

УДК 524.1:52-732

**ВСПЛЕСКИ КОСМИЧЕСКОГО
ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ:
НАБЛЮДЕНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ**

*Г. С. Бисноватый-Коган**

Институт космических исследований РАН, Москва
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1236
ВОЗМОЖНЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ КОСМИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ	1237
СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОСМИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ	1241
ОПТИЧЕСКИЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ И КРАСНЫЕ СМЕЩЕНИЯ ЛИНИЙ	1246
КГВ И СВЕРХНОВЫЕ	1251
ПОЛЯРИЗАЦИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В КГВ	1257
НАБЛЮДЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ЭХА	1263
РЕАКЦИЯ ПЛОТНОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО ОБЛАКА НА БЛИЗКИЙ КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ КГВ	1265
ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ	1270
ЛИНИИ В ОБЛАСТИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНА	1273
КГВ И ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХ- ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ (КЛСЭ)	1276
КОРОТКИЕ КГВ И МГП	1277
ВЫВОДЫ	1280
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1281

*E-mail: gkogan@iki.rssi.ru

УДК 524.1:52-732

ВСПЛЕСКИ КОСМИЧЕСКОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ: НАБЛЮДЕНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

*Г. С. Бисноватый-Коган**

Институт космических исследований РАН, Москва
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В настоящее время считается общепринятым, что космические гамма-всплески (КГВ) имеют космологическое происхождение. Этот вывод основан на анализе статистического распределения КГВ, а также на измерениях красных смещений линий в оптических послесвечениях, так называемых длинных КГВ. В обзоре рассмотрены модели формирования излучения и модели источников энергии КГВ. В большинстве этих моделей, если не во всех из них, оказывается невозможным получить выделение энергии, необходимой для появления космологического КГВ в условиях его изотропного излучения. Отмечено отсутствие корреляции между красным смещением, формой КГВ спектра и полной регистрируемой энергией. Сравнение данных, полученных в советском эксперименте КОНУС и эксперименте BATSE (США), показывает их существенное различие в статистических свойствах и в регистрации линий в области жесткого рентгеновского излучения. Исследование послесвечений в области жесткого гамма-излучения (0,1–10 ГэВ), получение оптических спектров непосредственно во время регистрации КГВ, дальнейшее исследование линий в области жесткого рентгена представляются важными для получения представлений о происхождении КГВ. Наблюдение двух ярких оптических послесвечений КГВ указывает на то, что начальная яркая оптическая вспышка непосредственно связана с самим КГВ, а последующее слабое, длящееся гораздо дольше оптическое излучение имеет другое происхождение. Обсуждаются результаты наблюдений оптических послесвечений КГВ. Они указывают на то, что КГВ вспыхивают в плотных областях далеких галактик, где идет интенсивное звездообразование. Взаимодействие излучения космологического КГВ с близким плотным молекулярным облаком приводит к появлению длительного (до 10 лет) слабого оптического послесвечения, связанного с нагревом и переизлучением газа. Приводятся результаты численного двумерного моделирования нагрева и переизлучения газа в различных вариантах взаимного расположения КГВ и молекулярного облака. В заключение обсуждается возможная связь так называемых коротких КГВ с рекуррентными источниками мягкого гамма-излучения в нашей Галактике, имеющими название «мягких гамма-повторителей» (МГП).

The present common view about GRB origin is related to cosmology, what is based on statistical analysis and on measurements of the redshifts in the GRB optical afterglows of long GRB. Models of radiation and models of the central machine for GRB are critically analyzed. Most of these models cannot produce the amount of energy required for the cosmological GRB if they radiate isotropically. No correlation is found between redshifts, GRB spectrum, and total GRB fluence. Comparison of data obtained in the Soviet experiment KONUS and in the USA experiment BATSE about statistics and hard X-ray lines is done, and some differences are noted. Hard gamma-ray (0.1–10 GeV) afterglows,

*E-mail: gkogan@iki.rssi.ru

prompt optical spectra, hard X-ray lines measurements could be important for farther insight into GRB origin. Two bright optical afterglows had been detected, indicating that initial bright optical emission is directly connected with the GRB itself, and has a different origin from the subsequent faint optical emission. Results of these observations are presented. Observations indicate that GRB originate in star forming regions of galaxies with a high matter density. Interaction of the mighty gamma ray flux from the cosmological GRB with the dense surrounding molecular cloud leads to long optical afterglow, lasting up to 10 years, due to heating and reradiation of the cloud. Results of 2D numerical simulations of such reradiation for different forms of clouds are represented. Possible connection of short GRB with soft gamma repeaters is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время общепринятым считается космологическое происхождение космических гамма-всплесков (КГВ), сообщение об открытии которых опубликовано в 1973 г. [55]. Первая космологическая модель, основанная на взрывах в активных ядрах галактик (АЯГ), была предложена в [84]. Механизм формирования КГВ в окрестности коллапсирующего объекта за счет нейтринно-антинейтринной аннигиляции исследован в [12]. Ранее модели возникновения КГВ при коллапсах и взрывах сверхновых были рассмотрены в [23], где анализировалась следующая цепочка реакций, приводящая к образованию гамма-квантов:

$$\tilde{\nu} + p \rightarrow n + e^+, \quad (1)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \text{ (0,5 МэВ)}, \quad (2)$$

$$n + p \rightarrow d + \gamma \text{ (2,3 МэВ)}, \quad (3)$$

$$d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma \text{ (5,5 МэВ)}, \quad (4)$$

$${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma \text{ (1,6 МэВ)}. \quad (5)$$

Здесь в скобках приведены энергии гамма-квантов. Рассматривались также реакции с тяжелыми ядрами [23]:

$$\nu + (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^-, \quad (6)$$

$$\tilde{\nu} + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+. \quad (7)$$

Звездотрясение, последующий взрыв и выброс из неравновесного слоя в коре нейтронной звезды, открытого в [22], сопровождаются гамма-излучением из-за деления сверхтяжелых ядер. Этот сценарий был предложен в [23] как альтернативная модель галактического происхождения КГВ. Полное число различных галактических моделей превышает сотню. Даже теперь, после открытия красных смещений линий в оптических послесвечениях, ставшего возможным благодаря рентгеновским наблюдениям КГВ на спутнике Беп-поСАКС и их последующему оптическому отождествлению, галактические

модели представляют собой не только исторический интерес, так как происхождение коротких КГВ длительностью меньше 2 с остается неопределенным. В [12] было получено, что эффективность преобразования энергии нейтринного потока энергии $W_\nu \sim 6 \cdot 10^{53}$ эрг в энергию рентгеновского и γ -излучения всплеска составляет долю $\alpha \sim 6 \cdot 10^{-6}$, с полным выходом энергии КГВ $W_{X,\gamma} \sim 3 \cdot 10^{48}$ эрг. Численное трехмерное моделирование двух сталкивающихся нейтронных звезд [86] и «горячего» тора вокруг черной дыры [87] показало более высокую эффективность «производства» рентгеновского и γ -излучения, достигающую 0,5 % в первом и 1 % во втором случае. Отличие от [12] может быть частично связано с более предпочтительной для выхода нейтринного потока геометрией, когда скорость аннигиляции возрастает по сравнению с оценками в сферической геометрии, сделанными в [12]. Тем не менее даже в таком оптимистическом варианте возможно образование КГВ с полным выходом энергии в рентгеновской и γ -области, не превышающей $5 \cdot 10^{50}$ эрг, что недостаточно для объяснения энергетики многих КГВ, так как только прямое оптическое излучение КГВ может достигать 10^{51} эрг, а изотропный поток в гамма-области доходит до $2,3 \cdot 10^{54}$ эрг в GRB 990123 с красным смещением $z \sim 1,6$ [2, 56]. Для объяснения столь большого видимого энерговыделения необходима сильная коллимация, на которую, в свою очередь, имеются серьезные ограничения.

Здесь обсуждаются различные данные наблюдения КГВ, анализируются трудности и проблемы их интерпретации в космологической модели; рассматриваются физические ограничения на модели КГВ. В заключение обсуждаются проблемы, связанные с интерпретацией мягких гамма-повторителей (МГП) как магнетаров, а также возможная связь коротких КГВ с МГП.

1. ВОЗМОЖНЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ КОСМИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

Для объяснения процесса формирования излучения КГВ используются модели огненного шара, пушечного ядра, прецессирующего джета (направленного выброса). В этих моделях обходится основная проблема, связанная с поиском возможности огромного (10^{51} – 10^{54} эрг) выделения энергии за столь короткое (0,1–100 с) время. Предлагаются различные модели, из которых можно выделить следующие.

1. Слияние двух нейтронных звезд либо нейтронной звезды с черной дырой звездной массы.

Этот механизм численно исследовался в [86, 87]. Производство гамма-излучения происходит здесь при аннигиляции ($\nu, \bar{\nu}$), и выход энергии оказывается недостаточным для объяснения самых мощных КГВ, даже в предположении сильной направленности излучения КГВ. Энергия, излучаемая только

в оптическом послесвечении GRB 990123 [2, 56], примерно на порядок превышает полный выход энергии излучения в этой модели.

2. Магниторотационный взрыв.

Магниторотационный взрыв, предложенный в [76] в качестве модели космологического КГВ, ранее был предложен для объяснения взрывов сверхновых, связанных с коллапсом ядра звезды, в [15]. Численные двумерные расчеты взрыва вращающегося замагниченного газового облака [5, 6], а также расчеты магниторотационной сверхновой [7, 8, 71] показали, что эффективность преобразования энергии вращения в энергию взрыва в обоих случаях составляет порядка 10%. Выделенной энергии достаточно для объяснения взрыва коллапсирующей сверхновой, но оказывается не вполне достаточно для космологического КГВ. Результаты численного моделирования магниторотационного взрыва представлены на рис. 1 [71].

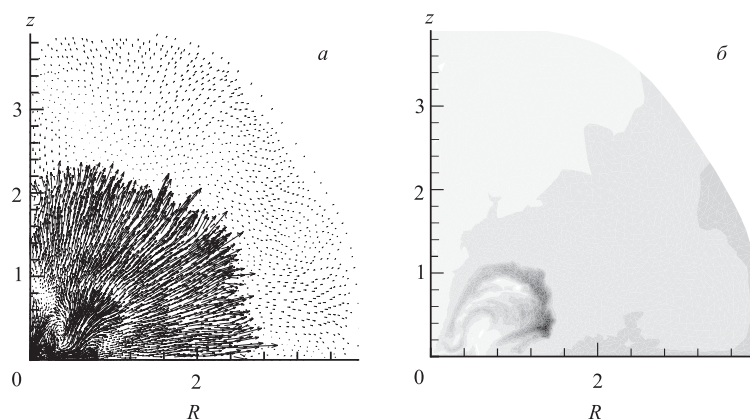


Рис. 1. Поле скоростей (*a*) и удельный угловой момент $v_{\varphi}r$ (*b*) в момент времени $t = 0,191$ с после включения магнитного поля. Области большого углового момента являются на рис. *b* более темными [71]

3. Гиперновая.

Эта модель предполагает возможность взрыва очень мощной сверхновой, она была предложена в [76]. В настоящее время эта модель является очень популярной, т. к. считается, что следы вспышек сверхновых найдены в оптических послесвечениях нескольких КГВ [32, 98, 100]. Излучение сильно замагниченной, быстро вращающейся вновь рожденной нейтронной звезды для производства КГВ рассматривалось в [105]. Другая модель гиперновой предполагает коллапс массивного ядра, образование черной дыры с массой $M_{\text{bh}} \sim 20M_{\odot}$, окруженной массивным диском, быстрая аккреция которого

приводит к явлению КГВ [60]. Эта модель представляется в настоящее время наиболее перспективной. Массивные звезды, коллапсирующие с образованием черных дыр и образованием КГВ, к моменту начала коллапса находились, по всей вероятности [37, 104], в состоянии Вольф–Райе — очень яркой массивной компактной звезды, которая потеряла свою водородную оболочку из-за истечения вещества в процессе предшествующей эволюции. На это указывает также тип сверхновой SN Ic, который, предположительно, наблюдается на месте КГВ и представляет собой продукт взрыва массивной звезды, лишенной водородной оболочки.

4. Замагниченный диск вокруг вращающейся (керровской) черной дыры (ВЧД).

Эта модель основана на извлечении вращательной энергии ВЧД для производства КГВ из-за ее магнитной связи с окружающим аккреционным диском или тором [106].

5. Даядосфера.

