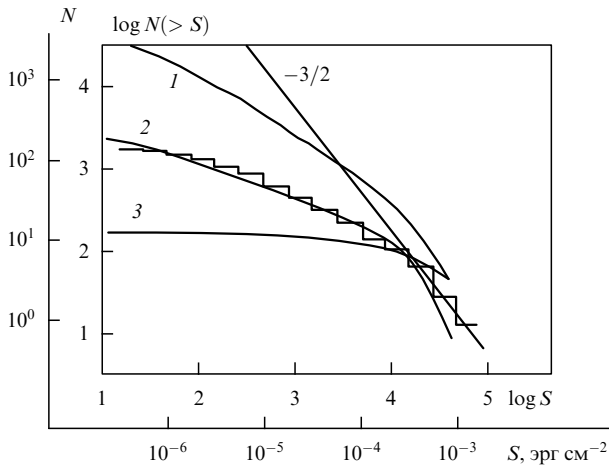


Рис. 6. Расчетные распределения гамма-всплесков $N(>S)$ от потока S в кометной модели [37] для разных источников кометной активности: 1 — внутренний источник энергии; 2 — взаимодействие кометы со средой; 3 — солнечный ветер. Гистограмма — экспериментальное распределение [8].

ности всплеска 10 с и угловой расходимости 10^{-3} рад. В основе своей рассмотренный механизм схож с тем, который приводит к атмосферным гамма-всплескам [18], однако энергетика в кометном варианте на 10 порядков выше. Полная частота всплесков при наблюдаемой 1 всп. день $^{-1}$ и угловой направленности 10^{-3} рад составляет 4×10^6 в день (большая часть всплесков минует наблюдателя), что все же не так много по сравнению с общим числом комет в Облаке Оорта (10^{11} – 10^{15}). И здесь мы, к сожалению, многого не знаем о предполагаемых источниках всплесков, несмотря на то, что рассматриваем реальные исторические кометы. На самом деле кометы, ушедшие от Солнца на расстояние $r > 10^3$ а.е., уже доисторические, а кометы на $r > 10^4$ а.е. прошли перигелий миллионы лет назад — их число и параметры орбит неизвестны (по астрогеологическим данным интенсивность кометных высыпаний была в то время намного больше [34, 40]). Неизвестны и потоки комет, только еще летящих к Солнцу².

3.3. Проверочные тесты и наблюдения

Кометы — сравнительно близкие объекты, и можно предложить ряд тестов, связанных с их расстоянием до наблюдателя. В первую очередь проверяются мощные всплески (10^{-4} – 10^{-3} эрг см $^{-2}$). Если всплеск приходит с расстояния 10–100 а.е., можно попытаться отождествить его с известной исторической кометой как индивидуально, так и путем корреляционного анализа. Всплеск от близкой кометы будет иметь параллакс величиной 10^{-2} – 10^{-1} , что можно измерить с помощью нескольких разнесенных космических аппаратов (2–5 а.е.), если угловая точность измерения каждого из них будет не хуже 1° . Рекуррентные всплески от близкой кометы (10 а.е.) будут смещаться на несколько угловых минут в год, что также может стать доступным для измерения при некотором усовершенствовании аппаратуры. Все же

² К сожалению, для проверки этой модели не использовались последние экспериментальные данные по статистике всплесков разной интенсивности ([81], рис. 4). Кроме того необходимо объяснить расхождение предсказаний кометных моделей с последними данными по изотропии всплесков [67]. (Примеч. И.Г. Митрофанова).

следует признать, что отождествить гамма-всплеск с кометой — довольно сложная процедура в связи с его узкой угловой направленностью и малой вероятностью испускания всплеска отдельной кометой.

Более перспективным представляется поиск оптических партнеров гамма-всплесков с помощью системы быстрого оповещения, так как могут быть использованы оптические телескопы высокой чувствительности и прецизионной угловой точности. Применительно к кометам такой поиск предполагает, что после гамма-вспышки яркость кометы возрастает и она может быть отождествлена как переменный объект с характерным временем от часов до суток. В настоящее время создана система быстрого оповещения BACODINE (BATSE Coordinates Distribution Network [41]): время задержки между регистрацией всплеска детектором BATSE и приемом сигнала о его небесных координатах всеми заинтересованными пунктами наблюдений составляет 4–7 с. В разных научных центрах разрабатываются программы поиска оптических сигналов (а также других диапазонов и видов излучений [42, 43]), в частности программа FOCSE (Fast Optical Comet Search Experiment), возглавляемая Е. Шумейкером. Таким образом, кометы взяты под наблюдение, и ближайшее будущее покажет, в какой мере они ответственны за космические гамма-всплески.

4. Галактические модели гамма-всплесков

4.1. Модели с нейтронными звездами галактического диска

Согласно простейшим галактическим моделям [44, 45], источниками гамма-всплесков являются нейтронные звезды в галактической окрестности Солнечной системы. Известно, что концентрация нейтронных звезд в этой окрестности составляет $n_{\text{NS}} = 10^{-3}$ пк $^{-3}$ [46]. Если принять, что гамма-всплески может генерировать только часть нейтронных звезд δ , то расстояние до ближайших источников гамма-всплесков оценивается как

$$D_{\min} = 4\delta^{-1/3} \text{ пк}. \quad (5)$$

Источники наиболее сильных гамма-всплесков с интенсивностями $S_{\max} \sim 10^{-3}$ эрг см $^{-2}$ должны находиться на расстояниях $\approx D_{\min}$ и, соответственно, должны иметь светимость около

$$L_{\text{disk}} = 10^{36}\delta^{-2/3} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (6)$$

Наиболее слабые всплески с интенсивностями $S_{\max} \sim 10^{-7}$ эрг см $^{-2}$ должны находиться на расстояниях $D_{\max} \sim 100D_{\min} = 400\delta^{-1/3}$ пк.

На расстояниях, превышающих толщину однородного диска h_0 , в окрестности Солнца должна проявляться его сплюснутость. Поэтому при $D_{\max} > h_0$ должен наблюдаться дефицит числа источников на высоких галактических широтах. Известно, что дефицит слабых источников действительно наблюдается (см. раздел 2). Однако это не сопровождается концентрацией их распределения к галактическому экватору. Поэтому простейшая модель стандартных источников в ближайшей окрестности диска противоречит наблюдениям.

Обнаруженные до данным первого каталога BATSE эффекты угловой корреляции сильных и слабых всплесков и концентрации к диску и центру Галактики средних всплесков позволили предложить более сложную модель

диска [47]. Согласно этой модели источники генерируют два класса вспышек: большие и малые. Сильные гамма-всплески — это большие вспышки от близких источников. Их полная светимость соответствует оценке (5). Слабые гамма-всплески — это малые вспышки от этих же близких источников, и их полная светимость на 3–4 порядка меньше, чем (5). Соотношение темпа регистрации сильных и слабых всплесков (1 на 1000 и более) отражает соотношение между частотой больших и малых вспышек в источнике. Средние гамма-всплески, для которых видна анизотропия, — это большие вспышки от удаленных источников, от которых малые вспышки не регистрируются.

Главная трудность этой модели связана с тем, что данные второго и третьего каталога BATSE [48, 49] не подтвердили оба обнаруженных эффекта: угловую корреляцию для сильных и слабых всплесков и галактическую анизотропию для средних всплесков. Поскольку последующие каталоги включают также переработанные данные первого каталога BATSE и имеют существенно большую статистику, эта трудность представляется достаточно серьезной. Отсюда следует, что модель источников в галактическом диске с двумя классами вспышек также не согласуется с наблюдательными данными.

Последняя возможность отождествить гамма-всплески с источниками в галактическом диске связана с моделью [50], согласно которой эти объекты принадлежат двум различным популяциям: предполагается, что очень близкие источники в диске излучают слабые гамма-всплески со светимостями около $(10^{32} - 10^{33}) \delta^{-2/3}$ эрг с^{-1} , а очень далекие источники в протяженном гало излучают сильные гамма-всплески и имеют светимость около $L_{\text{halo}} = 10^{45}$ эрг с^{-1} . Очевидно, что противоположный вариант двухкомпонентной модели гамма-всплесков, когда сильные всплески отождествляются с близкими источниками в диске, а слабые — с далекими источниками протяженного гало, невозможен, так как в этом случае более удаленные источники диска должны были бы также наблюдаться как слабые гамма-всплески и вносить вклад в анизотропию вдоль направлений галактического экватора.

Основная трудность двухкомпонентной галактической модели состоит в том, что усредненные эмиссионные кривые для сильных и слабых гамма-всплесков показали полное сходство (см. рис. 9). Это сходство очень трудно объяснить для источников, у которых различие в энерговыделении составляет 12–13 порядков и которые, казалось бы, должны иметь различную природу вспышек.

4.2. Модели источников в протяженном гало

Главным преимуществом модели протяженного галактического гало является простое объяснение наблюдаемой изотропии источников на небесной сфере (см. рис. 1) и дефицита слабых источников в статистическом распределении всплесков по интенсивностям (см. рис. 2). Вообще говоря, распределение на небесной сфере гамма-всплесков от стандартных источников в протяженном гало должно иметь две анизотропные компоненты: во-первых, сильные гамма-всплески должны иметь дипольную анизотропию в направлении центра-антицентр, поскольку для этих источников должно быть заметное смещение Солнечной системы от центра

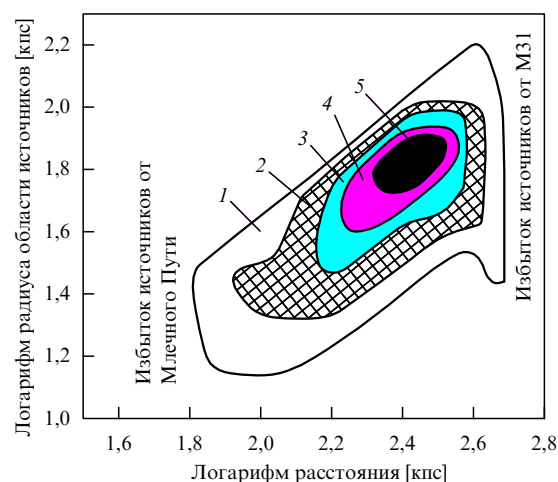


Рис. 7. Область допустимых параметров протяженного гало Галактики [51]; 1 — 100 всплесков, 2 — 200 всплесков, 3 — 400 всплесков, 4 — 80 всплесков, 5 — 1600 всплесков.

Галактики. Во-вторых, для слабых гамма-всплесков должен быть замечен дополнительный вклад от протяженного гало вокруг соседней спиральной галактики М31 (рис. 7).