В модели, предложенной в [88], КГВ возникает в результате взрывного образования электронно-позитронных пар и электромагнитного импульса от электрически заряженной черной дыры, окруженной барионным остатком. Эта модель основана на взрыве вакуума в даядосфере, области, в которой имеет место сверхкритическая напряженность электрического поля относительно образования e^+e^- -пар. Основная проблема здесь состоит в возможности образования столь сильно заряженной ЧД, см. также [74].

6. Ударная волна позади нейтронной звезды, формирующаяся после взрыва сверхновой в двойной системе, рассматривалась как источник ГВ в [51].

7. Экзотическая модель производства КГВ от сверхпроводящих струн была предложена в [13].

8. Фазовый переход с образованием кварковой (странной) звезды.

Выделение энергии при переходе нейтронной звезды в более устойчивое состояние кварковой (странной) звезды рассматривалось в [14] в качестве решения проблемы космологического КГВ. Эта модель могла бы объяснить связь КГВ со взрывами сверхновых (СН) с образованием нейтронной звезды и последующее огромное энерговыделение при ее переходе в состояние кварковой звезды, ведущее к КГВ. Привлекательным свойством данной модели является возможность получения любого времени задержки между взрывом СН и КГВ, которое связано с переходом адронов в кварковое состояние и очень сильно зависит от различных параметров. В этой модели время задержки может быть произвольно большим, так что большинство взрывов СН не должно приводить к КГВ, в соответствии с наблюдениями, если это время больше хаббловского времени жизни Вселенной. Свободные кварки должны быть практически не взаимодействующими, а плотность, когда взаимодействующие кварки становятся энергетически выгодным состоянием, — довольно неопределенной [14]. На рис. 2, 3 представлены модели нейтронных

и кварковых (странных) звезд на плоскости масса–радиус; виден большой разброс теоретических предсказаний. Большой разброс свойств кварковых звезд на рис. 3 получен в [4] в рамках той же модели кварковой материи, что и на рис. 2, но при более широкой вариации параметров.

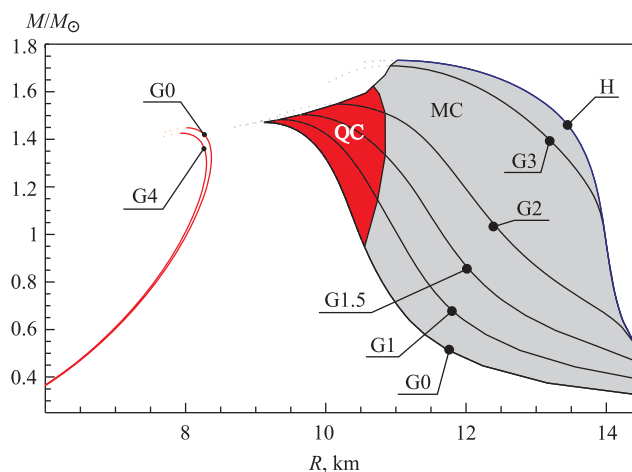


Рис. 2. Связь масса–радиус для чистых «странных» кварковых звезд (слева) и гибридных звезд (справа). Модели G0–G4 гибридных звезд соответствуют различным параметрам модели. H — чисто адронная звезда; QC — звезда с кварковым ядром; MC — звезда со смешанным ядром [101]

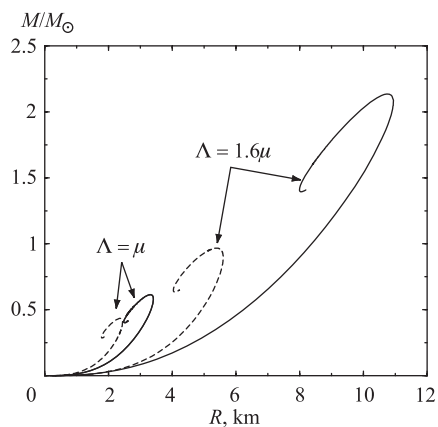


Рис. 3. Связь масса–радиус для кварковых звезд с $\Lambda/\mu = 1,6$ и $\Lambda/\mu = 1$. Модели со слабой связью, которая имеет место для того же выбора масштабов ренормализации, даны штриховыми линиями [4]

При наличии существенных теоретических проблем только наблюдения могли бы дать ответ на вопрос о возможности существования кварковых звезд. Даже при наличии теоретических неопределенностей невозможно полу-

чить нейтронную (чисто адронную) звезду с радиусом, существенно меньшим 10 км. Открытие в ходе наблюдений компактных звезд со столь малыми радиусами явилось бы важным доводом против ее чисто адронного состава.

2. СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОСМИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

Вывод о космологическом происхождении КГВ основан на анализе их статистических свойств и спектрах оптических послесвечений, содержащих сильно смещенные в красную сторону линии.

Статистические аргументы в пользу космологического происхождения КГВ связаны с наблюдаемой изотропией распределения КГВ по небу в сочетании с сильным отклонением распределения $\log N - \log S$ (или эквивалентного ему) от евклидова однородного распределения с наклоном $3/2$. Однородное распределение КГВ по небесной сфере было получено вначале в эксперименте КОНУС [62], а затем подтверждено в эксперименте БАТСЕ [68], в ходе которого всего за 9 лет работы в космосе в 1991–2000 гг. было зарегистрировано более 3000 КГВ. Результаты, полученные в эксперименте КОНУС, представлены на рис. 4; в этом эксперименте за 384 дня было зарегистрировано 143 КГВ [63].

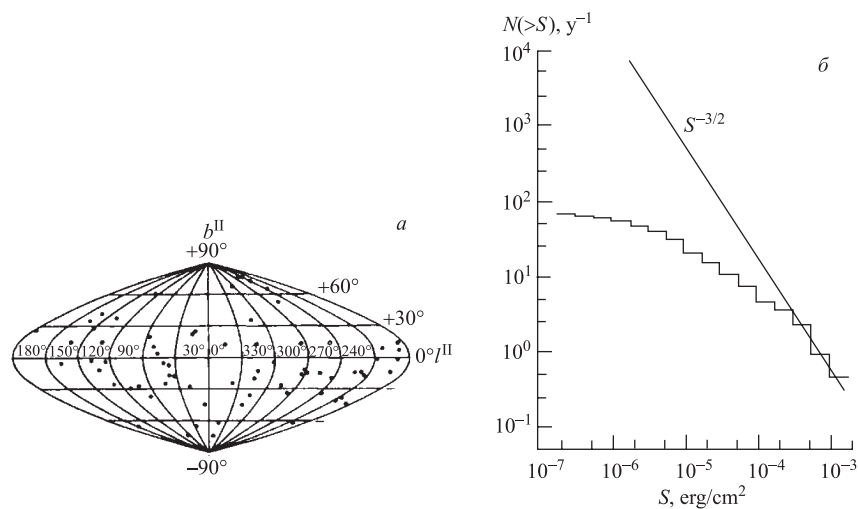


Рис. 4. КГВ, зарегистрированные в эксперименте КОНУС. а) Положение КГВ на небесной сфере, представленное в галактических координатах l^{II} , b^{II} . б) Распределение $\log N - \log S$ [62]

Авторы [62] предположили, что наблюдаемые свойства кривой $\log N - \log S$ связаны с различными эффектами селекции и что истинное распределение источников КГВ в пространстве однородно. Учет эффектов селекции в эксперименте КОНУС, сделанный в [42], привел к усредненной величине $\langle V/V_{\max} \rangle = 0,45 \pm 0,03$; здесь 0,5 соответствует однородному распределению источников. Данные КОНУСА получены в 1978–1980 гг. в условиях постоянного фона при полете к Венере. Аналогичный анализ данных БАТСЕ [91], полученных на околоземной орбите в условиях переменного фона, дал результат $\langle V/V_{\max} \rangle = 0,334 \pm 0,008$. Статистические характеристики данных БАТСЕ [35, 68] представлены на рис. 5, 6, число КГВ здесь более чем на порядок выше. Эти два результата выглядят противоречащими друг другу. У КОНУСА чувствительность примерно в 3 раза меньше, чем у БАТСЕ, а отклонения от однородного распределения $\langle V/V_{\max} \rangle = 0,5$ начинаются там гораздо раньше [35]. Совместные результаты БАТСЕ–ПВО представлены на рис. 7 [35]. Данные ПВО по наиболее ярким КГВ показывают хорошую пространственную однородность КГВ с наклоном 3/2.

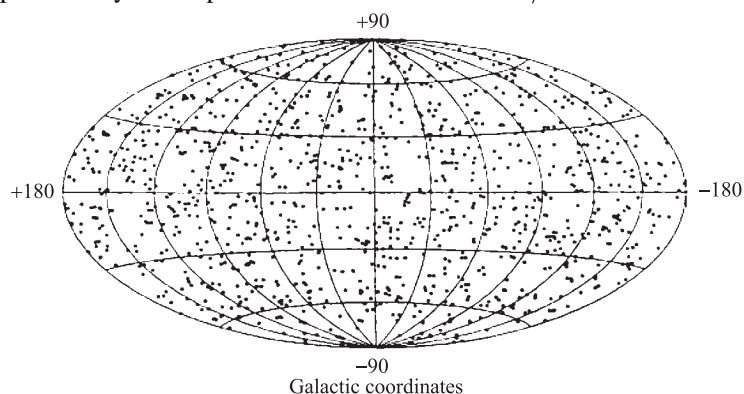


Рис. 5. Распределение на небесной сфере 1121 КГВ, зарегистрированных БАТСЕ в течение 3 лет, в галактических координатах. Не наблюдается какого-либо сгущения или анизотропии [35]

Детальный статистический анализ и обработка данных БАТСЕ с делением КГВ на 4 класса в соответствии со степенью жесткости спектра, расчеты $\langle V/V_{\max} \rangle$ отдельно для каждого класса были сделаны М. Шмидтом в [92]. Результаты этого исследования приведены в табл. 1, где α_{23} определяет наклон спектра, полученный по отсчетам во 2-м и 3-м каналах БАТСЕ с интервалами энергий 100–300 и 50–100 кэВ соответственно. В колонках «obs» представлены данные наблюдений, поправленные с учетом статистических ошибок в максимумах отсчетов, а в колонках «corr» представлены те же данные в предположении существования корреляции светимость–степень жесткости.

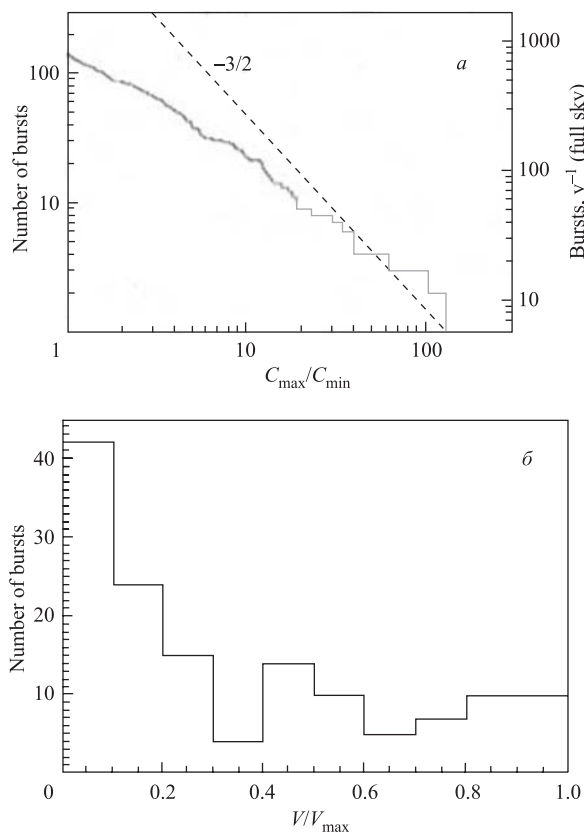


Рис. 6. *а*) Интегральное распределение числа КГВ при максимальном темпе отсчета для 140 КГВ. Для однородного распределения источников ожидается закон степени $-3/2$. Полный темп регистрации всплесков составляет ~ 800 событий в год. *б*) Распределение V/V_{\max} для 140 КГВ. Среднее V/V_{\max} равно $0,348 \pm 0,024$ [68]

Таблица 1. Зависимость $\langle V/V_{\max} \rangle$ от степени жесткости для 1391 КГВ [92]