При имеющемся числе локализованных источников BATSE эти отклонения от изотропии не могут быть статистически значимо обнаружены, поэтому модель стандартных источников в протяженном гало в настоящее время не может быть ни подтверждена, ни опровергнута. Однако имеющиеся данные позволяют существенно ограничить область значений параметров модели протяженного гало (см. рис. 7) [51] и показать, что при дальнейшем накоплении зарегистрированных событий эта область будет сжиматься. При накоплении более 2000 всплесков (при успешной работе BATSE это произойдет приблизительно в 1998 году) указанные эффекты анизотропии для модели протяженного гало со стандартными источниками могут быть обнаружены. В противном случае простейшая модель протяженного гало окажется отвергнутой.

Как и для других галактических моделей, в моделях протяженного гало источники гамма-всплесков отождествляются со вспыхивающими нейтронными звездами. Модель протяженного гало, образованного высокоскоростными нейтронными звездами, впервые была предложена [52] как альтернатива общепринятой в то время дисковой модели. Предполагалось, что те высокоскоростные нейтронные звезды, которые могут покидать галактический диск, генерируют гамма-всплески в протяженном галактическом гало. В то время модель [52] воспринималась весьма скептически в связи с тем, что оценки собственных скоростей галактических нейтронных звезд — радиопульсаров — соответствовали средней величине около 100 км с^{-1} и считалось, что только несколько процентов этих объектов могут покинуть диск [53].

В качестве кардинального решения проблемы возникновения источников в протяженном гало была предложена модель [54], согласно которой вспыхивающие нейтронные звезды образовались вместе с самой Галактикой и качественно отличаются от нейтронных звезд галактического диска, которые образуются в нем непрерывно во вспышках сверхновых.

В настоящее время ситуация существенно изменилась. Сравнительно недавно была проведена переоценка собственных скоростей радиопульсаров, и оказалось, что их средняя величина составляет около 500 км с^{-1} [55]. Из этой оценки следует, что около половины галактических нейтронных звезд имеют большую вероятность вылететь из галактического диска и остаться в протяженном гало или вообще покинуть окрестность Галактики. Поэтому в настоящее время факт существования галактической подсистемы нейтронных звезд в протяженном гало можно считать установленным. Для обоснования модели происхождения гамма-всплесков необходимо ответить на другой принципиальный вопрос: почему оставшаяся в диске часть высокоскоростных нейтронных звезд не генерирует гамма-всплески?

Первые модели протяженного гало были основаны на предположении о стандартных источниках, которые генерируют сильные или слабые всплески в зависимости от того, находятся они соответственно на близких или далеких расстояниях (см., например, [52]). Согласно моделям протяженного гало со стандартными источниками, современные приборы типа BATSE регистрируют практически все излучаемые в Галактике гамма-всплески. Из отсутствия избытка слабых всплесков на небе в окрестности галактики Андромеды следует, что масштаб внешней границы гало составляет $D_{\max} = 100\text{--}300 \text{ кпк}$ [51]. Из предположения, что 4 порядка разброса по потокам гамма-всплесков связаны с различием на 2 порядка расстояний $D_{\min}$ и $D_{\max}$ до стандартных источников, следуют оценки минимального расстояния $D_{\min} = 1\text{--}3 \text{ кпк}$ и характерной светимости

$$L_{\text{halo}} = 10^{41}\text{--}10^{42} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (7)$$

Предположим, что источниками гамма-всплесков в гало являются нейтронные звезды, вылетевшие из галактического диска. Из диска вылетает доля δ_0 от всех образующихся нейтронных звезд, из них остается в гало доля δ_1 , и доля вспыхивающих звезд составляет δ_{GRB} (GRB — gamma-ray bursts). Тогда исходя из темпа образования галактических нейтронных звезд $\dot{N}_{\text{NS}} \sim 10^{-2} \text{ год}^{-1}$ можно сделать оценку числа звезд, которые удаляются в первый раз от диска Галактики к ее периферии. Скорость 1000 км с^{-1} соответствует скорости 1 кпк Млет^{-1} (Млет = миллион лет), поэтому удаляющиеся в первый раз звезды имеют возраст $t_{\text{age}} < 300 \text{ Млет}$. Их число составляет

$$N_1 = 3 \times 10^6 \delta_0 \delta_{\text{GRB}}. \quad (8)$$

Полное число нейтронных звезд в гало, которые должны накопиться за время жизни Галактики около 10 Глет (Глет = миллиард лет), составляет

$$N_2 = 10^8 \delta_0 \delta_1 \delta_{\text{GRB}}. \quad (9)$$

В рамках модели протяженного гало варианты однократно удаляющихся источников и накапливающихся источников следует рассматривать отдельно (см. [56]).

Полный темп генерации гамма-всплесков в гало составляет

$$\dot{R}_{\text{GRB}} = \frac{N}{t_{\text{rec}}} = \dot{R}_{\text{NS}} \frac{t_{\text{age}}}{t_{\text{rec}}}. \quad (10)$$

Наблюдаемый темп регистрации гамма-всплесков BATSE от всей небесной сферы составляет около 1000

событий в год. Отсюда можно оценить среднее время рекуррентности t_{rec} для вариантов моделей первого пролета и накопления источников в гало:

$$t_{\text{rec}}^{(1)} = 3 \times 10^3 \delta_0 \delta_{\text{GRB}} \text{ лет}, \quad (11)$$

$$t_{\text{rec}}^{(2)} = 10^5 \delta_0 \delta_1 \delta_{\text{GRB}} \text{ лет}. \quad (12)$$

Из (9), (10) и (11) следует, что среднее число гамма-всплесков, которое излучает каждый источник в гало, составляет

$$Q = \frac{t_{\text{age}}}{t_{\text{rec}}} = \frac{10^5}{\delta_0 \delta_{\text{GRB}}} \times \begin{cases} 1 & (\text{для модели однократного удаления}), \\ \delta_1^{-1} & (\text{для модели с накоплением}) \end{cases} \quad (13)$$

и практически не зависит от того, какой из двух вариантов модели является предпочтительным. При $\delta_1 \approx 0,5$ различием в оценках для моделей первого удаления и полного накопления вообще можно пренебречь.

Отсюда следует оценка полной энергии, излучаемой в гамма-всплесках, со средней продолжительностью t_{GRB} около 10 с:

$$E_{\text{tot}} = L_{\text{halo}} Q t_{\text{GRB}} = (10^{47}\text{--}10^{48}) (\delta_0 \delta_{\text{GRB}})^{-1} \text{ эрг}. \quad (14)$$

Если принять, что эффективность ε преобразования полной выделяемой энергии в гамма-лучи для источников гамма-всплесков составляет несколько процентов, то оценка полной энергии, необходимой нейтронной звезде в протяженном гало для излучения всей совокупности связанных с ней гамма-всплесков, равна

$$(10^{49}\text{--}10^{50}) \frac{1\%}{\varepsilon} \frac{1}{\delta_0 \delta_{\text{GRB}}} \text{ эрг}.$$

Астрофизические модели гамма-всплесков должны объяснить наличие такого энергетического ресурса у нейтронных звезд галактического гало.

Таким образом, модель протяженного гало со стандартными источниками имеет следующие следствия:

а) Если доли δ_0 и δ_{GRB} составляют около 0,1 каждая, то полная энергия, необходимая для генерации гамма-всплесков в гало, составляет около 1% от полной гравитационной энергии нейтронной звезды. Происхождение этой энергии и причина генерации гамма-всплесков в настоящее время не установлены. Энергия такой величины может быть обусловлена внутренними процессами нейтронной звезды, связанными, например, с фазовыми превращениями, относительной диффузией трубок вращения и магнитного поля и т. п. (см., например, [57, 58]). Для моделей вспышечной активности нейтронных звезд, основанных на спорадической аккреции малых тел из окружающего планетного облака [59], необходимая суммарная масса малых тел составляет около 1% от массы Солнца. Наконец, эта энергия соответствует полной энергии магнитосферы нейтронной звезды с напряженностью дипольного магнитного поля более 10^{15} Гс .

Нейтронные звезды с таким сверхсильным магнитным полем — "магнетары" — были предложены в качестве источников гамма-всплесков [60]. Предполагалось, что диаграмма их излучения направлена против-

положно вектору скорости удаляющейся от диска нейтронной звезды. Очевидно, что предположение о направленности излучения "магнетаров" примерно в 10 раз уменьшает оценку полного энерговыделения (7), (14), но при этом соответственно должно уменьшаться и характерное время, в течение которого источники могут быть наблюдаемыми. Для варианта модели гало с накоплением источников за полное время жизни Галактики оценка полной излучаемой энергии останется без изменения.

б) Даже для самых мощных гамма-всплесков до настоящего времени не обнаружена их концентрация к галактическому диску. Это означает, что те высокоскоростные нейтронные звезды, которые вследствие неблагоприятного направления собственного движения остались в галактическом диске, не генерируют гамма-всплески. Из этого условия следует, что гамма-всплески, по-видимому, не могут быть результатом внутренней активности нейтронной звезды. Следует искать какие-либо объекты или условия, отсутствующие в диске и присутствующие в гало, взаимодействие которых с нейтронными звездами обеспечивает возможность генерации гамма-всплесков.

в) Не наблюдается какой-либо заметной анизотропии гамма-всплесков на небесной сфере. Согласно расчетам [51], в обозримое время будет накоплена такая статистика событий, которой будет достаточно для проверки любой модели протяженного гало со стандартными источниками. Однако сравнительно недавно было показано [61], что в расчетах углового распределения источников следует учитывать отклонение от изотропии гравитационного галактического потенциала, в частности, из-за вклада потенциала Андромеды. Вследствие даже небольшой анизотропии этого потенциала происходит существенная изотропизация направлений источников гало, поэтому эта модель не окажется опровергнутой даже в случае сохранения изотропии при существенном увеличении числа источников.

г) Соотношение темпа регистрации гамма-всплесков и полного числа нейтронных звезд в гало показывает, что генерация всплесков должна быть рекуррентным процессом. Природа этой рекуррентности не ясна. Если предположить, что процесс генерации всплесков является пуассоновским и происходит с темпом $1/t_{\text{rec}}$, то при одновременном наблюдении всех источников в течение 3 лет должно быть обнаружено около

$$n_{\text{rec}} = \frac{1}{\delta_0 \delta_{\text{GRB}}} \times \begin{cases} 1 & (\text{для однократного удаления}), \\ 10^{-2} & (\text{для случая накопления в гало}) \end{cases} \quad (15)$$

случаев регистрации повторных всплесков от одного источника. Таким образом, обнаружение или необнаружение нескольких повторных источников классических гамма-всплесков позволит сделать выбор между вариантами однократного пролета и накопления источников в гало.