Число	$\langle \alpha_{23} \rangle_{\text{obs}}$	$\langle V/V_{\max} \rangle_{\text{obs}}$	$\langle \alpha_{23} \rangle_{\text{corr}}$	$\langle V/V_{\max} \rangle_{\text{corr}}$
348	-2,55	$0,468 \pm 0,017$	-2,33	0,421
348	-1,84	$0,309 \pm 0,016$	-1,79	0,325
347	-1,47	$0,299 \pm 0,016$	-1,47	0,344
348	-1,04	$0,270 \pm 0,015$	-1,10	0,256

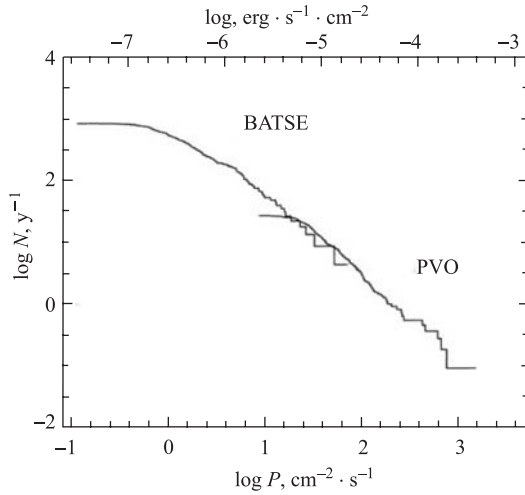


Рис. 7. Распределение $\log N - \log P$ для объединенной выборки данных БАТСЕ и ПВО. Распределения хорошо стыкуются в области пересечения данных. Видно, что данные ПВО, содержащие большее число мощных всплесков, чем БАТСЕ, полученные за долгое время, хорошо следуют закону степени $-3/2$ для мощных всплесков [35]

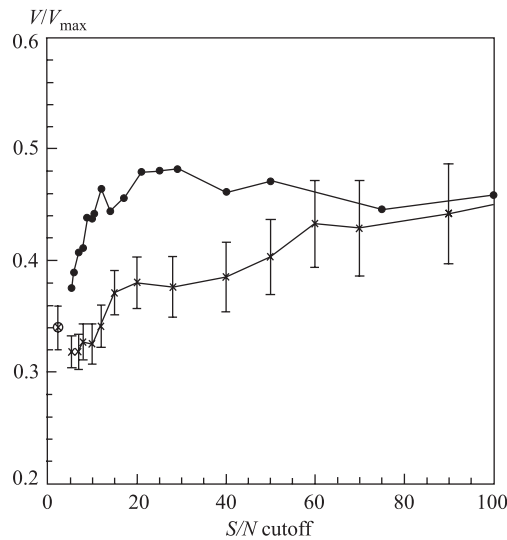


Рис. 8. Зависимость среднего значения V/V_{\max} от минимальной яркости учитываемых объектов для G-звезд (темные кружки) и КГВ из каталога 2В БАТСЕ (крестики с указанием интервала ошибок в 1σ). Для G-звезд интервалы ошибок меньше размера кружков. Крестики в кружках дают значение среднего V/V_{\max} из каталога 1В БАТСЕ. На БАТСЕ установлен предел регистрации КГВ в $5,5\sigma$. Для G-звезд в данном анализе была использована предельная величина $m_v = 10$, соответствующая $S/N = 5,5$. Отметим, что $\langle V/V_{\max} \rangle$ близко к однородному значению 0,50 как для ярких G-звезд, так и для ярких КГВ. С учетом более слабых источников V/V_{\max} отклоняется в меньшую сторону. Для G-звезд это связано с неполнотой каталога слабых источников [41]

В космологической модели можно было ожидать меньшего значения $\langle V/V_{\max} \rangle$ для более мягких КГВ в случае однородного набора, потому что с ростом красного смещения спектр становится более мягким. Результат оказался прямо противоположным, мягкие источники имеют большее значение $\langle V/V_{\max} \rangle$, чем жесткие: 0,47 и 0,27 соответственно. В [92] высказано предположение, что рост мощности КГВ с увеличением степени жесткости спектра столь значителен, что он перевешивает противоположный эффект, обусловленный красным смещением в однородной выборке объектов. Другое объяснение может состоять в том, что выборка более мягких КГВ является более полной в силу эффектов селекции. Возможная большая роль эффектов селекции (неполнота набора данных, статистические ошибки при оценках светимости при наличии порога) проиллюстрирована на рис. 8, 9. Неполнота данных влияет на распределение столь хорошо изученных объектов, как G-звезды типа Солнца, еще больших эффектов можно ожидать при регистрации столь коротких транзиентов, как КГВ. При сравнении зависимостей средних V/V_{\max} как функций порога регистрации для G-звезд и для КГВ на рис. 8 [41] видно их качественное совпадение.

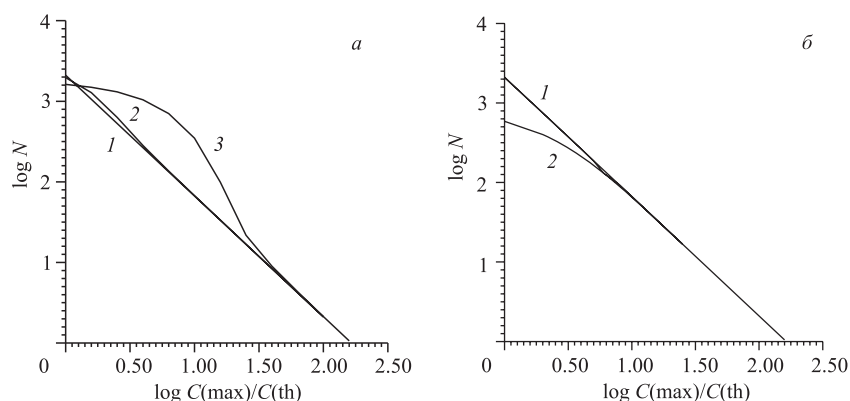


Рис. 9. *а*) Кривая $[\log N - \log C(\max)/C(\text{th})]$ при наличии статистических ошибок, распределенных по нормальному распределению со средней ошибкой Δ_1 в единицах порога регистрации; 1 — линия с наклоном $-3/2$, соответствующая $\Delta_1 = 0$; 2 — с $\Delta_1 = 1$; 3 — с $\Delta_1 = 10$. *б*) То же самое, что и на рис. *а*, для нормального логарифмического распределения ошибок, Δ определяет среднюю ошибку как разброс логарифма числа порогов; 1 — линия с наклоном $-3/2$, соответствующая $\Delta = 0$; 2 — с $\Delta = 1$; $C(\max)$ — пиковая интенсивность всплеска; $C(\text{th})$ — величина порога регистрации [17]

Влияние статистических ошибок при наличии порога регистрации исследовано в [17]. Распределения $\log N - \log S$ при наличии средних статистических ошибок на уровне 10 порогов представлены на рис. 9, *а* для нормального распределения отсчетов и на рис. 9, *б* для аналогичного распределения по их

логарифмам. Распределение на рис. 9, *a* похоже на распределение, полученное в эксперименте БАТСЕ (см. рис. 6).

3. ОПТИЧЕСКИЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ И КРАСНЫЕ СМЕЩЕНИЯ ЛИНИЙ

Рентгеновское послесвечение, обнаруженное на итальянском спутнике БеппоСАКС, позволило сделать оптическое отождествление КГВ и получить их оптические спектры. Эти спектры показали наличие большого красного смещения z , достигающего 4,5, что указывало на космологическое происхождение КГВ и огромное выделение энергии. В большинстве случаев красные смещения измерялись у очень слабых родительских галактик. Список некоторых красных смещений дан в табл. 2, где данные о красных смещениях, взятые из [34], дополнены полной излученной энергией КГВ [19]. В таблице приведены номера триггеров и полные потоки энергии КГВ из каталога 4В [75] и полные потоки энергии из других источников. Расположение оптических послесвечений в материнских галактиках дано в [26]. Огромный выход энергии за короткое время (0,1–несколько сотен секунд) является основной сложностью космологической интерпретации. В некоторых случаях, таких как в GRB 990123, изотропная энергия всплеска ($2,3 \cdot 10^{54}$ эрг) превышает энергию покоя Солнца. Все обсуждавшиеся выше механизмы могли бы дать выделение энергии менее одного процента от этой величины.

3.1. Коллимация. Для избежания огромного производства энергии излучение КГВ считается коллимированным. В модели «пушечного ядра» [32] предполагается, что весь излучающий объект движется релятивистски с большим фактором $\Gamma \approx 10^2 - 10^3$, что ведет к телесному углу коллимации $\Omega \approx 10^{-4} - 10^{-6}$. Анализ коллимации КГВ был сделан в [85]. Сильное ограничение на угол коллимации следует из анализа вероятности появления оптических послесвечений-сирот, которые, по всей вероятности, слабо или вообще не коллимированы. Отсутствие каких-либо быстропеременных оптических объектов-сирот приводит к следующим ограничениям. В случае изотропных КГВ ожидалось зарегистрировать $\sim 0,2$ послесвечений-сирот (при исследовании площади в 200 квадратных градусов в течение двух недель до предельной величины $R \sim 21^m$), так что отсутствие таковых предполагает, что $\Omega_{\text{opt}}/\Omega_{\gamma} \ll 100$, что достаточно для того, чтобы исключить особенно сильную коллимацию. Аналогичное исследование с использованием данных о послесвечениях в радиодиапазоне и переменных радиоисточниках, сделанное в [79], приводит к ограничению угла коллимации: $\theta_{\gamma} \geq 5^\circ$. Так как послесвечения в радиодиапазоне происходят на нерелятивистской стадии эволюции КГВ-остатка, то они ожидаются изотропными, и ограничения, вытекающие из отсутствия радиосирот на Ω_r/Ω_{γ} , устанавливают предел на коллимацию излучения собственно КГВ Ω_{γ} .

Таблица 2. Красные смещения материнских галактик (z) и полные потоки энергии КГВ (F), июнь 2001 г.

Номер триггера	GRB	R_{mag}	z	Тип*	F^{****} , эрг/см ²	Ссылка
	970228	25,2	0,695	e	10^{-5}	[45]
6225	970508	25,7	0,835	a, e	$3,5 \cdot 10^{-6}(3 + 4)$	
6350	970828	24,5	0,9579	e	$7 \cdot 10^{-5}$	[39]
6533	971214	25,6	3,418	e	$10^{-5}(3 + 4)$	
6659	980326	29,2	$\sim 1(?)$		$6,3 \cdot 10^{-7}(3 + 4)$	
6665	980329	27,7	$< 3,9$	b	$7,1 \cdot 10^{-5}(3 + 4)$	
6707	980425**	14	0,0085	a, e	$4,4 \cdot 10^{-6}$	[36]
6764	980519	26,2			$9,4 \cdot 10^{-6}$ (все 4)	
	980613	24,0	1,097	e	$1,7 \cdot 10^{-6}$	[115]
6891	980703	22,6	0,966	a, e	$5,4 \cdot 10^{-5}(3 + 4)$	[96]
7281	981226	24,8			$2,3 \cdot 10^{-6}(3 + 4)$	
7343	990123	23,9	1,600	a, e	$5,1 \cdot 10^{-4}$	[52]
7457	990308***	$> 28,5$			$1,9 \cdot 10^{-5}(3 + 4)$	
7549	990506	24,8	1,30	e	$2,2 \cdot 10^{-4}$	[53]
7560	990510	28,5	1,619	a	$2,6 \cdot 10^{-5}$	[54]
	990705	22,8	0,86	x	$\sim 3 \cdot 10^{-5}$	[61]
	990712	21,8	0,4331	a, e		
	991208	24,4	0,7055	e	$\sim 10^{-4}$	[44]
7906	991216	24,85	1,02	a, x	$2,1 \cdot 10^{-4}(3 + 4)$	
7975	000131	$> 25,7$	4,50	b	$\sim 10^{-5}$	[46]
	000214		0,37–0,47	x	$\sim 2 \cdot 10^{-5}$	[77]
	000301C	28,0	2,0335	a	$\sim 4 \cdot 10^{-6}$	[97]
	000418	23,9	1,1185	e	$1,3 \cdot 10^{-5}$	[47]
	000630	26,7			$2 \cdot 10^{-6}$	[48]
	000911	25,0	1,0585	e	$5 \cdot 10^{-6}$	[49]
	000926	23,9	2,0369	a	$2,2 \cdot 10^{-5}$	[50]
	010222	> 24	1,477	a	Ярчайший на БеппоСАКС	[80]

* e — линия излучения, a — поглощения, b — обрыв в континууме, x — рентген.
 ** Связь этой галактики (SN) с КГВ не совсем уверенная.
 *** Связь оптического транзиента с этим КГВ ненадежна.
 **** Номер канала БАТСЕ с максимальным потоком указан в скобках [75], в противном случае даны оценки полного потока энергии из других указанных источников.