В настоящее время складывается впечатление, что повторные события для гамма-всплесков BATSE не обнаружены [62]. Этот вывод делает более предпочтительным вариант модели гало, согласно которому в качестве источников гамма-всплесков наблюдаются нейтронные звезды, накопившиеся в гало за время жизни Галактики [56].

В качестве моделей однократного удаления следует рассматривать модели "магнетаров" [60] и модели с аккрецией из планетного облака [59]. В первом случае эта модель соответствует геометрическому условию, что излучение источника направлено противоположно направлению скорости источника. Это условие выполняется для модели однократного удаления и нарушается для источников, которые накапливаются в гало за время жизни Галактики. Во втором случае применимость модели однократного удаления связана с оценкой времени эволюции протопланетного облака, в ходе которой происходят спорадические падения малых тел на нейтронную звезду [59]. Это время, около 300 Млет, примерно равняется времени первого удаления нейтронной звезды гало от диска.

д) Обнаруженная корреляция жесткости и интенсивности гамма-всплесков (см. раздел 5.4) показывает, что с точки зрения энергетических спектров источники не являются стандартными свечами. Близкие объекты имеют более жесткие спектры, чем далекие. Отсюда следует, что результаты статистических тестов на однородность пространственного распределения (кривая $\log N/\log F$, тест $\langle V/V_{\text{max}} \rangle$) должны существенно зависеть от энергетического диапазона, в котором измеряются потоки всплесков. Такое свойство статистики гамма-всплесков действительно наблюдается [63] и его следует учитывать при построении моделей источников. Модель источников гало со стандартной функцией распределения по собственным светимостям, в принципе, позволяет объяснить наблюдаемый эффект корреляции жесткости и интенсивности гамма-всплесков. Для этого необходимо предположить [64], что средняя жесткость гамма-излучения источника (hardness ratio — HR) или энергия максимума его спектра E_p пропорциональны его собственной светимости:

$$\text{HR или } E_p \propto \left(\frac{L}{L_{\text{max}}} \right)^{\alpha}. \quad (16)$$

Оказалось, что для объяснения наблюдаемого эффекта корреляции яркости и средней жесткости гамма-всплесков $\langle \text{HR} \rangle$ показатель степени α должен быть равен 0,9–1,8 при условии, что $L_{\text{max}}/L_{\text{min}} = 30\text{--}10$ [64]. Изменение средней спектральной жесткости при переходе от ярких всплесков к слабым может быть связано с тем, что при увеличении расстояния в гало меняется относительная доля наблюдаемых источников с разными светимостями. В совокупность ярких всплесков основной вклад вносят близкие источники с максимальной собственной светимостью L_{max} . Напротив, самые слабые всплески генерируются наиболее далекими источниками с минимальными светимостями L_{min} .

Таким образом, в рамках модели со стандартным распределением источников в гало по собственным светимостям корреляция спектральной жесткости и интенсивности гамма-всплесков имеет естественное объяснение.

4.3. Возможные физические модели генерации гамма-всплесков нейтронными звездами в протяженном гало

Энергия гамма-всплеска может быть связана с термоядерными вспышками вещества в поверхностном слое нейтронной звезды, которое аккрецируется со второго компаньона (как в случае рентгеновских барстеров), или

из межзвездной среды. При термоядерном горении выделяется около 10^{18} эрг г^{-1} , поэтому для полного энергосыделения около 10^{43} эрг требуется сгорание около 10^{25} г водорода. При среднем времени рекуррентности около $3 \times 10^3 - 10^5$ лет (см. (11), (12)) необходимая масса накопится при темпе аккреции около $3 \times 10^{12} - 10^{14}$ г с^{-1} . Он заметно превышает оценку Бонди–Хойла возможного темпа аккреции газа в межзвездной среде, которая составляет 10^9 г с^{-1} . С другой стороны, трудно предположить, что практически все высокоскоростные нейтронные звезды в гало являются компонентами тесных двойных систем и аккрецируют вещество второго компонента.

Вторая возможность объяснения всплесков в протяженном гало связана со столкновениями нейтронных звезд с межзвездными кометами или астероидами. Для того чтобы обеспечить необходимый темп их генерации, столкновения должны происходить с характерным временем рекуррентности менее 10^5 лет. Для этого требуется концентрация комет около 10^{17} пк^{-3} . Полное число комет в протяженном гало объемом около $10^{15} - 10^{18}$ пк^3 составит $10^{32} - 10^{35}$ штук. Верхний предел оценки полной массы гало соответствует галактической скрытой массе, т.е. составляет около $10^{12} M_{\odot} = 10^{45}$ г. Если вся эта масса заключена в малых телах, то средняя масса каждого из них не может превышать $10^{10} - 10^{13}$ г. При аккреции 1 г вещества выделяется около 10^{20} эрг, поэтому аккреция тел с массой $10^{10} - 10^{13}$ г на нейтронную звезду соответствует полному энергосыделению на 9–10 порядков меньше, чем необходимо для излучения одного гамма-всплеска.

Наконец, третьей возможностью реализации аккреционной модели является аккреция на нейтронную звезду малых тел из околосредного планетного и/или кометного облака [59]. Предполагается, что во время вспышки сверхновой в двойной системе с массивным компонентом образовавшаяся нейтронная звезда, покидая двойную систему, может захватить с собой значительную часть массы второго компонента, около 3×10^{28} г. Из этой массы сформируется протопланетное облако, в котором образуются планеты и малые тела. Предполагается, что в течение первых 10^3 лет эволюции протопланетного облака эпизодическая аккреция вещества на нейтронную звезду будет проявляться как вспышки источника мягких повторных всплесков. Затем, после того как сформируется планетная система, возбуждение траекторий комет планетами будет приводить к эпизодическим падениям комет на нейтронную звезду.

Основная трудность этой модели связана с оценкой суммарной массы комет, которые должны упасть на нейтронную звезду для того, чтобы обеспечить полную энергию гамма-всплесков. Согласно приведенной выше оценке полного энергосыделения эта масса составляет около 10^{31} г. Очевидно, что условия образования достаточно массивного протопланетного облака, которое сможет обеспечить такую суммарную массу сталкивающихся комет, представляется маловероятным. Полная вероятность образования в протяженном гало источника гамма-всплесков $\delta_0 \delta_{\text{GRB}}$ получается в этом случае как произведение вероятности вспышки сверхновой в тесной двойной и вероятности реализации благоприятных условий вылета нейтронной звезды для захвата в протопланетное облако достаточно большой массы второго компонента.

С другой стороны, из оценки возможного числа повторных всплесков следует, что вероятность $\delta_0 \delta_{\text{GRB}}$ не может быть меньше, чем $10^{-2} - 10^{-3}$. В противном случае число повторных всплесков окажется достаточно большим для того, чтобы их легко было обнаружить (см. (15)). Таким образом, для астрофизического обоснования модели аккреции из кометного облака необходимо показать, что от 1 до 0,1 % всех нейтронных звезд образуются в тесных двойных и уносят с собой протопланетное облако суммарной массой не менее 1 % от солнечной массы.

Внутренняя энергия нейтронной звезды может быть источником энергии гамма-всплесков, если звезда испытывает спорадические звездотрясения [57]. Причина звездотрясений может быть связана с неравновесным составом звезды и с энергией, запасенной в вихрях вращения и/или в трубках потока внутреннего магнитного поля. Возможность фазовых переходов вследствие образования пионного конденсата [65] не позволяет объяснить генерацию одной звездой большого числа гамма-всплесков, так как такой переход в ходе внутренней эволюции звезды происходит только один раз.

Звездотрясения, вызванные вихрями вращения сверхтекучего ядра нейтронной звезды, могут быть связаны с тем, что по мере замедления вращения коры возникает дифференциальная угловая скорость вращения сверхтекучего и нормального вещества [58]. Эта скорость не может расти неограниченно, так как между корой и сверхпроводящим ядром возникает сила Магнуса, которая стремится уравновесить вращение. Возникает условие для развития неустойчивости, когда момент вращения сверхтекучих вихрей передается оболочке. Однако согласно современным оценкам при этом выделяется энергия около 10^{38} эрг, что заметно меньше, чем энергия, необходимая для генерации одного всплеска в короне.

Однако этот механизм диффузии вихрей может быть связан с гораздо большим энергосыделением, если нейтронная звезда имеет внутреннее магнитное поле порядка 10^{15} Гс [58]. В этом случае полная энергия поля составляет $\sim 10^{48}$ ($\sim 10^{15}$ Гс $^{-1}$) эрг, что примерно соответствует полной энергии, которая затрачивается одной звездой на генерацию полной последовательности гамма-всплесков.

Во внутренней сверхтекучей и сверхпроводящей области нейтронной звезды это поле сосредоточено в виде трубок магнитного потока, каждая из которых обладает энергией поля около 10^{44} эрг. Обычно вихри вращения и трубки магнитного потока непараллельны и образуют во внутренней области звезды сложную взаимно проникающую структуру.

Торможение вращения и затухание глобального магнитного поля сопровождается относительным движением вихрей и трубок и их выходом на поверхность. Вследствие внутренних пересечений трубок и вихрей возникают напряжения, которые могут разряжаться в виде звездотрясений. При этом в коре может выделиться около $10^{41} - 10^{42}$ эрг [58], что хорошо согласуется с оценкой энергетики гамма-всплеска. Таким образом, при наличии в недрах нейтронных звезд сверхсильного магнитного поля относительная диффузия трубок потока и вихрей может вызвать спорадические звездотрясения, полное число и характерная энергия которых

хорошо согласуются с оценками, полученными для источников гамма-всплесков.

4.4. Перспективы наблюдательной проверки галактической модели гамма-всплесков

В настоящее время отсутствуют прямые наблюдательные тесты, которые позволяют сделать выбор между моделью протяженного гало и космологической моделью гамма-всплесков. Отсутствие заметного растяжения усредненных профилей слабых гамма-всплесков относительно усредненных профилей сильных не согласуется с теми вариантами космологической модели, которые предсказывают для фактора растяжения профилей величину $> 1,5$, однако варианты с меньшим растяжением остаются вполне допустимыми (см. раздел 5). С другой стороны, галактическая модель протяженного гало вполне допускает возможность уширения усредненных профилей слабых всплесков относительно усредненных профилей сильных событий. В то же время обе альтернативные модели легко объясняют эффект корреляции жесткости и интенсивности гамма-всплесков: для космологической модели этот эффект рассматривается как естественное проявление космологического красного смещения. Для галактической модели протяженного гало простое предположение о наличии корреляции спектральной жесткости излучения с величиной испускаемого потока также позволяет легко объяснить этот эффект.

Отсутствие отклонений от изотропии на небесной сфере распределения локализованных источников также не может служить прямым аргументом в пользу космологической модели или против галактической модели гамма-всплесков. Расчеты реальных движений нейтронных звезд в гало [61] показали, что их траектории достаточно хаотизируются для "замывания" всех возможных эффектов анизотропии.

Вероятно, единственным прямым наблюдательным тестом для выбора между космологической и галактической моделями является прямое наблюдение гало ближайшей спиральной галактики М31 (туманность Андромеды) прибором, который имеет для этого достаточную чувствительность. В настоящее время предложен специальный космический проект EREBUS [66] для проведения таких наблюдений. Если регистрируемые в настоящее время гамма-всплески имеют галактическое происхождение, то EREBUS должен зарегистрировать статистически значимое число гамма-всплесков от М31. Напротив, если источники гамма-всплесков имеют космологическое происхождение, то данные проекта EREBUS не должны показывать наличия какого-либо избытка в направлении М31. Можно надеяться, что проект EREBUS будет реализован в ближайшие несколько лет и позволит выяснить природу гамма-всплесков на основе прямых наблюдательных данных.

5. Космологические модели гамма-всплесков

5.1. Наблюдательные свидетельства в пользу космологического происхождения гамма-всплесков

Известно, что данные эксперимента BATSE позволили получить небесные координаты более 1000 источников гамма-всплесков [4]. Эти источники расположены на небе с высокой степенью однородности (см. рис. 1). Оценка

дипольных и квадрупольных моментов этого распределения [67] свидетельствует об очень высокой степени изотропии. Также не оправдались попытки обнаружить анизотропию для каких-нибудь выделенных подмножеств всплесков, отобранных по какому-либо признаку. Так, на начальном этапе эксперимента BATSE появились сообщения [68] о том, что гамма-всплески со средней интенсивностью (не самые яркие и не самые слабые) группируются к диску Галактики (эффект около $2,9\sigma$) и к ее центру (эффект около $3,2\sigma$). Однако последующие исследования на большем объеме данных не подтвердили крупномасштабной анизотропии. Эффекты концентрации всплесков средней интенсивности к диску и центру Галактики составляет теперь $0,3\sigma$ и $1,7\sigma$ соответственно [4, 67]. Для произвольных осей дипольной и квадрупольной составляющих анизотропии отклонения от нуля дипольного момента и от $1/3$ квадрупольного момента составляют $0,9\sigma$ и $0,3\sigma$ соответственно. Поэтому в настоящее время можно утверждать, что анизотропия на небесной сфере в больших угловых масштабах не наблюдается как для всей совокупности гамма-всплесков, так и для их различных подмножеств, отобранных по различным параметрам или признакам.

Также были предприняты попытки найти анизотропию гамма-всплесков на малых углах. Этот эффект мог бы проявиться, как мелкомасштабная неоднородность распределения источников на небе [69]. Если всплески имеют метагалактическое происхождение, то расположение их источников на небесной сфере может коррелировать с галактиками, скоплениями галактик или квазарами. Однако изучение неоднородностей расположения всплесков в малом угловом масштабе также не привело к выводу об отклонении от изотропии [70, 71]. С другой стороны, попытки прямого отождествления гамма-всплесков с известными метагалактическими источниками также не привели к какому-либо значимому результату.

Поэтому в настоящее время нет данных о том, что гамма-всплески имеют какое-либо отклонение от изотропного распределения на небесной сфере. С другой стороны, статистика подсчетов всплесков с различной интенсивностью однозначно указывает на то, что источники не могут быть стандартными свечами, однородно заполняющими окружающее евклидово пространство.

Статистика подсчетов гамма-всплесков BATSE показывает отклонение зависимости $N(>F)$ от закона "три вторых" (см. рис. 4) [4]. Наблюдается дефицит слабых источников относительно оценки их числа на основе указанного закона. Таким образом, из статистического анализа расположения всплесков на небесной сфере и из статистики подсчетов гамма-всплесков с разными яркостями следует вывод, что источники распределены изотропно по всем пространственным направлениям, но они не могут быть стандартными свечами с однородным пространственным распределением в евклидовом пространстве.

На основе этого вывода было предложено связать гамма-всплески с источниками на космологических расстояниях.

Вообще говоря, гипотеза о космологическом происхождении космических гамма-всплесков впервые была предложена в самом начале их изучения как логическая альтернатива галактическим и гелиосферным моделям [72–75]. Однако все основные представления о гамма-

всплесках, которые сформировались до начала эксперимента BATSE в 1991 г., практически полностью исключали их космологическое происхождение. Во-первых, в спектрах многих гамма-всплесков были обнаружены спектральные детали, которые интерпретировались как электронные циклотронные резонансы и как линии от электрон-позитронной аннигиляции на поверхности нейтронной звезды. Во-вторых, имелись некоторые наблюдательные указания на концентрацию слабых всплесков к диску галактики. В-третьих, для некоторых всплесков были обнаружены повторные события, указывающие на рекуррентность вспыхивающих источников. Данные BATSE на большом статистическом материале не подтвердили факт наличия спектральных линий у классических гамма-всплесков, с одной стороны, и позволили выделить повторные гамма-всплески в особый класс событий, с другой. Поэтому, как только высокая степень изотропии наряду с указанием на пространственную неоднородность были установлены с достаточной степенью достоверности, космологические модели вновь стали популярными для классических гамма-всплесков и в 1991–1994 гг. заняли лидирующее положение среди теоретических представлений о природе этого явления (см., например, [76]).

Согласно большинству из этих моделей, источники всплесков имеют стандартные свойства в сопутствующих системах отсчета. Наблюдаемое значение $\langle V/V_{\max} \rangle$ связано с неевклидовским характером пространства-времени на космологических масштабах. В конкретных моделях значение $\langle V/V_{\max} \rangle$ непосредственно связано с величиной красного смещения источников слабых всплесков на пороге регистрации, которые находятся на максимальном удалении от наблюдателя. Связь статистики подсчетов гамма-всплесков с космологическими моделями была выполнена многими авторами, и полученные результаты в целом достаточно хорошо согласуются друг с другом (табл. 1) [77].

Таблица 1. Характерные параметры космологических источников гамма-всплесков [77]

Красное смещение источников слабых всплесков	Светимость, эрг с ⁻¹	Число событий	Ссылка
$Z = 1$	10^{50}	$3 \times 10^{-7} \text{ год}^{-1} \text{ гал.}^{-1}$	[78]
$Z = 1,5$	2×10^{51}	$2 \times 10^{-6} \text{ год}^{-1} \text{ гал.}^{-1}$	[79]
$Z = 1,2$	4×10^{51}	$10^{-7} \text{ год}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$	[80]
$Z = 0,8$	5×10^{50}	$2 \times 10^{-8} \text{ год}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$	[81]

5.2. Природа космологических источников гамма-всплесков

Наблюдаемый темп регистрации гамма-всплесков и оценка максимального красного смещения соответствуют темпу генерации около $\dot{R}_{\text{GRB}} = 10^{-6}$ событий в стандартной галактике в год. При этом быстрая переменность потока всплесков соответствует пространственному масштабу энерговыделения, который меньше размеров любой звезды, кроме нейтронных звезд и черных дыр. Для объяснения их космологического происхождения необходимо предложить такие модели источников, которые могут обеспечить генерацию гамма-излучения с энергией $E_{\text{GRB}} = 10^{50} - 10^{51}$ эрг (при изотропном характере излучения) в течение нескольких

секунд (или десятков секунд). Указанная энергия составляет значительную долю (0,1–1 %) от полной гравитационной энергии нейтронной звезды с солнечной массой.

Отсюда следует предположение, что гамма-всплески могут быть связаны с какими-либо катастрофическими эпизодами в эволюции релятивистских компактных звезд (нейтронных звезд или черных дыр), во время которых может быть излучена значительная доля полной энергии. Наиболее популярной в настоящее время является модель тесных столкновений и слияния компонентов тесных двойных систем (нейтронная звезда + нейтронная звезда) или (нейтронная звезда + черная дыра) (см., например, [82, 76, 79]). Малое характерное время переменности гамма-всплеска и энерговыделение также может объяснить вторая модель, согласно которой всплеск происходит при коллапсе вырожденного намагниченного карлика в нейтронную звезду с миллисекундным периодом вращения и со сверхсильным магнитным полем [83, 84].

Известно, что эволюция двойных систем, состоящих из релятивистских компактных звезд, обязательно заканчивается катастрофическим эпизодом их слияния. При этом выделяется энергия $E_{\text{NS/NS}} > 10^{53}$ эрг, которая излучается во всплеске гравитационного излучения, в импульсе нейтринного излучения и во всплеске гамма-лучей. Наблюдения трех двойных радиопульсаров позволили оценить число таких слияний в нашей Галактике, которое оказалось достаточно большим: $\dot{R}_{\text{NS/NS}} = 10^{-5,5 \pm 0,5}$ событий в год [85].

При слиянии тесной двойной системы релятивистских звезд образуется центральный объект около $(2-3) M_{\odot}$ с релятивистской температурой. Вследствие орбитального момента вокруг него формируется толстый аккреционный диск. Во время слияния энерговыделение происходит как в центральном объекте, так и в аккреционном диске. Согласно численным расчетам, сливающаяся система имеет наибольшую прозрачность вдоль оси вращения, поэтому основное гамма-излучение будет генерироваться в виде двух узких пучков вдоль оси вращения системы [86]. Если пучки имеют характерный угол раскрытия δ , то количество слияний, наблюдаемых как всплески гамма-излучения, составит долю $\approx \delta^{-2}$ от их полного числа. Из приведенных выше оценок числа слияний NS/NS в галактике и оценки частоты этих событий, а также из числа наблюдаемых всплесков следует, что угол раствора пучка должен быть достаточно велик: $\delta > (\dot{R}_{\text{NS/NS}}/\dot{R}_{\text{GRB}})^{1/2} = 1-0,3$ рад. Отсюда следует, что наблюдаемое число гамма-всплесков находится достаточно близко к пределу, который допускает модель катастрофического слияния тесных двойных релятивистских звезд.