Сравнение красных смещений и полных потоков энергии из табл. 2 показывает отсутствие корреляции между расстоянием и наблюдаемым потоком (см. рис. 10). Это объясняется обычно сильной коллимацией, приводящей к большому разбросу наблюдаемых потоков из-за наблюдений узкого луча под разными углами зрения. Если коллимация связана с релятивистским движе-

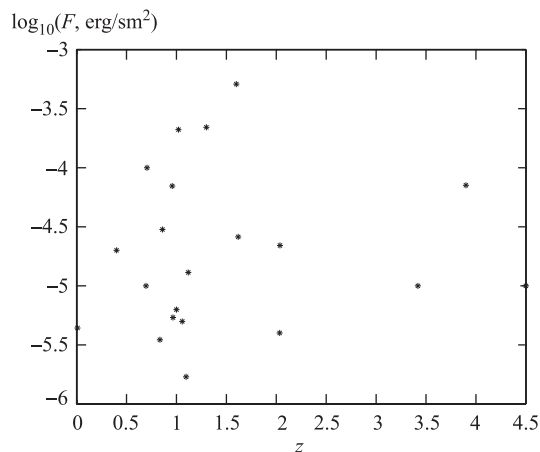


Рис. 10. Полный наблюдаемый поток энергии F как функция красного смещения z для КГВ из табл. 2 [20]

нием источника [32], то в этом случае наблюдалась бы сильная корреляция между наблюдаемой излученной энергией и длительностью КГВ: мощные КГВ должны были быть короче. Отсутствие такой корреляции позволяет исключить модели, основанные на ультрарелятивистском движении источников.

3.2. Быстрые оптические послесвечения. Послесвечение GRB 990123 удалось наблюдать в оптическом диапазоне начиная с 22 с после начала его регистрации в гамма-области [2, 3]. GRB 990123 был зарегистрирован на

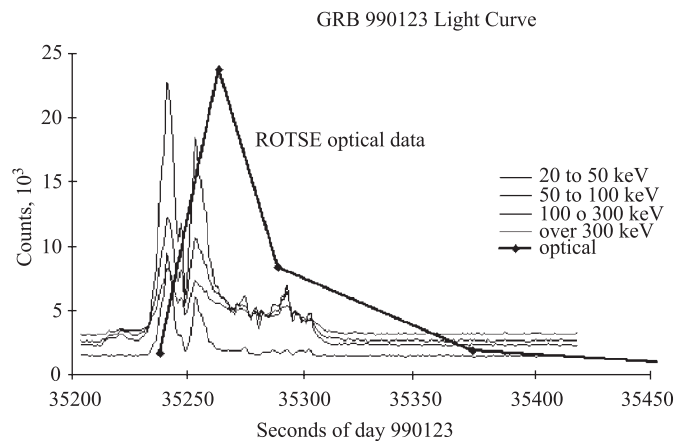


Рис. 11. Тонкие линии воспроизводят профиль гамма-излучения по данным БАТСЕ с разрешением 1024 мс в различных энергетических каналах. Жирная линия соединяет несколько первых точек оптических наблюдений ROTSE, которые начались через 22 с после регистрации. Этот всплеск является самым ярким в оптике [82]

БАТСЕ в 1999 г., в январе 23.407594. Всплеск был сильным, длительностью ≥ 100 с, состоящим из нескольких пиков (см. рис. 11), с сильной эволюцией спектра. Длительности на уровне 50 и 90 % потока энергии T50 и T90 равнялись $29,82 (\pm 0,10)$ с и $63,30 (\pm 0,26)$ с соответственно. Максимум оптической яркости на уровне $8,95^m$ был достигнут через 30 с после начала всплеска, а уже через 95 с блеск упал до $14,5^m$. Таким образом, максимум в оптическом излучении почти совпал, с некоторой задержкой, с максимумом в гамма-диапазоне.

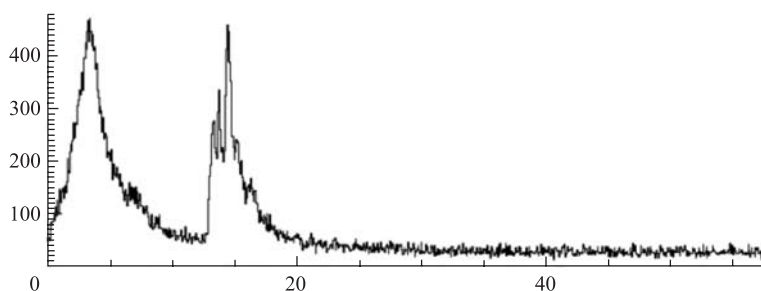


Рис. 12. GRB 030329 в гамма-лучах: КОНУС–ВИНД, UT11:37:29. Полный поток энергии $1,2 \cdot 10^{-4}$ эрг/см², длительность 50 с, максимальный поток $2,5 \cdot 10^{-5}$ эрг/см²/с; один из самых ярких всплесков в гамма-области [82]

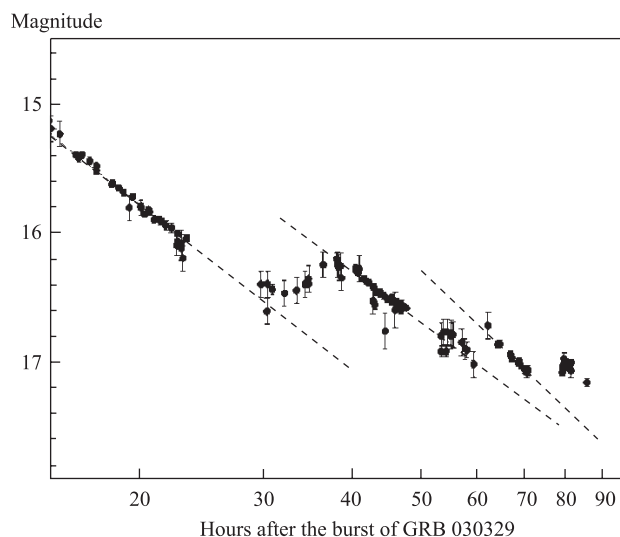


Рис. 13. Переменность на часовой шкале оптического послесвечения GRB 030329 [82]

Наблюдаемая оптическая светимость, отнесенная к красному смещению $z = 1,61$, достигала $L_{\text{opt}} \approx 4 \cdot 10^{49}$ эрг/с, что почти на 5 порядков величины ярче оптической светимости любой сверхновой. Выделение энергии в прямом оптическом излучении достигает 10^{51} эрг, а изотропный поток в гамма-области превышает $2,3 \cdot 10^{54}$ эрг, что больше энергии покоя Солнца [2,56]. Другое яркое послесвечение наблюдалось у GRB 021004 (15 м, $z = 2,3$), GRB 030329 (12,4 м, $z = 0,168$) и GRB 030418 (16,9 м). В скобках даны наиболее яркие наблюдаемые величины и красные смещения.

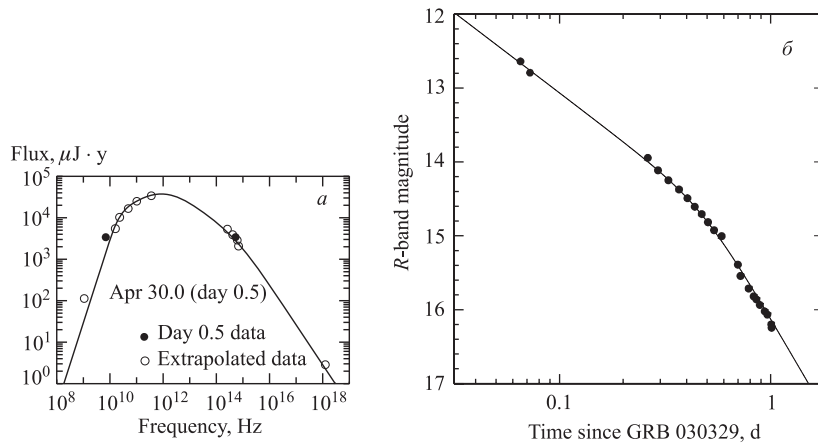


Рис. 14. *а)* Спектр послесвечения GRB 030329. Этот спектр, покрывающий широкую область, получен через 0,5 дня после КГВ. Темные кружки соответствуют измерениям, полученным вблизи номинального времени; светлые — экстраполяция к номинальному времени в предположении эволюции в среде с постоянной плотностью. Простая подгонка этого широкого спектра дает следующие параметры: частота синхротронного самопоглощения $\nu_a \sim 25$ ГГц; частота максимума спектра $\nu_m \sim 1270$ ГГц; частота охлаждения $\nu_c \sim 6,2 \cdot 10^{14}$ Гц; поток в максимуме спектра $f_m \sim 65$ мкДж·год; индекс в распределении электронов по энергии $p \sim 2$. Этим величинам соответствуют следующие физические параметры: энергия взрыва $E \sim 5,7 \cdot 10^{51}$ эрг; плотность окружающего газа $n \sim 5,5$ атом·см $^{-3}$; доля энергии в электронах $\epsilon_e \sim 0,16$ и в магнитном поле $\epsilon_B \sim 0,012$. *б)* Кривая блеска оптического послесвечения GRB 030329 в R -области спектра примерно в течение 1 дня после КГВ. Ошибки наблюдений меньше размера точек [83]

Наиболее интересным послесвечением, наблюдавшимся во многих обсерваториях, обладал GRB 030329 (см., например, [89]); особенности спектра послесвечения показали наличие сверхновой [100]. На рис. 12 приведены гамма-наблюдения GRB 030329 в эксперименте КОНУС–ВИНД (WIND) [82]; кривая блеска оптического послесвечения, полученная в Крымской обсерватории, приведена на рис. 13 [82]. На рис. 14 даны спектр послесвечения

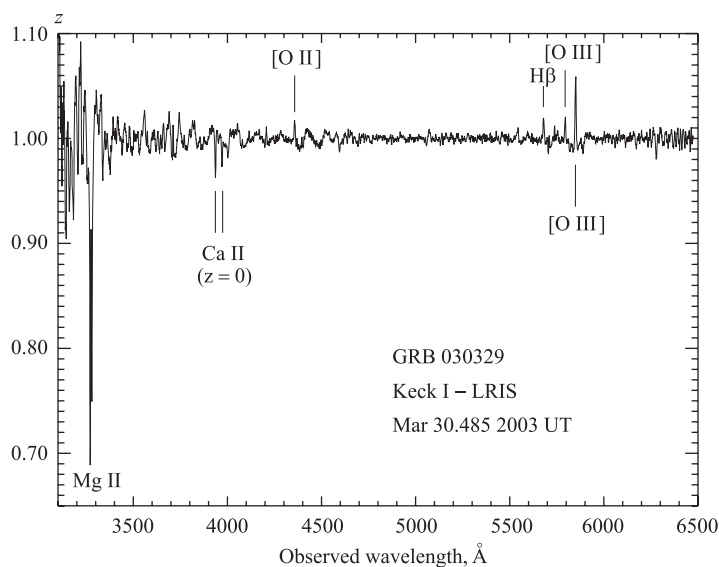


Рис. 15. Спектр оптического послесвечения, полученный на телескопе КЕК I (Keck) с помощью спектрометра с эффективным разрешением $4,2 \text{ \AA}$. Экспозиция наблюдения послесвечения составила 600 с. Представлены отождествленные узкие эмиссионные линии [O II], H β и [O III], линии поглощения Mg II, соответствующие среднему красному смещению $z = 0,169 \pm 0,001$, что делает GRB 030329 космологическим КГВ с самым малым красным смещением. Отождествленные линии излучения типичны для областей звездообразования галактик, в то время как линии поглощения обусловлены наличием газа в диске галактики. Отождествленная линия Ca II при $z \approx 0$ предположительно связана с поглощением в облаке внутри нашей Галактики [83]

GRB 030329 в широкой спектральной области и кривая блеска оптического послесвечения в течение 1 дня после КГВ, а на рис. 15 представлен спектр оптического послесвечения с телескопа КЕК [83].