Известны работы, в которых были получены гораздо большие оценки для частоты катастрофических слияний релятивистских звезд в галактике. Согласно [87] для двойных нейтронных звезд этот темп составляет $\dot{R}_{\text{NS/NS}} = 10^{-3,5}$ событий в год. Моделирование звездной эволюции методом Монте-Карло дало сравнимую оценку [88]. В этом случае допустимый угол пучка гамма-фотонов вдоль оси вращения системы может быть гораздо меньше: около $\delta = 0,06$ рад = 3° .

Таким образом, данные по эволюции тесных двойных звезд с релятивистскими компонентами показывают, что в окружающей области пространства с Z около 1,0 происходит достаточное количество катастрофических

слияний компактных релятивистских звезд, во время которых выделяется энергия, достаточная для объяснения наблюдаемых гамма-всплесков. Этот сценарий является в настоящее время наиболее популярным для объяснения возможной причины генерации гамма-всплесков на космологических расстояниях.

Другие космологические модели основаны на аналогии энергетических спектров гамма-всплесков со спектрами жесткого излучения ядер активных галактик [89, 90]. Предполагается, что гамма-всплески возникают во время аккреции релятивистской звезды на массивную черную дыру с массой 10^3 – 10^6 масс Солнца. Во время аккреции происходит возмущение основного пучка частиц от массивной черной дыры, в результате чего в широком телесном угле может генерироваться гамма-излучение, и при этом могут формироваться достаточно сложные профили всплесков. Однако до настоящего времени ни один из гамма-всплесков не удалось отождествить с такими яркими внегалактическими источниками, какими являются ядра активных галактик. Также не были сделаны астрономические оценки того, насколько часто активное ядро галактики может стать источником гамма-всплесков и насколько это согласуется с частотой их регистрации. Поэтому эта модель в настоящее время не имеет большого числа сторонников.

5.3. Возможные физические модели генерации гамма-всплесков на космологических расстояниях

В рамках космологического сценария предполагается, что энергия от слияния двух релятивистских звезд или от коллапса вырожденного карлика в нейтронную звезду $E_{\text{GRB}} \sim 10^{50}$ – 10^{51} эрг выделяется в очень малом объеме пространства с масштабом $R_0 \sim 10^7$ – 10^8 см за очень короткое время $\sim R_0/c$. Плотность электромагнитной энергии в этом объеме будет настолько велика, что он оказывается существенно непрозрачным для жестких фотонов относительно процесса фотон-фотонного рождения электрон-позитронных пар [91]:

$$\tau_{\text{ph/ph}} = \frac{f E_{\text{GRB}} \sigma_T}{R_0^2 m_e c^2} \sim \frac{10^{19} f E_{\text{GRB}(51)}}{R_{0(7)}^2}, \quad (17)$$

где f — доля первичных фотонов с энергией выше порога рождения пар. Поэтому вследствие большой оптической толщины в области энерговыделения должно установиться равновесное распределение фотонов, электронов и позитронов с температурой около

$$T_0 \sim 6 E_{\text{GRB}(51)}^{1/4} R_{0(7)}^{3/4} \text{ МэВ}. \quad (18)$$

Образовавшийся сгусток электромагнитной энергии в виде конгломерата фотонов и электрон-позитронных пар называется фajerболом (см., например, [91–94]). Этот конгломерат имеет огромное внутреннее лучистое давление, которое не уравновешено никакой внешней силой, поэтому должно происходить расширение фajerбола с релятивистской скоростью [92].

Кроме электромагнитной составляющей часть энергии фajerбола связана с барионами. Основной компонентой барионов являются протоны. В целом фajerбол должен быть электронейтральным, поэтому полное число протонов равно избыточному числу электронов над позитронами. Соответственно, оптическая толщина фajerбола относительно барионной компоненты опре-

деляется томсоновским сечением рассеяния фотонов на этих избыточных электронах:

$$\tau_{\text{bar}} = n_{\text{bar}} \sigma_T R_0 \sim \tau_{\text{ph/ph}} \frac{m_e}{m_p} \sim 3 \times 10^{15} \frac{f E_{\text{GRB}(51)}}{\varepsilon R_{0(7)}^2}. \quad (19)$$

Важным параметром фajerбола, который существенно определяет характер всей его эволюции, является отношение ε энергии излучения E_{rad} к полной энергии покоя барионов $M_{\text{bar}} c^2$. На начальном этапе образования и расширения фajerбола энергия излучения превышает энергию электрон-позитронных пар ($\varepsilon \gg 1$), и фajerбол проходит радиационно-доминированную фазу расширения.

В этой фазе (см., например, [91]) лоренц-фактор расширения Γ растет пропорционально радиусу фajerбола R , а плотность энергии излучения w убывает как R^{-4} . Поэтому характерная температура излучения фajerбола в системе покоя наблюдателя остается постоянной: $T_{\text{obs}} \sim \Gamma w^{1/4} \sim T_0$. В сопутствующей системе отсчета фajerбол расширяется однородно в каждой точке, но в системе наблюдателя его размер $R_{\text{obs}} \sim R/\Gamma$ остается постоянным и приблизительно равным начальному значению R_0 . Расширение в радиационно-доминированной фазе продолжается до тех пор, пока лоренц-фактор не достигнет значения $\Gamma \sim \varepsilon$ и радиус фajerбола не станет равным

$$R_\varepsilon \sim R_0 \varepsilon \sim 10^{11} R_{0(7)} \varepsilon_{(4)} \text{ см}. \quad (20)$$

При этом кинетическая энергия барионов становится сравнимой с электромагнитной энергией.

После этого наступает фаза барионно-доминированного расширения фajerбола. В этой фазе лоренц-фактор остается постоянным и сохраняется толщина оболочки расширяющегося фajerбола $\sim R_0$. Концентрация электронов в оболочке уменьшается пропорционально R^{-2} , и при достижении радиуса

$$R_c \sim 10^{15} R_{0(7)}^{3/8} E_{\text{GRB}(51)}^{3/8} \text{ см} \quad (21)$$

фajerбол становится прозрачным. В этот момент излучение фajerбола отделяется от вещества.

Последняя фаза эволюции фajerбола существенно связана с его взаимодействием с окружающей межзвездной средой. По аналогии с моделями расширения оболочек сверхновых предполагается, что эта фаза наступает в тот момент, когда потери импульса фajerбола из-за торможения в межзвездной среде сравниваются с величиной этого импульса. Аналогично сверхновым в этой фазе часть энергии фajerбола, которая в радиационно-доминированной фазе была "поглощена" барионной компонентой, преобразуется в энергию внутренней (сходящейся) и внешней (расходящейся) ударных волн и в конечном итоге вновь преобразуется в электромагнитную энергию. Радиус перехода в фазу торможения барионов составляет

$$R_{\text{br}} \sim 10^{15} E_{\text{GRB}(51)}^{1/3} \varepsilon_{(4)}^{-2/3} n^{-1/3} \text{ см}. \quad (22)$$

Из сравнения соотношений (21) и (22) следует, что эти масштабы оказываются одного порядка при $\varepsilon \sim 10^4$. При $\varepsilon > 10^4$ из соотношения масштабов $R_{\text{br}} < R_c$ следует, что барионно-доминированная фаза свободного полета

файербол практически отсутствует, и торможение файербол в межзвездной среде наступает уже на радиационно-доминированной фазе. При $\varepsilon < 10^4$ барионная компонента файербол испытывает свободный разлет с лоренц-фактором $\Gamma \sim \varepsilon$ до того, как начнет проявляться торможение разлета из-за взаимодействия с межзвездной средой.

Таким образом, файербол как физический объект представляет собой достаточно простую физическую систему, эволюция которой описывается простыми физическими соотношениями. При свободном расширении файербол в радиационно-доминированной и барионно-доминированной фазах его физика во многом аналогична условиям на ранних стадиях расширения Вселенной. Эффект релятивистского лоренцевского сокращения в системе наблюдателя компенсирует геометрическое расширение оболочки, поэтому характерная продолжительность импульса излучения файербол в этих фазах определяется начальным размером файербол и составляет $\sim 10^{-3} R_{0(7)} \text{ с}$.

На этапе торможения файербол характерные физические закономерности такие же, как при расширении оболочки сверхновой в межзвездной среде. Продолжительность импульса излучения в этой фазе определяется характерными временами трансформации кинетической энергии барионов в энергию внешней и внутренней ударных волн и последующей диссипации энергии этих волн в излучение [95, 96].

В рамках космологической модели предполагается, что все многообразие профилей классических гамма-всплесков связано с фазой торможения файерболов в межзвездной среде. Продолжительность этой фазы может составить около нескольких секунд, что согласуется с характерными продолжительностями гамма-всплесков. Жесткие короткие гамма-всплески могут быть связаны с излучением внутренней ударной волны, распространяющейся к центру файербол. Межзвездная среда является достаточно неоднородной, и поэтому ударные волны должны иметь сложную геометрическую картину фронтов. Излучения различных фрагментов ударных волн могут значительно различаться и будут приходить к наблюдателю в разные моменты времени. Неоднородность ударных волн в фазе торможения файербол может объяснить гамма-всплески со сложными многопиковыми профилями, у которых импульсы излучения разделены "пустыми" промежутками с фоновым темпом регистрации фотонов.

5.4. Перспективы наблюдательной проверки космологической модели гамма-всплесков

Практически одновременно с разработкой космологических моделей гамма-всплесков были предложены основные возможные пути их наблюдательной проверки. Эти тесты можно условно разделить на две группы. К первой можно отнести тесты, основанные на проверке присутствия пространственно-временных особенностей, связанных с неевклидовым характером геометрии расширяющейся Вселенной. Ко второй группе относятся тесты, основанные на проверке следствий физических условий генерации гамма-лучей расширяющимися файерболлами. Ниже обсуждаются обе группы космологических тестов.

Очевидно, что основные тесты первой группы должны быть связаны с проверками красного смещения частоты фотонов и космологического замедления темпа

времени для процессов, наблюдаемых на космологических расстояниях. Эти тесты можно назвать *геометрическими* тестами. Если принять простейшую космологическую модель, согласно которой все источники являются стандартными свечами в сопутствующих системах отсчета, то для проверки этих тестов следует разделить все события на группу сильных всплесков от близких источников с малым красным смещением Z_{bright} и группу слабых всплесков от далеких источников с красным смещением Z_{dim} . Фактор

$$Y(Z_{\text{dim}}, Z_{\text{bright}}) = \frac{1 + Z_{\text{dim}}}{1 + Z_{\text{bright}}} \quad (23)$$

описывает величину красного смещения наблюдаемых спектральных распределений слабых всплесков по отношению к спектрам сильных событий. Этот же фактор определяет отношение наблюдаемого временного масштаба для группы слабых всплесков к аналогичному масштабу для группы сильных всплесков при условии, что в сопутствующих системах отсчета эти масштабы совпадают для источников обеих групп. Согласно данным табл. 1, этот космологический фактор для гамма-всплесков должен составлять $Y_0 = 1,8-2,5$.

Проведенные в последнее время "геометрические тесты" космологических моделей гамма-всплесков привели к неоднозначным результатам.

Для проверки космологического замедления времени была предложена специальная процедура усреднения профилей гамма-всплесков методом совмещения моментов их основных пиков [97, 98]. Профиль каждого всплеска нормировался на основе условия, чтобы его основной пик был равен $f_{\text{max}} = 1,0$. Проводилось совмещение профилей вдоль временной оси так, чтобы в момент времени $t_0 = 0$ совпали максимальные пики. После этого профили безразмерных потоков f_i усреднялись для каждого временного интервала i . В результате получалась *усредненная кривая излучения всплесков* (УКИВ, ACE) (рис. 8). Кривая имеет однопиковую форму с быстрым нарастанием и более медленным затуханием. Эта форма указывает на то, что процесс

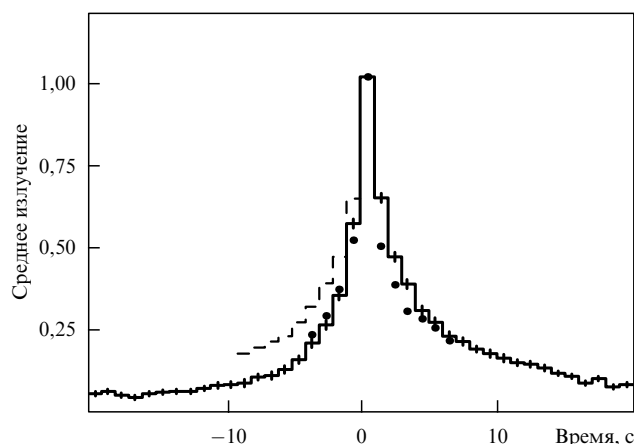


Рис. 8. Усредненная кривая излучения 338 всплесков BATSE [97, 98]. Обращенный во времени задний склон кривой показан штрихами. Точки — результаты усреднения на основе данных APEX [102].

генерации всплесков является несимметричным во времени.

Сравнение УКИВ в различных спектральных каналах показало, что при увеличении энергии фотонов пик этой кривой сужается. В целом, форма и продолжительность пика УКИВ может характеризоваться эквивалентной шириной

$$t_{ACE} = \sum 1,024(1 + \langle f_i \rangle) c \quad (24)$$

для $f_i > 1,0$. Значения t_{ACE} для разных спектральных каналов приведены в табл. 2.

Таблица 2. Ширины фронтов нарастания, задних склонов и полного пика для УКИВ на уровне 0,1 для спектральных дискриминаторов BATSE № 1 (25–50 кэВ), № 2 (50–100 кэВ) и № 3 (100–300 кэВ) [98]

Параметр	Дискриминатор № 1	Дискриминатор № 2	Дискриминатор № 3
Ширина t_{ACE} на фронте нарастания, с	$3,26 \pm 0,05$	$2,58 \pm 0,05$	$2,11 \pm 0,04$
Ширина t_{ACE} на заднем склоне, с	$4,98 \pm 0,06$	$4,41 \pm 0,05$	$3,52 \pm 0,05$
Полная ширина t_{ACE} , с	$8,24 \pm 0,05$	$6,99 \pm 0,07$	$5,63 \pm 0,06$
Фактор растяжения УКИВ относительно дискриминатора № 3	$1,42 \pm 0,15$	$1,25 \pm 0,03$	1,0

Интерполяция этих значений позволила найти связь эквивалентной ширины пика УКИВ от энергии излучения [98]:

$$t_{ACE}(E) = 5,25 \left(\frac{173 \text{ кэВ}}{E} \right)^{0,23 \pm 0,06} c. \quad (25)$$

Учитывая, что всплески имеют разнообразные формы со случайным расположением пиков и промежутков между пиками, можно утверждать, что УКИВ представляет собой среднюю характеристику переменности всплесков и что для космологического теста замедления времени следует использовать именно эти кривые. Такой тест был проведен для наиболее статистически обеспеченной совокупности гамма-всплесков эксперимента BATSE. Сравнивались УКИВ для групп сильных и слабых всплесков, разделенных по максимальному потоку, измеренному для временной шкалы с разрешением 1024 мс. Простое сравнение этих кривых в одинаковом энергетическом диапазоне 50–300 кэВ не показало какого-либо различия между ними (рис. 9) [97, 98]. В таблице 3 приведены оценки характерных времен t_{ACE} , которые также показывают систематическое увеличение временных масштабов переменности слабых всплесков относительно сильных.

Таблица 3. Ширины фронтов нарастания, задних склонов и полного пика для УКИВ на уровне 0,1 для спектральных дискриминаторов № 2 + № 3 для групп сильных и слабых гамма-всплесков BATSE [98]

Группы усреднения	Число событий	Поток в пике, фотоны $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$	t_{ACE} на фронте, с	t_{ACE} на склоне, с	t_{ACE} всего пика, с
Все	338	—	$2,33 \pm 0,04$	$4,21 \pm 0,05$	$6,54 \pm 0,06$
Яркие	143	> 1	$2,47 \pm 0,06$	$4,16 \pm 0,07$	$6,64 \pm 0,10$
Слабые	179	< 1	$2,25 \pm 0,06$	$4,32 \pm 0,07$	$6,57 \pm 0,09$
Самые яркие	73	$> 2,5$	$2,57 \pm 0,09$	$3,65 \pm 0,09$	$6,21 \pm 0,13$
Самые слабые	69	$> 0,45$	$2,14 \pm 0,09$	$4,35 \pm 0,12$	$6,50 \pm 0,15$

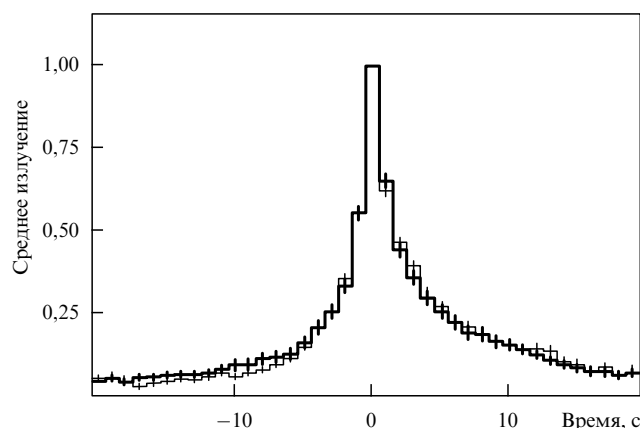


Рис. 9. Сравнение усредненных кривых излучения 143 сильных гамма-всплесков BATSE с потоком в максимуме $> 1 \text{ фотон } \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ (жирная линия) и 179 слабых всплесков BATSE с потоком в максимуме $< 1 \text{ фотон } \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ (тонкая линия) [97, 98].

Вообще говоря, эффект сужения пика УКИВ при увеличении энергии может "замаскировать" проявление космологического растяжения времени. Действительно, при сравнении в одном и том же спектральном диапазоне сильных и слабых всплесков следует учитывать, что в сопутствующих системах отсчета энергии фотонов слабых и сильных событий относятся как $Y(Z_{\text{dim}}, Z_{\text{bright}})$. В соответствии с (25) в сопутствующей системе исходный профиль УКИВ для слабых всплесков должен быть более узким, чем аналогичный профиль для сильных всплесков. Поэтому, в принципе, космологическое растяжение профилей слабых всплесков могло бы быть скомпенсировано их исходным сужением в сопутствующей системе.

Для проверки этой возможности был проведен самосогласованный космологический тест, в рамках которого возможность космологического уширения УКИВ проверялась с учетом космологического красного смещения и сужения профилей всплесков при увеличении энергии фотонов. Оказалось, что этот тест также дает отрицательный результат. Полученная оценка фактора космологического расширения соответствует $Y = 0,92 \pm 0,2$ [98].

Следует отметить, что этот вывод не согласуется с результатом сравнения сильных и слабых всплесков, выполненного группой Норриса также на основе данных BATSE [99, 100]. В этих работах было обнаружено существенное (почти в два раза) расширение усредненной эмиссионной кривой слабых всплесков по сравнению с аналогичной кривой для сильных всплесков. Согласно последним данным [101], Норрис и др. оценивают космологический фактор Y как $\sim 1,5$. Причина различия результатов этих тестов космологического уширения,

вероятно, кроется в различном отборе всплесков в группы сильных и слабых. В одном случае отбор проводился по величине максимального потока для той временной шкалы измерений, для которой проводилось усреднение профилей [98]. Группа Норриса сортировала всплески более сложным методом, включавшим вейвлетное разложение и сглаживание их профилей. Было установлено, что УКИВ сильных и слабых всплесков не различаются между собой при условии, что всплески отобраны по максимальному потоку, зарегистрированному для той временной шкалы, для которой проводилось усреднение.

Второй "геометрический" тест космологической модели основан на сравнении усредненных спектральных распределений для групп сильных и слабых всплесков. В качестве спектрального параметра использовалось отношение потока отсчетов в спектральном канале дискриминатора № 3 (100–300 кэВ) к потоку отсчетов в спектральном канале дискриминатора № 2 (50–100 кэВ). Это сравнение показало, что они имеют различную среднюю жесткость: усредненная кривая жесткости для сильных всплесков проходит всюду выше аналогичной кривой для слабых всплесков (рис. 10). Этот эффект, который можно назвать эффектом корреляции жесткости и интенсивности гамма-всплесков, хорошо согласуется с предсказанием космологической модели [76]. Впервые этот эффект был обнаружен для небольшой совокупности гамма-всплесков в эксперименте APEX проекта ФОБОС [102]. Впоследствии его удалось подтвердить по данным BATSE [97, 98, 103] и в настоящее время его можно считать надежно установленным.

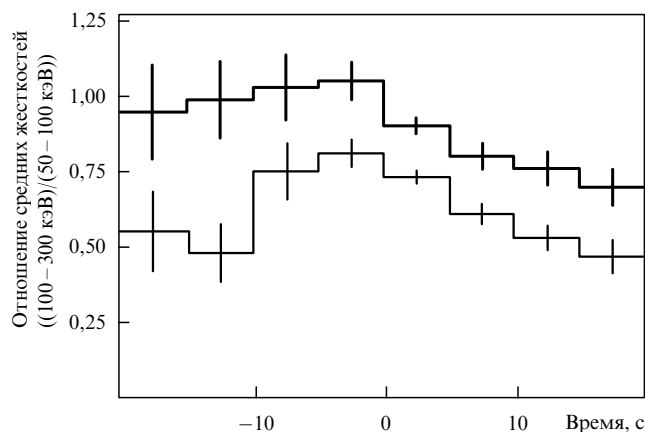


Рис. 10. Сравнение усредненных кривых параметра жесткости излучения 143 сильных гамма-всплесков BATSE с потоком в максимуме > 1 фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ (жирная линия) и 179 слабых всплесков BATSE с потоком в максимуме < 1 фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ (тонкая линия) [97, 98].