4. КГВ И СВЕРХНОВЫЕ

Указания, полученные в результате наблюдений, на связь со сверхновыми найдены у следующих КГВ: GRB 980425 ($z = 0,0085$, 40 Мпс), GRB 980326 ($z = 1$), GRB 011121 ($z = 0,365$), GRB 020405 ($z = 0,695$), GRB 030329 ($z = 0,169$). Кривые блеска некоторых оптических послесвечений имеют «красный бугор» в течение 15–75 дней, что может быть обусловлено сопутствующим взрывом сверхновой, см. [98], рис. 16 из [27], рис. 18, 19 из [43]. Указания на связь КГВ со взрывами сверхновых были получены при наблю-

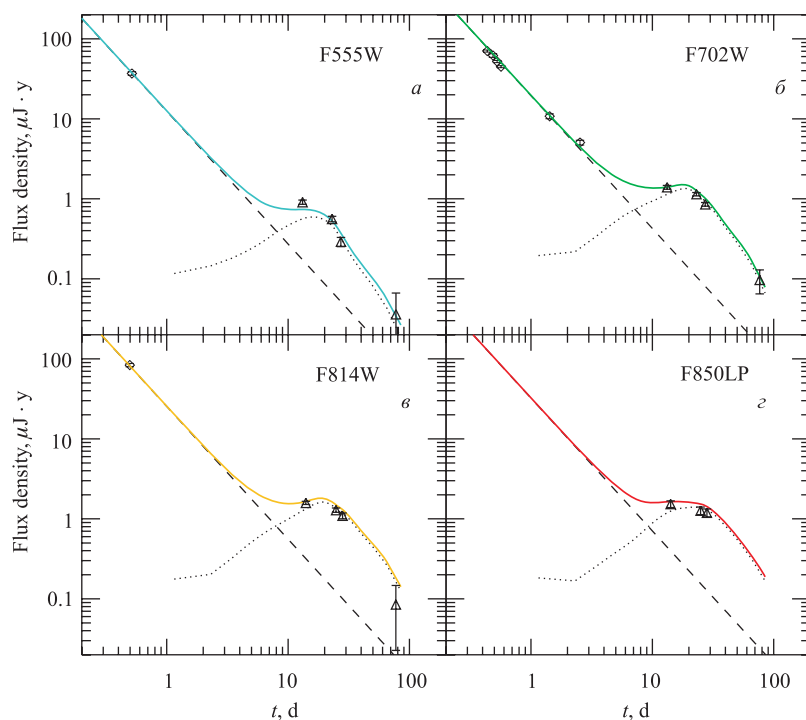


Рис. 16. Кривые блеска послесвечений и «красные бугры», наблюдаемые в промежуточное время в GRB 01121. Треугольники соответствуют фотометрии на хаббловском космическом телескопе (HST) в фильтрах F555W (а), F702W (б), F814W (в) и F850LP (з) (все с поправками на оценку вклада от «хозяйской галактики»), а ромбы представляют наземные наблюдения, приведенные в литературе. Штриховая линия описывает предполагаемое поведение оптического послесвечения КГВ, а пунктирная задает ожидаемый поток излучения от шаблонной сверхновой при красном смещении GRB 01121, который при учете 55% поглощения примерно соответствует данным наблюдений. Сплошная линия — сумма излучений СН и послесвечения КГВ [27]

дени GRB 980425, который совпал на небе с SN 1998bw. Эта сверхновая оказалась аномально яркой по сравнению с другими СН типа SNIb/c, имела пекулярные спектры и необычно большую радиосветимость на начальных стадиях [78]. Она взорвалась в близкой галактике с красным смещением, намного меньшим, чем те, которые наблюдаются в оптических послесвечениях других КГВ (см. табл. 2), что указывало на небольшое энерговыделение в GRB 980425. Нельзя исключить, что примерное совпадение во времени и в проекции на небесную сферу СН и КГВ является случайным, а расстояния до

них сильно различаются. Тем не менее даже при явной пекулярности близкого GRB 980425 при его связи с SN 1998bw идея происхождения КГВ при взрыве пекулярной, очень яркой сверхновой SNIc (гиперновой) стала весьма популярной. Особенности кривых блеска оптических послесвечений связаны с их немонотонным поведением, «красные бугры» были интерпретированы как сопутствующие сверхновые, которые иначе оставались бы незамеченными из-за очень большого расстояния до «хозяйской галактики».

Другое свидетельство в пользу связи КГВ–СН получено при подробном фотометрическом и спектроскопическом исследовании яркого оптического послесвечения от GRB 030329. На некотором этапе было замечено [43,100] подобие между спектрами послесвечения и пекулярной сверхновой SN 1998bw, что позволило заявить об открытии SN 2003dh, связанной с этим КГВ. Сравнение спектров SN 2003dh и SN 1998bw дано на рис. 17–19.

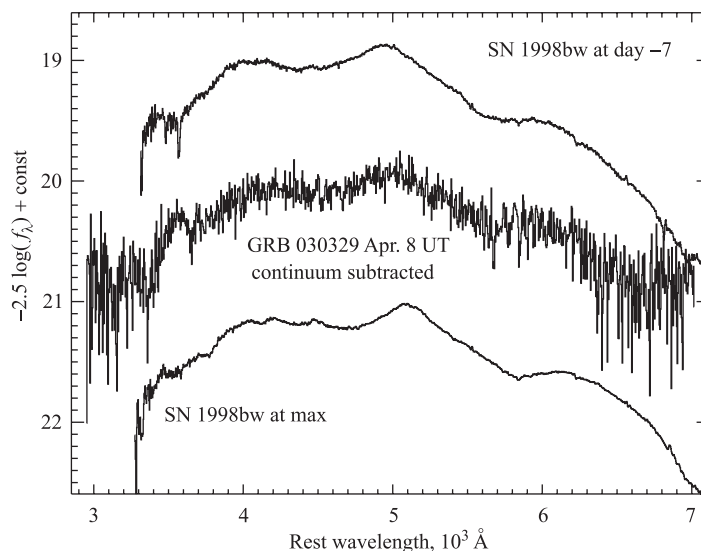


Рис. 17. Спектр SN 2003dh, полученный 8 апреля 1998 г. после вычитания сглаженного спектра от 1 апреля. Этот остаточный спектр показывает широкие бугры в районах примерно 5000 и 4200 Å (в системе покоя), которые аналогичны тем, которые наблюдались в спектре пекулярной СН типа Ic SN 1998bw за неделю до максимума блеска [78]. Совпадение не столь хорошее, если сравнивать со спектром SN 1998bw в максимуме блеска, особенно для красного края спектра [100]

На рис. 18 верхний спектр довольно хорошо аппроксимируется степенным законом, который обычно наблюдается в спектрах послесвечений. Промежуточный спектр показывает заметное отличие от степенного закона, по-

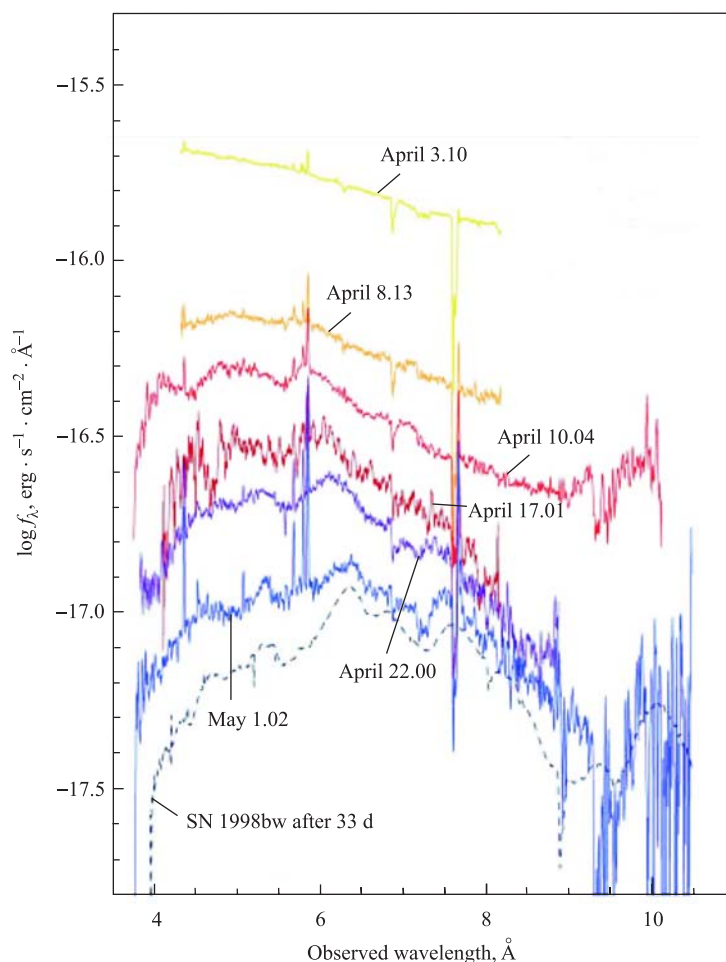


Рис. 18. Эволюция спектра суммарного оптического излучения f_λ послесвечения GRB 030329, связанной с ним сверхновой SN 2003dh и их родительской галактики [43]

добное тому, которое наблюдалось в SN 1998bw на той же фазе. На нижнем спектре, где доминирует SN 2003dh, черты сверхновой ясно видны. Для сравнения приведен спектр SN 1998bw на 33-й день после вспышки (штриховая линия), сдвинутый согласно красному смещению GRB 030329. Все спектры SN 2003dh приведены в наблюдаемых длинах волн без учета поправок на покраснение из-за красного смещения. Были оставлены также линии поглощения в атмосфере. В области длины более $9,000 \text{ \AA}$ спектры сильно загряз-

нены линиями излучения ночного неба, но широкая «деталь» вокруг $10,000 \text{ \AA}$ может быть связана со сверхновой. На всех стадиях отождествлены эмиссионные линии $[\text{O II}]\lambda 3,727$, $\text{H}\beta$, $[\text{O III}]\lambda 4,959$, $\lambda 5,007$ и $\text{H}\alpha$, вероятнее всего, от хозяйской галактики. На последней стадии (1 мая) были отождествлены и следующие линии: $[\text{Ne III}]\lambda 3,869$, $\text{H}\delta$, $\text{H}\gamma$, $[\text{N II}]\lambda 6,583$, так же как наложенные друг на друга линии $\text{He I}\lambda 3,889 + \text{H}\delta$ и $[\text{Ne III}]\lambda 3,968 + \text{H}\epsilon$. Сильные бальмеровские линии указывают на то, что поглощение в хозяйской галактике мало. Оценка металличности, основанная на потоках в линиях $[\text{O II}]$, $[\text{O III}]$ и $\text{H}\beta$, дает $[\text{O}/\text{H}] = -1,0$. Оценка скорости звездообразования $0,2 M_{\odot} \text{ y}^{-1}$ получена исходя из линий $[\text{O II}]$ или $\text{H}\alpha$. С учетом 3σ верхнего предела $R > 22,5$, полученного для излучения хозяйской галактики на основе изучения архивных данных, сделан вывод о том, что эквивалентные ширины эмиссионных линий очень велики. Таким образом, хозяйская галактика является карликовой галактикой с низкой металличностью и активным звездообразованием, что качественно совпадает с хозяйской галактикой GRB 980425/SN 1998bw.

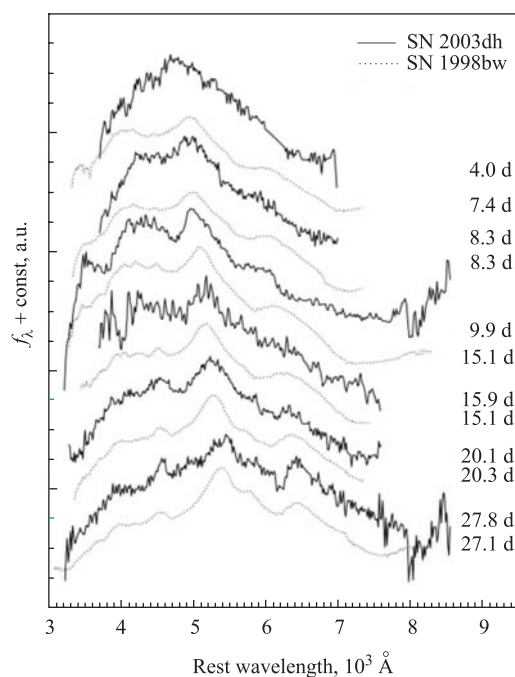


Рис. 19. Сравнение эволюции спектров SN 2003dh и SN 1998bw [43]

На рис. 19 сплошные линии задают спектры SN 2003dh, полученные в результате обработки, описанной в [43]. Пунктирные линии задают спектры SN 1998bw, полученные в аналогичные интервалы времени. Все спектры

приведены в длинах волн системы покоя, на них отмечено количество дней, прошедших с момента вспышки КГВ с учетом космологического растяжения времени $(1+z)$; относительные величины спектров, отложенные на рис. 19 по вертикали, произвольны. Спектр SN 2003dh разбивался на участки по 15 \AA , были удалены линии излучения хозяйской галактики, а где необходимо — сделана интерполяция в области сильных линий поглощения ночного неба на $6,800$, $7,200$ – $7,400$ и $7,600 \text{ \AA}$. Сильный «край» поглощения на $6,150 \text{ \AA}$ (наблюдаемый на $7,200 \text{ \AA}$) связан, видимо, с поглощением ночного неба. При обработке спектров предполагалось, что у хозяйской галактики видны лишь линии излучения, которые и вычитались. Подгонка спектра делалась в виде суммы степенной части ($f_\lambda \sim \lambda^{-(\beta+2)}$) и масштабированного спектра шаблонной SN 1998bw. По методу наименьших квадратов подбирались три параметра: показатель спектра β , амплитуда послесвечения и амплитуда сверхновой. В большинстве случаев был получен наилучший показатель $\beta \sim -1,2 \pm 0,05$, который использовался везде, хотя он, а также форма шаблонного спектра, мало повлияли на оценку вклада сверхновой в форму спектра. Длина волны максимума спектра в обеих сверхновых со временем смещается в красную сторону, для SN 2003dh средняя скорость такого смещения составляет $\sim 25 \text{ \AA}$ в день, что аналогично ранней эволюции спектра SN 1998bw. В [43] причиной такого смещения предположительно является рост непрозрачности по поглощению при движении в более голубую область от $4,900 \text{ \AA}$ (длина волны в системе покоя).

Самые ранние спектры оптического послесвечения GRB 030329, полученные в [99], представлены на рис. 20. Из сравнения рис. 18 и 20 видно, что

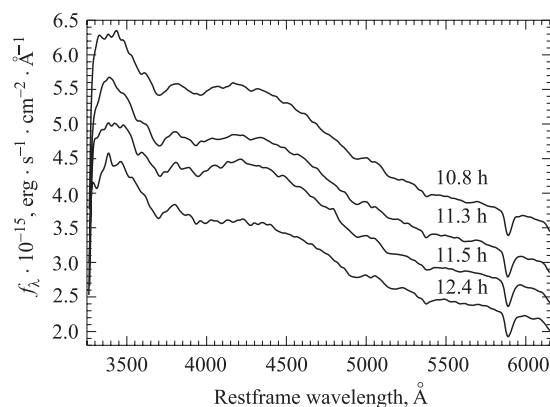


Рис. 20. Сглаженные спектры оптического послесвечения GRB 030329 в длинах волн системы покоя, полученные со спектральным разрешением 12 \AA на 6-метровом телескопе Специальной астрофизической обсерватории (Карачаево-Черкессия). Спектры, зарегистрированные через 11,5, 11,3 и 10,8 ч после КГВ, сдвинуты по вертикальной шкале f_λ на $+0,2 \cdot 10^{-15}$, $+0,6 \cdot 10^{-15}$ и $+1,2 \cdot 10^{-15}$ соответственно [99]

в ранние моменты, через 10–12 ч после вспышки КГВ, форма спектра была далека от степенной, к которой он проэволюционировал через несколько дней, к 3 апреля. В [99] это интерпретировалось как спектр начальной сильной вспышки SN 2003dh, аналогично короткой начальной вспышке, наблюдавшейся на кривой блеска SN 1993J, приведенной на рис. 21. Модель такой вспышки была рассчитана в [95].

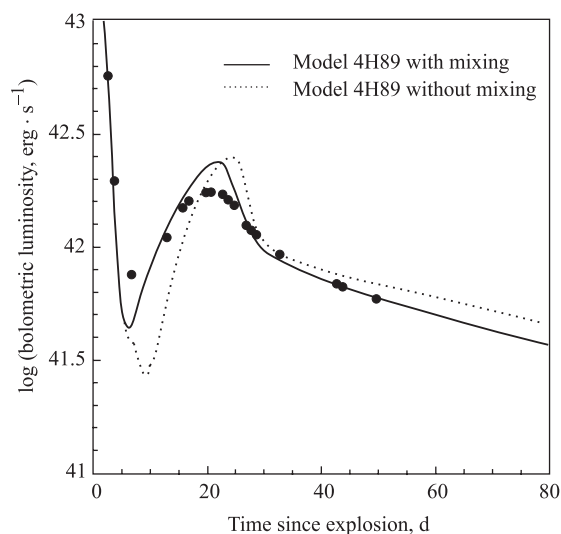


Рис. 21. Расчетные кривые блеска модели с массой оболочки $0,89M_{\odot}$. Измерения болометрической кривой блеска SN 1993J даны темными кружками [95]

Несмотря на столь поразительные совпадения связь КГВ с СН нельзя еще считать окончательно установленной. Остаются спектральные различия, временные масштабы отличаются от стандартных значений, причем спектры многих послесвечений КГВ не содержат указаний на наличие сверхновых. К тому же в единственном случае, когда совпадающие КГВ и СН были открыты независимо, вполне заурядный наблюдаемый GRB 980425, появившийся вместе с SN 1998bw, оказывается очень аномальным, на три порядка более слабым, чем остальные космологические КГВ с известными красными смещениями линий в послесвечениях (см. табл. 2).

5. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В КГВ

В [30] было сообщено об открытии линейной поляризации в γ -излучении GRB 021206. Авторы интерпретировали это как синхротронное излучение релятивистских электронов в сильном магнитном поле. Измерения проводи-

лись на Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) — высокоэнергичном солнечном спектрографе Ревена Рамати. RHESSI имеет набор из девяти коаксиальных германиевых детекторов большого объема (300 см^3) с высоким спектральным разрешением для изучения рентгеновского и γ -излучения Солнца в диапазоне энергий 3 кэВ–17 МэВ. RHESSI имеет высокое угловое разрешение (2 с дуги) с полем зрения оптики $\sim 1^\circ$; однако плоские фокальные детекторы не заэкранированы и открыты для всего неба. Из-за этого RHESSI довольно часто регистрирует КГВ в фокальной плоскости детекторов, хотя вероятность их попадания в поле для построения изображения мала. Эти наблюдения позволяют получить спектры высокого разрешения, времена регистрации и энергии индивидуальных фотонов, а потенциально пригодны для измерения поляризации. RHESSI не оптимизирован для использования в качестве γ -поляриметра, но некоторые особенности его конструкции делают его наиболее чувствительным из современных приборов для астрофизических измерений поляризации γ -излучения [30].

В области мягкого γ -излучения $\sim 0,15\text{--}2,0$ МэВ основным механизмом взаимодействия фотонов с детекторами RHESSI является комптоновское рассеяние. Небольшая часть падающих фотонов испытывает единственное рассеяние в одном детекторе, прежде чем испытать рассеяние и/или фотопоглощение в другом детекторе. Вероятность этой последовательности событий зависит от поляризации падающего γ -фотона. Линейно поляризованный γ -фотон рассеивается преимущественно в направлении, перпендикулярном вектору его поляризации. В RHESSI это свойство рассеяния может быть использовано для измерения поляризации астрофизических источников. Чувствительность инструмента к поляризации определяется эффективной площадью для рассеяния и средней величиной поляриметрического коэффициента модуляции $\mu(\theta, E)$, который равен максимуму разброса вероятности азимутального рассеяния для поляризованных фотонов. Этот фактор равен $\mu = (d\sigma_{\perp} - d\sigma_{\parallel}) / (d\sigma_{\perp} + d\sigma_{\parallel})$, где $d\sigma_{\perp}$, $d\sigma_{\parallel}$ — дифференциальное сечение Клейна–Нишины для комптоновского рассеяния перпендикулярно и параллельно направлению поляризации соответственно, и является функцией энергии падающего фотона E_{γ} и комптоновского угла рассеяния θ между направлением падающего и рассеянного фотонов. Для источника с числом отсчетов S и степенью поляризации Π_s распределение ожидаемых азимутальных углов рассеяния равно $dS/d\phi = (S/2\pi)[1 - \mu_m \Pi_s \cos(2(\phi - \eta))]$, где ϕ есть азимутальный угол рассеяния, η — направление вектора поляризации, а μ_m — средняя величина поляриметрического коэффициента модуляции для прибора. Хотя RHESSI имеет небольшую эффективную площадь ($\sim 20 \text{ см}^2$), для событий, где происходит рассеяние между детекторами, он имеет довольно большой коэффициент модуляции в области 0,15–2,0 МэВ, полученный из модели по методу Монте-Карло. Результаты обработки данных, полученных в ходе наблюдений, представлены на рис. 22, и согласно [30] они являются уверенным свидетель-

ством открытия сильной поляризации прямого γ -излучения КГВ. В [30] высказано предположение, что этот результат указывает на важную роль магнитного поля в механизме взрыва КГВ. Он согласуется с моделью КГВ в виде огненного шара, раздуваемого магнитным полем, которое могло быть генерировано за счет вращательной энергии дифференциально вращающегося аккреционного диска вокруг центрального компактного объекта, либо вращательной энергии керровской черной дыры, пронизанной магнитными силовыми линиями, либо вращательной энергии сильно замагниченной нейтронной звезды [105]. Другой возможной моделью является генерация крупномасштабного магнитного поля в потоке за ударной волной.

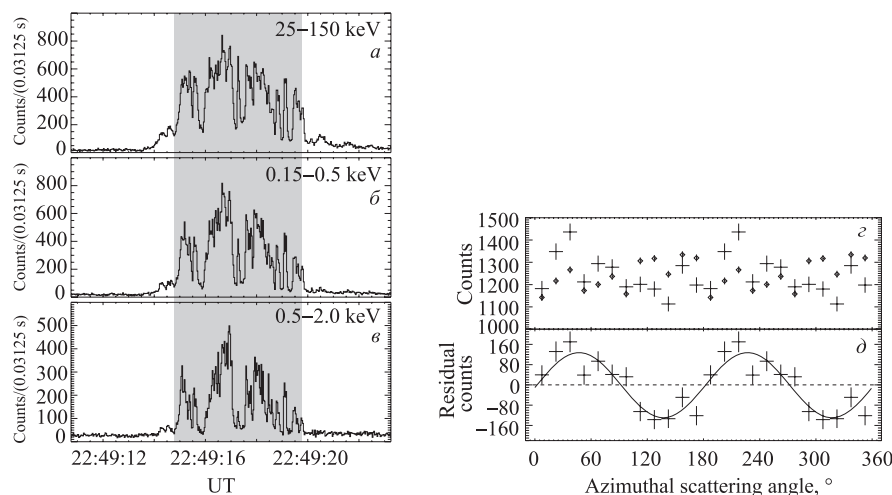


Рис. 22. *a–в*) Кривые блеска RHESSI (полное число отсчетов) в трех энергетических интервалах для GRB 21206. Этот КГВ локализован на небе в 18° от Солнца, что исключило возможность поиска оптического послесвечения, однако его яркость, длительность и близость к оси вращения RHESSI делают его идеальным кандидатом для поиска поляризации. Затененная область показывает сигнал с временем усреднения в 5 с для анализа поляризации. *г, д*) Азимутальное распределение рассеяний для данных RHESSI с поправкой на вращение спутника. Угловой интервал $0–180^\circ$ разбит на интервалы по 15° , в которых собирались отсчеты, изображенные здесь для ясности, два раза. График *г* показывает необработанное измеренное распределение (крестики) вместе с результатом моделирования по методу Монте-Карло для симулированного распределения неполяризованного источника с постоянным потоком (ромбы). На графике *д* приведены данные RHESSI после вычитания симулированного распределения. Полученное остаточное распределение несовместимо с неполяризованным источником (штриховая линия) на уровне достоверности $> 5,7\sigma$. Сплошная линия представляет результат наилучшей подгонки модуляционной кривой, соответствующей степени поляризации $(80 \pm 20) \%$ [30]

Данные [30] были снова проанализированы в [90], где был сделан вывод о том, что они не дают ни малейшего намека на регистрацию поляризованного сигнала (см. рис. 23). Во-первых, было обнаружено, что число используемых для измерения поляризации событий, где фотон в результате рассеяния