Сравнительно недавно этот эффект корреляции жесткости и интенсивности был достаточно подробно изучен [104] на основе усреднения значений спектральных максимумов $\langle E_p \rangle$ интегральных фотонных спектров для пяти групп всплесков с различными потоками (рис. 11). На основе космологической модели были выполнены оценки красных смещений источников этих групп всплесков. Для всплесков самой сильной и самой слабой групп космологический фактор Y составил $1,86^{+0,36}_{-0,24}$ [104].

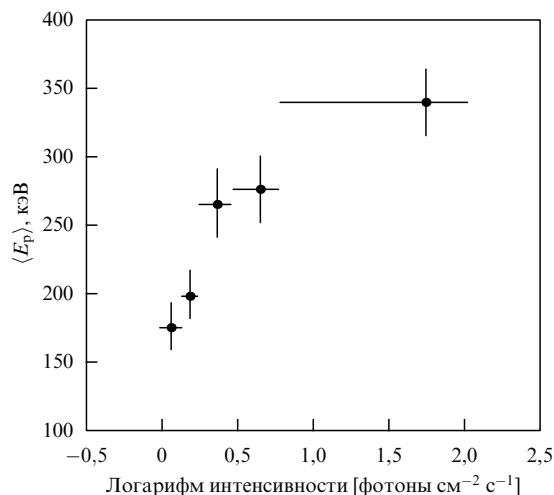


Рис. 11. Зависимость среднего значения пика спектрального распределения фотонов от максимального значения потока для пяти групп гамма-всплесков, отобранных по их интенсивностям [104].

Однако однозначная космологическая интерпретация эффекта корреляции жесткости и интенсивности гамма-всплесков вызывает серьезные сомнения. Сравнение УКИВ для указанных пяти групп, отобранных по интенсивности всплесков, показало, что между ними не наблюдается того эффекта замедления времени, который должен был бы сопровождать космологическое красное смещение [108]. На рисунке 12 показаны оцененные значения $t_{\text{АСЕ}}$ и теоретические значения $t_{\text{АСЕ}}$, вычисленные на основе космологической модели и оценки фактора Y , приведенной в [104]. Согласие между этими величинами отсутствует.

В настоящее время наиболее прямые "геометрические" тесты космологической модели гамма-всплесков не привели к ее однозначному подтверждению. Оказалось, что при сравнении усредненных временных характеристик сильных и слабых всплесков не проявляется эффект космологического растяжения. Напро-

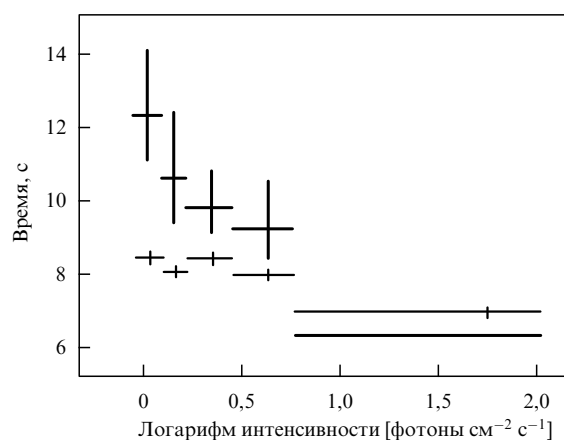


Рис. 12. Ширины усредненных кривых излучения всплесков для пяти групп гамма-всплесков, отобранных по их интенсивностям (тонкие линии). Жирные линии — значения ширины УКИВ, оцененные в соответствии с факторами уширения на основе космологической интерпретации эффекта корреляции жесткости и яркости [108].

тив, эти величины удивительно хорошо согласуются между собой.

Для "спасения" космологической модели необходимо предположить, что в сопутствующих системах отсчета внутренние свойства источников гамма-всплесков различаются на близких и на далеких космологических расстояниях. Их профили в сопутствующих системах должны "сжиматься" с увеличением красного смещения в точности таким образом, чтобы это сжатие практически полностью компенсировало космологическое растяжение профилей, которое должно наблюдаться в системе покоя наблюдателя.

Ко второй группе относятся "физические" тесты космологической модели. Они носят характер "нет-тестов", так как основаны на поиске таких физических особенностей излучения гамма-всплесков, которые не могут быть совмещены с их космологическим происхождением. Во-первых, "нет-тест" соответствует обнаружению любой анизотропии всплесков на небесной сфере. Космологическая модель соответствует полной изотропии (с очень малым дипольным эффектом вдоль направления собственного движения наблюдателя космологической системы отсчета, который не может быть обнаружен в обозримое время). Во-вторых, "нет-тест" соответствует обнаружению любых признаков рекуррентности источников классических гамма-всплесков. Космологические гамма-всплески не имеют рекуррентности. Однако это "нет" также не является абсолютным, и, в принципе, можно построить космологические сценарии, в которых всплески могут иметь рекуррентность. Третий "нет-тест" связан с обнаружением спектральных линий у гамма-всплесков. В космологической модели условия для формирования спектральных линий отсутствуют. Достаточно обнаружить спектральную деталь типа циклотронной линии поглощения хотя бы для одного гамма-всплеска, чтобы космологическая модель стала маловероятной или даже практически невозможной.

Таким образом, проверка космологической модели не дает в настоящее время однозначного ответа на вопрос о ее применимости для объяснения гамма-всплесков. Можно утверждать, что модель со стандартными источниками противоречит сходству усредненных временных характеристик для сильных и слабых гамма-всплесков. Обращаясь к основной физической модели релятивистского факелла, можно предположить, что изменение свойств источников на разных космологических расстояниях не может быть связано с фазами свободного релятивистского разлета факеллов. Динамика в этих фазах определяется фундаментальными физическими соотношениями, которые должны быть одинаковы во всех сопутствующих системах. Напротив, факелл в фазе торможения в межзвездной среде зависит от внешней среды, и поэтому для него можно было бы указать физические причины, по которым источники с разными красными смещениями будут иметь разные свойства.

Можно предположить, что в дальнейшем теоретическое развитие космологических моделей пойдет в направлении изучения возможностей внутреннего различия источников гамма-всплесков на разных космологических расстояниях. Параллельно на основе наблюдений будет проводиться дальнейшая проверка "геометрических" и "физических" тестов космологических моделей.

6. Заключение

Представленный обзор со всей очевидностью показывает, что вопрос происхождения космических гамма-всплесков превратился в глобальную астрофизическую проблему. Гамма-всплески, исходя ли они из далеких галактик, из гало нашей Галактики или из объектов, находящихся на периферии солнечной системы, затрагивают столь большой круг астрофизических вопросов, что невольно привлекают к себе всеобщее внимание. Представители практически всех направлений современной астрофизики вынуждены соприкасаться с гамма-всплесками. Попытки решения проблемы породили много новых идей и предложений, которые могут плодотворно развиваться как применительно к гамма-всплескам, так и сами по себе. Все более мощный арсенал средств используется для наблюдения этого загадочного космического явления. В поиски источников всплесков активно включаются не только "соседи" по диапазону — мягкий рентгеновский и гамма-излучение сверхвысоких энергий, но и ультрафиолетовый, оптический и радиодиапазоны. По-видимому, преимущества такого комплексного подхода должны вскоре проявить себя, и в течение ближайшего пятилетия проблема, если и не решится окончательно, то в существенной мере будет прояснена.

Гамма-всплески оказались "крепким орешком", но все же прогресс, хоть и медленный, в понимании явления, несомненно, происходит (см., например, [109,110]). Многие из предложенных гипотез уже сошли со сцены под давлением неоспоримых фактов: угловой изотропии всплесков, пространственной неоднородности, отсутствия линий в спектрах. Можно попытаться предсказать будущее оставшихся гипотез, хотя научные прогнозы мало чем отличаются в части их реализации от прогнозов в политике и спорте.

Как нам кажется, в достаточно критическом положении находятся метагалактические модели — ввиду отсутствия положительной реакции на специфически космологические тесты. Модели протяженного гало Галактики тоже близки к "критическому моменту" и сильно "зажаты" двумя противодействующими фактами: высокой степенью всплесковой изотропии, отодвигающей границу источников все дальше, и отсутствием ожидаемых гамма-сигналов от гало Андромеды. Нет достаточно сильных аргументов и у третьего класса моделей — гелиосферных источников. Феноменологически они могут соответствовать наблюдаемым гамма-всплескам, но встречаются со значительными (возможно, непреодолимыми) трудностями со стороны энергетики, условий и процессов генерации высокоэнергетичных гамма-квантов.

Что же остается? Остаются, по сути, три возможности. Во-первых, проводимые в настоящее время интенсивные исследования гамма-всплесков позволят наконец сделать однозначный выбор в пользу одной из трех обсуждаемых моделей: космологической, галактической или гелиосферной. Во-вторых, может оказаться, как это уже случалось в астрофизике, что произойдет переоценка наблюдательных представлений о явлении гамма-всплесков, и на сцену смогут вернуться старые модели источников, которые были отвергнуты ранее. Такими источниками гамма-всплесков могут быть различные эруптивные [105] или нейтронные [106] звезды в пределах толщины галактического диска или вспыхивающие зве-

зды в ближнем солнечном окружении [107]. В-третьих, если дело дойдет до полного отсутствия удовлетворительных моделей (что сейчас, конечно, преждевременно обсуждать), то возникнет кризис "непонимания", который, несомненно, затронет не только астрофизику. Возможно, потребуется "новая физика" элементарных частиц и высоких энергий, что не так уж необычно в свете тех коренных изменений и открытий, которые произошли в этой области за последние 30 лет.

Список литературы

- Klebesadel R W, Strong I B, Olson R A *Astrophys. J. Lett.* **182** 85 (1973)
- Прилуцкий О Ф, Розенталь И Л, Усов В В *УФН* **116** 517 (1975)
- Розенталь И Л, Усов В В, Эстулин И В *УФН* **140** 97 (1983)
- Briggs M S *Astrophys. Sp. Sci.* **231** 3 (1995)
- Kouveliotou C et al. *Astrophys. J. Lett.* **413** L101 (1993)
- Meegan C A et al. *Nature* **355** 14 (1992)
- Cline T L et al. *Astrophys. J. Lett.* **237** L1 (1980)
- Мазец Е П и др. *Письма в АЖ* **6** 609 (1980)
- Share G et al. *Proc. of Gamma-Ray Bursts* 249 (1994)
- Murakami T et al. *Nature* (London) **335** 234 (1988)
- Palmer D M et al. *Astrophys. J. Lett.* **433** 77 (1994)
- Зельдович Я Б, Новиков И Д *Строение и эволюция Вселенной* (М.: Наука, 1975)
- Frail D A et al. *Astrophys. J. Lett.* **437** L43 (1994)
- Розенталь И Л, Свириденко И В *Письма в АЖ* (в печати)
- Мазец Е П, Голенецкий С В *Итоги науки и техники, сер. Астрономия* (ред. Р А Сюняев) (М.: ВИНТИ, 1987) Т. 32, с. 16
- Teegarden B J *Astrophys. Sp. Sci.* **231** 137 (1995)
- Palmer D M et al. *Astrophys. Sp. Sci.* **231** 161 (1995)
- Fishman G J et al. *Science* **264** 1313 (1994)
- Кузнецов А В *Космические исследования* **20** 89 (1982)
- Кузнецов А В *Препринт ИКИ, Пр-1913* (1995)
- Schaefer V E et al. *Astrophys. J. Suppl.* **92** 285 (1994)
- Розенталь И Л *Астрон. журн.* **71** 542 (1994)
- Трубников Б А, Жданов С К, Власов В П *Препринт ИАЭ 5580/6* (1992)
- Трубников Б А *УФН* **160** 167 (1990)
- Oort J P *BAN* **11** 91 (1950)
- Bailey M E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **204** 603 (1983)
- White R S, in *Proc. 23rd Inter. Cosmic Ray Conf., Calgary* (1993) Vol. 1, p. 49
- Maoz E *Astrophys. J.* **414** 877 (1993)
- Marsden B G, Williams G V *The Catalogue of Cometary Orbits* (Cambridge: Smithsonian Astrophys. Observ., 1992)
- Fishman G J et al. *The First BATSE Gamma-Ray Catalog* (NASA/GSFC, 1992)
- Clarke T E, Blaes O, Tremaine S *Astronom. J.* **107** 1873 (1994)
- Horack J M et al. *Astrophys. J.* **429** 319 (1994)
- Duncan M, Quinn T, Tremaine S *Astrophys. J.* **94** 1330 (1987)
- Hills J G *Astronom. J.* **86** 1730 (1981)
- Марочник Л С, Шоломицкий Г Б *Астрон. журн.* **63** 1040 (1986)
- Лучков Б И *Письма в АЖ* **20** 308 (1994)
- Luchkov B I, Polyashova O M, in *Proc. Conf. "Cosmion-94"* (Eds M Khlropov et al.) (1996) Vol. 1, p. 367
- Мамедов М Ф, Радзиевский В В *Статистический каталог параметров кометных орбит* (Баку: ЭЛИМ, 1986)
- Ибадов С *Докл. АН Тадж. ССР* **19** 11 (1976)
- Rampino M, Stothers R *Nature* (London) **308** 709 (1984)
- Barthelmy S D et al. *Astrophys. Sp. Sci.* **231** 235 (1995)
- Hudec R *Astrophys. Sp. Sci.* **231** 239 (1995)
- Greiner J *Astrophys. Sp. Sci.* **231** 263 (1995)
- Hartmann D, Epstein R I, Woosley S E *Astrophys. J.* **348** 625 (1990)
- Lamb D O, in *Neutron Stars: Theory and Observation* (Eds J Ventura, D Pines) (Kluwer Acad. Publ., 1993) p. 545
- Paczynski B *Astrophys. J.* **348** 485 (1990)
- Quashnock J M, Lamb D O *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **265** L59 (1993)
- Fishman G J et al. *Astrophys. J. Suppl.* (1995) (in press)
- Fishman G J et al. *Astrophys. J. Suppl.* (1996) (in press)
- Smith I A, Lamb D O *Astrophys. J. Lett.* **410** L23 (1993)
- Hukkila J et al. *Astrophys. J.* **422** 659 (1994)
- Shklovskii I S, Mitrofanov I G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **212** 545 (1985)
- Lyne A G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **201** 503 (1982)
- Гуревич А В и др. *ЖЭТФ* **103** 1873 (1993)
- Lyne A G, Lorimer D R *Nature* (London) **369** 127 (1994)
- Mitrofanov I G *Astrophys. J.* (in press)
- Epstein R I, in *Proc. of "High Velocity Neutron Stars as Sources of Gamma-Ray Bursts"* (Eds R Lingenfelter et al.) (1995) (in press)
- Rudermann M *ibid.* (1995) (in press)
- Colgate S *Proc. "The 3rd Gamma-Ray Bursts Workshop"* (Eds M Briggs et al.) (1996) (in press)
- Duncan R C, Thompson C *Astrophys. J. Lett.* **392** L9 (1992)
- Podsiadlowski P, Rees M, Rudermann M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **273** 755 (1995)
- Brainerd J et al. *Astrophys. J. Lett.* **441** L39 (1995)
- Belli B M *Astrophys. Sp. Sci.* **231** (1–2) 43 (1995)
- Mitrofanov I G, Litvak M L, Chernenko A M *Astrophys. J.* (1996) (in press)
- Migdal A B, Chernoutsan A I, Mishustin I N *Phys. Lett. B* **83** 158 (1979)
- Проект EREBUS (доклад NASA)
- Briggs M S et al. *Astrophys. J.* **459** 40 (1995)
- Quashnock J M, Lamb D Q *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **265** L45 (1993)
- Quashnock J M, Lamb D Q *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **265** L59 (1993)
- Meegan C A et al. *Astrophys. J.* **446** L15 (1995)
- Brainerd J J et al. *Astrophys. J.* **441** L39 (1995)
- Усов В В, Чибисов Г В *Астрон. журн.* **19** 115 (1975)
- Hulse R A, Taylor J H *Astrophys. J.* **368** 504 (1975)
- Van den Bergh S *Astron. Astrophys. Suppl.* **97** 385 (1983)
- Goodman J, Dar A, Nussinov S *Astrophys. J.* **314** L7 (1987)
- Paczynski B *Acta Astronomica* **41** 257 (1991)
- Dermer C D, Weiler T J *Astrophys. Sp. Sci.* **231** 377 (1995)
- Piran T et al. *Proc. of Gamma-Ray Bursts* (Eds W Paciesas, G J Fishman) (New York: AIP, 1992) Vol. 265, p. 149
- Mao S, Paczynski B *Astrophys. J.* **388** L45 (1992)
- Dermer C D *Phys. Rev. Lett.* **68** 1799 (1992)
- Fenimore E E et al. *Nature* (London) **366** 40 (1993)
- Блинников С И и др. *Письма в АЖ* **10** 177 (1984)
- Усов В В *Nature* (London) **357** 472 (1992)
- Усов В В *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **267** 1035 (1994)
- Narayan R et al. *Astrophys. J. Lett.* **379** L17 (1991)
- Piran T *Proc. of Gamma-Ray Bursts* (Eds G J Fishman et al.) (New York: AIP, 1994) Vol. 307, p. 543
- Tutukov A V, Yungelson L R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **260** 675 (1993)
- Jorgenson H et al. *Astrophys. Sp. Sci.* **231** 389 (1995)
- McBreen C A et al. *Astron. Astrophys. Suppl.* **97** 81 (1993)
- Roland J et al. *Astron. Astrophys.* **290** 364 (1994)
- Piran T *Proc. of Gamma-Ray Bursts* (Eds G J Fishman et al.) (New York: AIP, 1994) Vol. 307, p. 495
- Cavallo G, Rees M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **183** 359 (1978)
- Goodman J *Astrophys. J.* **308** L47 (1986)
- Paczynski B *Astrophys. J.* **308** L43 (1986)
- Meszáros P, Rees M J *Astrophys. J.* **405** 278 (1993)
- Meszáros P, Rees M J *Proc. of Gamma-Ray Bursts* (Eds G J Fishman et al.) (New York: AIP, 1994) Vol. 307, p. 505
- Mitrofanov I G *Astrophys. Sp. Sci.* **231** 103 (1995)
- Mitrofanov I G et al. *Astrophys. J.* **459** 570 (1996)
- Norris J P et al. *Astrophys. J.* **424** 540 (1994)
- Norris J P *Astrophys. Sp. Sci.* **231** 95 (1995)
- Norris J P *Proc. of Gamma-Ray Bursts* (Eds M Briggs et al.) (New York: AIP, 1996) (in press)
- Митрофанов И Г и др. *Астрон. журн.* **65** 1052 (1992)
- Paciesas W S et al. *Proc. of Gamma-Ray Bursts* (Eds W Paciesas, G J Fishman) (New York: AIP, 1992) Vol. 265, p. 190
- Mallozzi R S et al. *Astrophys. J.* **454** 597 (1995)
- Vahia M N, Rao A R *Astron. Astrophys.* **207** 55 (1988)

106. Bisnovatyi-Kogan G S *29th ESLAB Symposium* (1995)
107. Лучков Б И, Поляшова О М *Астрон. журн.* (в печати)
108. Mitrofanov I G, Litvak M L *Astrophys. J.* (1996) (in press)
109. Lamb D Q *Publ. Astron. Soc. Pacific* **107** 1152 (1995)
110. Fishman G J, Meegan C A *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **33** 415 (1995)

On the nature of cosmic gamma-ray bursts

B.I. Luchkov

*Moscow Engineering Physics Institute
31, Kashirskoe Shosse, 115409 Moscow, Russia*

Tel. (7-095) 323-91 94

E-mail: borl@nucl.mephi.msk.su

I.G. Mitrofanov, I.L. Rozental'

*Institute for Space Research, Russian Academy of Sciences
84/32, ul. Profsoyuznaya, 117810 Moscow, Russia*

Tel. (7-095) 333-34 89, 333-53 35

E-mail: imitrofa@iki.rssi.ru

Possible hypotheses on the origin of gamma-ray bursts are analysed. About 30 years after their discovery, it is still unclear whether it is the Solar system, Galaxy, or Metagalaxy where they are produced. Nor their production mechanism is known. The current state of the problem is described, and possible ways of solution are suggested.

PACS numbers: 95.85.Pw, 98.70.Rz

Bibliography — 110 references

Received 6 March 1996, revised 4 April 1996