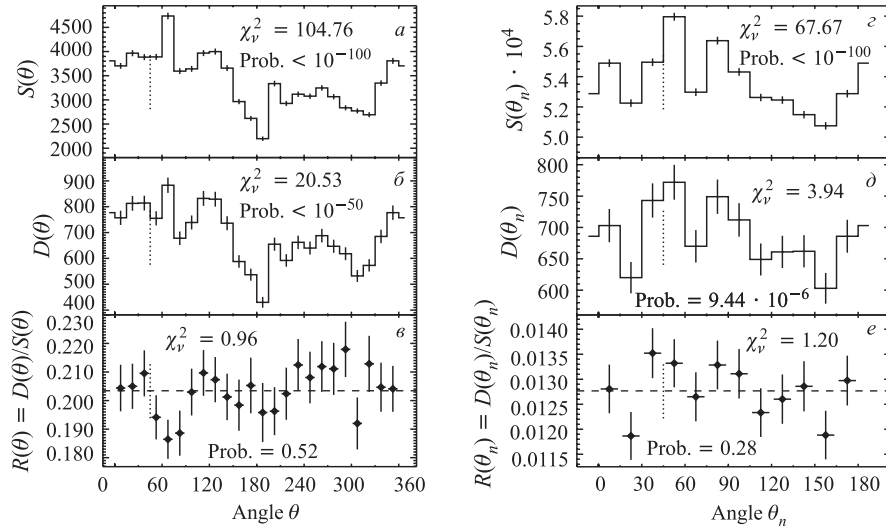


Рис. 23. Скорость отсчета событий как функция θ ; здесь $\theta = 0$ и $\theta_n = 0$ соответствуют направлению на небесный север с ростом угла при вращении основания детектора от севера к востоку (по часовой стрелке, смотря на Солнце). Положение GRB 021206 на всех рисунках отмечено вертикальной пунктирной линией. *а)* Скорость отсчета одиночных событий S как функция θ , θ — угол между небесным севером и центром детектора, фиксирующего квант, в интервале $0\text{--}360^\circ$. $S(\theta)$ несовместима с постоянным значением, указано χ^2_v ; вероятность наблюдения такой переменности $< 10^{-100}$. *б)* Скорость отсчета двойных событий D как функция θ ; здесь указаны оба отсчета для каждого события, которые расположены в соответствующих интервалах θ . Наблюдаемая переменность несовместима с постоянством $D(\theta)$, указано χ^2_v ; вероятность наблюдения такой переменности — $< 10^{-50}$. *в)* Отношение D/S совместимо с постоянной величиной с вероятностью, равной 0,54. *г)* Скорость отсчета одиночных событий $S(\theta_n)$ в поляриционном анализе в интервале $0\text{--}180^\circ$. Скорость отсчета несовместима с постоянной величиной. *д)* Скорость отсчета двойных событий $D(\theta_n)$ в поляриционном анализе в интервале $0\text{--}180^\circ$ хорошо совместима с соответствующим графиком из [30], без вычитания монте-карловской «нулевой» кривой блеска. Видна существенная переменность от θ_n . *е)* Отношение $R = D(\theta_n)/S(\theta_n)$. Поляризованные фотоны рассеивались бы преимущественно в направлении с большим отношением двойных отсчетов к одиночным, чем в перпендикулярном направлении, ведя к переменности $R(\theta_n)$. Из наблюдений следует, что функция $R(\theta_n)$ совместима с постоянной величиной, т. е. признаков поляризации не найдено [90]

переходил от одного детектора к другому и в обоих был зарегистрирован, примерно в 10 раз меньше оцененного в [30] (830 ± 150 вместо 9840 ± 96). В результате этого отношение сигнала к шуму оказывается слишком низким для регистрации возможной поляризации, даже на уровне 100 %. В [90] был использован другой метод обработки данных для обнаружения эффекта поляризации, который не обнаружил каких-либо признаков поляризации в излучении GRB 021206. Было показано, что зарегистрированный сигнал может соответствовать неполяризованному источнику, а полученная в [30] поляризация связана с пренебрежением систематической ошибкой в «нулевой кривой блеска», используемой при обработке. Из-за низкого отношения сигнала к шуму в данных RHESSI анализ, сделанный в [90] методом, пригодным только для пуассоновского шума, показал совместимость этих данных с любой степенью поляризации, вплоть до 100 %, что указывает на то, что из наблюдений RHESSI невозможно получить каких-либо оценок поляризации излучения GRB 021206.

В ответ на критику [90] авторы [30] опубликовали новую статью [28], отвергающую эту критику. Было написано, что «в рукописи [90] поднимается много важных вопросов, связанных с обработкой наблюдений, которые будут рассмотрены в отдельной готовящейся статье. Отметим, однако, что предел на регистрируемую степень поляризации, полученный в [90] с использованием нового развитого там метода обработки, существенно завышен. Хотя мы хотели бы подробнее ознакомиться с новым методом статистической обработки, предложенным в [90] (особенно с обоснованием того, что получаемая степень поляризации не зависит от инструментального отклика), мы приходим к неизбежному выводу о том, что в их статистическом методе имеется серьезный пробел. Более того, авторы [90] заявили, что их анализ нечувствителен к любому уровню поляризации, следовательно, он не противоречит тому уровню поляризации, который представлен в нашей оригинальной статье». Исследование, проведенное в работе [113], подтвердило вывод [90] о невозможности определения степени поляризации излучения КГВ по имеющимся данным. Возможно, что для разрешения этого противоречия необходимо как дальнейшее развитие методов обработки, так и новые наблюдения, однако большинство исследователей на стороне сомневающихся.

Тем не менее даже в отсутствие уверенности в надежности измерений поляризации прямого излучения КГВ было построено несколько теоретических моделей для объяснения этого явления с использованием как синхротронного излучения [38], так и обратного комптоновского рассеяния [57]. В [38] для упорядоченного поперечного магнитного поля B_{ord} была получена степень поляризации $P \sim 43\text{--}61\%$, в то время как поле, генерируемое на фронте ударной волны, которое является хаотичным, хотя и полностью расположенным в плоскости ударной волны B_{\perp} , может создать степень поляризации вплоть до $P \leq 38\text{--}54\%$ в единичном импульсе на кривой блеска

КГВ, но для интегрального излучения нескольких импульсов, измеренного для GRB 021206, ожидается уменьшение в ~ 2 раза. Магнитное поле, нормальное к ударному фронту B_{\parallel} , может создать степень поляризации $P \sim 35\text{--}62\%$ для суммарного излучения многих импульсов. Однако измерения поляризации в послесвечениях КГВ предполагают более изотропную конфигурацию поля, генерируемого ударной волной, что должно уменьшить P в $\sim 2\text{--}3$ раза. Поэтому упорядоченное поле B_{ord} , возникающее в источнике, может объяснить наблюдаемую поляризацию наиболее естественно, в то время как B_{\parallel} менее вероятно, а B_{\perp} является наименее ожидаемым.

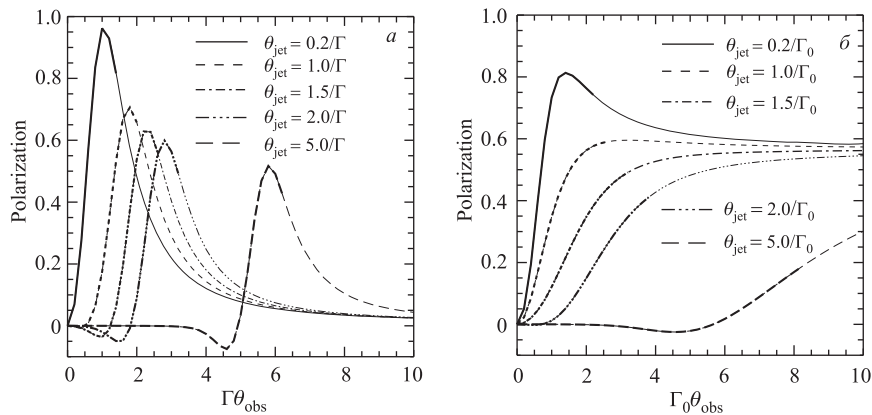


Рис. 24. *a)* Степень поляризации как функция угла наблюдения θ в единицах $1/\Gamma$ для однородного выброса с резкими границами. Различными линиям соответствует поляризация выбросов с различными углами раскрытия. Более жирной частью линии обозначена область, где эффективность рассеяния составляет больше 2,5%. *б)* Та же картина для выброса с распределением по Гауссу. Так как в этом выбросе лоренцевский фактор переменен, то угол наблюдения θ_0 указан по оси x в единицах $1/\Gamma_0$, т. е. для лоренцевского фактора вдоль оси выброса [57]

В статье [57] рассматривалось обратное комптоновское излучение огненного шара в виде направленного выброса с углом раскрытия, сравнимым или большим, чем угол направленности, связанный с релятивистским сжатием луча. Численный расчет степени линейной поляризации как функции угла раскрытия выброса и направления на наблюдателя был выполнен для комптоновского рассеяния вверх по потоку на крупномасштабном движении (см. рис. 24). Отмечено, что γ -фактор крупномасштабного движения не может быть большим ввиду отсутствия видимой обратной зависимости длительности КГВ от его мощности, которая присуща модели с крупномасштабным релятивистским движением (см. п. 3.1).

6. НАБЛЮДЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ЭХА

Наблюдения GRB 031203 на рентгеновской обсерватории «Ньютон» (XMM-Newton) начались 4 декабря 2003 г., UT 04:09:29, и продолжались 58211 с. Этот КГВ был впервые зарегистрирован инструментом IBIS на спутнике ИНТЕГРАЛ 2003-12-03, UT 22:01:28. Анализ первых наблюдений на «Ньютоне» обнаружил диффузное рентгеновское гало вокруг места послесвечения. Это гало наблюдалось на всех трех камерах прибора EPIC, оно не связано с рассеянием оптических или рентгеновских фотонов внутри прибора. Гало имело форму почти совершенного круга, радиус которого увеличивался со временем. Это напоминало поведение светового эха, идущего от рентгеновских квантов, рассеянных пылевым облаком, расположенным на расстоянии 700 пс от наблюдателя [59]. GRB 031203 имеет галактические координаты $l = 255,74$, $b = -4,80^\circ$, в направлении этого КГВ расположены туманность Гама (Gum Nebula), другие туманности и инфракрасные источники. Расстояние до рассеивающего облака свидетельствует о его расположении внутри нашей Галактики. Рентгеновский спектр GRB 031203 хорошо

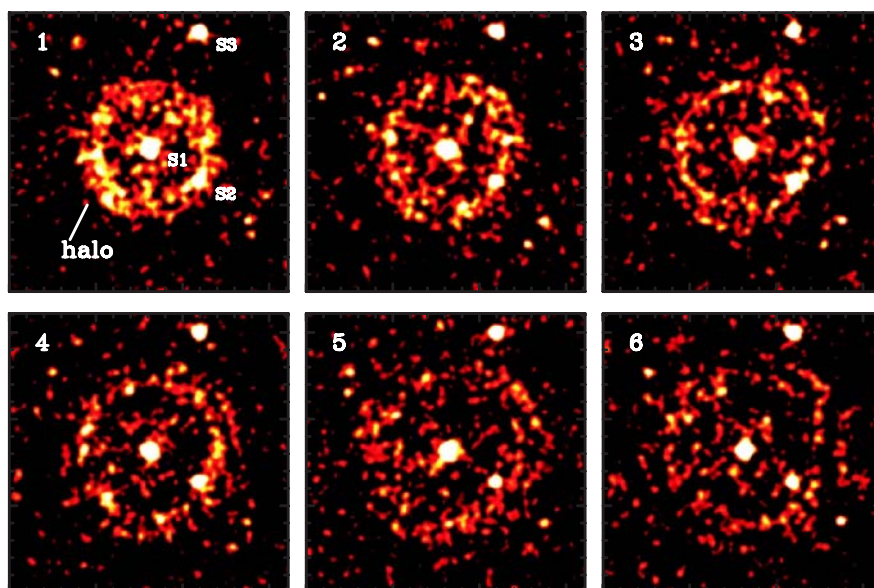


Рис. 25. Серия изображений области в 10 угловых минут вокруг GRB 031203 в диапазоне энергий 0,7–2,5 кэВ. Данные наблюдений разбиты на 10 временных интервалов по 5780 с. Приведены шесть первых изображений, сглаженных с использованием гауссовского ядра размером 6 угловых секунд. Отмечены три самых ярких точечных источника (S1, S2, S3) [107]

аппроксимируется степенным законом и фотонным индексом 1,7. Рассеянное рентгеновское излучение имеет, как и ожидалось, более мягкий спектр с фотонным индексом 3 [59]. Последующий анализ показал [107], что гало появляется в виде концентрических круговых колец с центром в точке локализации КГВ (см. рис. 25). Радиусы этих колец растут со временем $\sim t^{1/2}$, что совместимо с малым углом рассеяния рентгеновских квантов большим столбом пыли вдоль направления наблюдения космологического КГВ (см. рис. 26). Появление двух колец связано с двумя различными слоями пыли в Галактике, расположенными от нас на расстояниях 880 и 1390 пс, что согласуется с известными особенностями строения Галактики. Яркость гало свидетельствует о начальном импульсе мягкого рентгеновского излучения, возникающего одновременно с наблюдаемым КГВ.

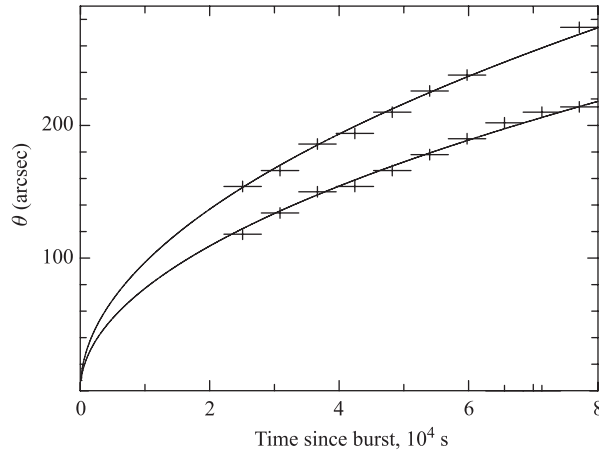


Рис. 26. Рост со временем радиуса двух колец вокруг GRB 031203. Радиус каждого кольца измерялся по локальному максимуму вдоль радиуса. В обоих случаях распределение хорошо аппроксимируется функцией $\theta \propto (t-t_0)^{1/2}$. В качестве ошибки принимался размер отрезка, используемого при измерениях профиля вдоль радиуса [107]

Отметим, что тот же $\sim t^{1/2}$ закон роста радиуса кольца со временем имеет место для любого варианта, когда радиус кольца (x) много меньше расстояния от пылевого облака как до наблюдателя (d_1), так и до источника КГВ (d_2). Принимая всегда $x \ll d_1$, получим

$$x = d_1 \sqrt{2} \left[\frac{ct}{d_1} + \frac{d_2}{d_1} + 1 - \sqrt{\left(\frac{d_2}{d_1} + 1 \right)^2 + 2 \frac{ct}{d_1}} \right]^{1/2}. \quad (8)$$

Здесь d_2 произвольно, а время отсчитывается от момента регистрации прямого рентгеновского (гамма) импульса КГВ. Когда источник находится вну-

три облака $d_2 = 0$, из (8) имеем

$$x \approx ct. \quad (9)$$

В случае $d_2 \gg x$ имеем

$$x = \sqrt{2ct \left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right)^{-1}}, \quad (10)$$

т. е. ту же зависимость от времени в виде квадратного корня. Единственным требованием здесь являются большие расстояния d_1 и d_2 по сравнению с x , что может иметь место даже для КГВ, расположенных на некосмологических расстояниях. Таким образом, рост радиуса $x(t)$ по закону квадратного корня совместим с космологической природой КГВ, но не может рассматриваться как доказательство этого.

7. РЕАКЦИЯ ПЛОТНОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО ОБЛАКА НА БЛИЗКИЙ КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ КГВ

7.1. Оптическое послесвечение от переизлучения межзвездного газа.

Как было впервые отмечено в [76], см. также [81], свойства послесвечений КГВ лучше объясняются в предположении о том, что источники КГВ расположены в областях звездообразования с большой плотностью газа и пыли. Взаимодействие мощного импульса КГВ с окружающим газом с плотностью $n = 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-3}$ приводит к появлению оптического послесвечения специальной формы, длительность которого может достигать десятка лет. Расчеты кривой блеска и спектра такого послесвечения сделаны в [25] (см. рис. 27). Было показано, что длительность и спектр оптического послесвечения КГВ из-за взаимодействия γ -излучения с плотной межзвездной средой зависят от расположения КГВ относительно плотного облака, а в случае анизотропного КГВ они зависят также от ориентации наблюдателя и облака относительно оси КГВ. При взрыве в однородном облаке оптическое послесвечение может достигать десятка лет. Оптическое послесвечение КГВ можно отличить от излучения сверхновой с тем же выходом энергии по особенностям кривой блеска и спектра. Самыми сильными в оптическом послесвечении являются линии излучения H_α и H_β . Открытие подобного послесвечения дало бы важную информацию о свойствах источника КГВ и окружающей его среды.

Более подробные двумерные расчеты послесвечения КГВ после взрыва в области звездообразования вблизи холодного молекулярного облака были сделаны в [9, 10]. Оптические кривые блеска качественно совпадают с рис. 27, однако имеет место большое разнообразие спектров и кривых блеска в зависимости от начальных распределений плотности в облаке, анизотропии распределения плотности и КГВ излучения. Для расчетов уравнений гидродинамики с радиационным нагревом и охлаждением в приближении полной

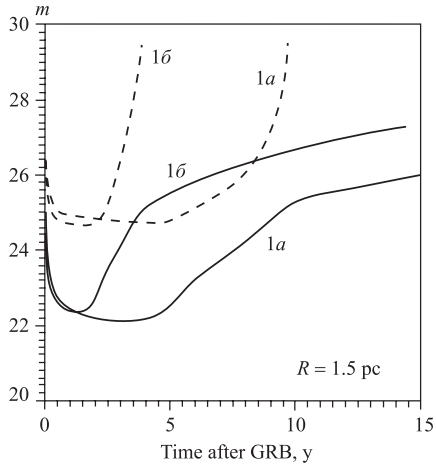


Рис. 27. Кривая блеска оптического послесвечения, в звездных величинах. Сплошная линия — верхний предел, штриховая — нижний предел. Начало координат соответствует моменту вспышки КГВ с энергией E и полным потоком у Земли. $F_{\text{GRB}} = 10^{-4}$ эрг \cdot см $^{-2}$: $1a$ — для случая $E = 10^{52}$ эрг; $n_0 = 10^5$ см $^{-3}$; $1б$ — для случая $E = 10^{51}$ эрг; $n_0 = 10^5$ см $^{-3}$ [25]

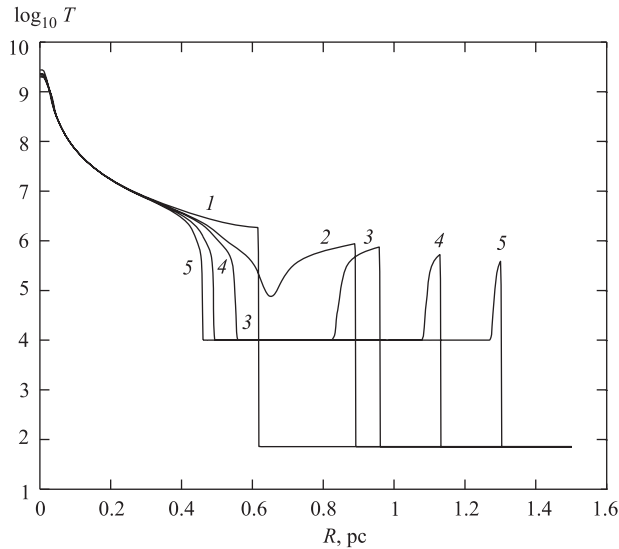


Рис. 28. Распределение температуры в холодном однородном молекулярном облаке с радиусом $R = 1,5$ пк, концентрацией водорода $n_{\text{H}} = 10^5$ см $^{-3}$, нормальным химическим составом после однородного КГВ с полной мощностью $Q = 5 \cdot 10^{52}$, с плоским спектром при $E_{\text{max}} = 2$ МэВ в последовательные моменты времени после КГВ: 1 — 2,02 года; 2 — 2,91 года; 3 — 3,14 года; 4 — 3,70 года; 5 — 4,26 года [10]

прозрачности использовался РРМ-метод. Так же, как и в [25], распространение КГВ через облако аппроксимировалось очень узкой сферической, или направленной, волной γ -квантов, оставляющих за собой полностью ионизованный газ, нагретый комптоновским взаимодействием. При расчетах нагрева

учитывались поправки Клейн–Нишины к томсоновскому сечению [11]. Распределение температуры после изотропного взрыва в центре однородного сферического облака дано на рис. 28. Внутри облака образуется запаздывающая волна охлаждения, которая связана с высоким пиком на кривой охлаждения в области рекомбинации водорода и гелия. Обратная зависимость скорости охлаждения от температуры приводит к развитию тепловой неустойчивости и появлению «толстого» холодного слоя между горячим центром и тонким внешним прогреваемым слоем. Интересно отметить, что фазовая скорость внешней границы волны охлаждения превышает скорость света, что ведет к запираанию внутри холодного слоя квантов, возникающих при рекомбинации [10, 25].

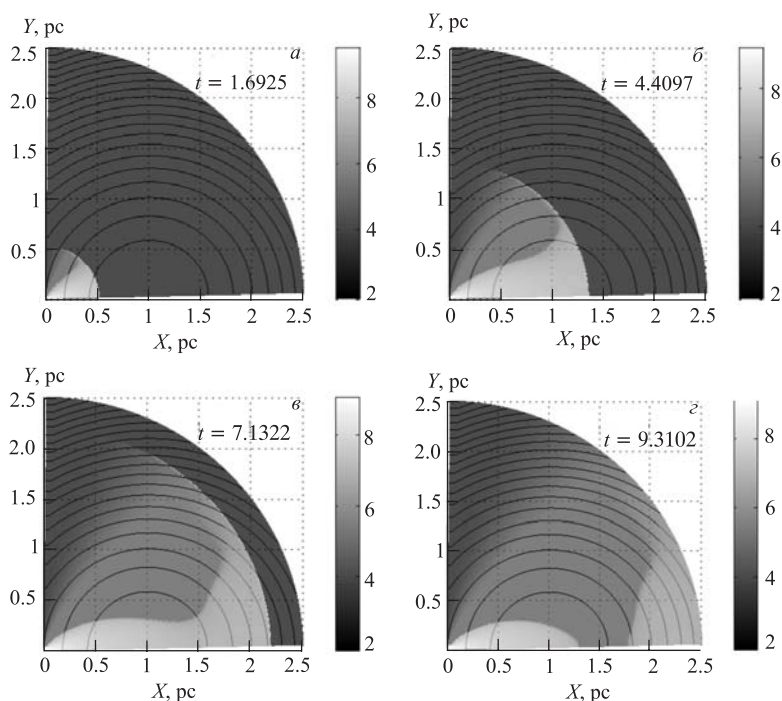


Рис. 29. Распределение плотности (заливка, $\log T$ указаны в столбиках справа) и уровни плотности (линии) после КГВ в холодном молекулярном облаке радиусом $R = 1,5$ пк с концентрацией водорода $n_{\text{H}} = 10^5 \exp\left(\frac{-r^2}{r_0^2}\right) \text{ см}^{-3}$, $r_0 = 0,75$ пк, с нормальным химическим составом после анизотропного КГВ с угловым распределением излученной энергии в виде $Q = 5 \cdot 10^{54} \exp\left\{-\left(\frac{\theta'}{\theta_0}\right)^2\right\}$, $\theta_0 = 0,4$ рад и плоским спектром с $E_{\text{max}} = 2$ МэВ, расположенным на расстоянии $x_0 = 1,0$ пк от центра молекулярного облака; все расстояния указаны в пк, время — в годах [10]

Молекулярное облако может быть неоднородным, а КГВ может в общем случае произойти вне его центра. Обычно принимается, что излучение КГВ должно быть анизотропным с узким лучом. Результаты расчетов распределения температуры плотности для такого общего случая представлены на рис. 29. Здесь охлаждение происходит быстрее в области повышенной плотности, так что за фронтом распространения КГВ образуется тонкий горячий слой, а в области пониженной плотности позади КГВ остается горячий слой, гораздо более толстый.

7.2. Гидродинамические движения газа, вызванные космологическим КГВ. Максимальные скорости, которые вещество однородного молекулярного облака приобретает после того, как в нем вспыхнет КГВ с полным энерговыведением, $1,6 \cdot 10^{53}$ и $1,6 \cdot 10^{54}$ эрг, и максимальной энергией фотонов в плоском спектре $E_{\max} = 2$ МэВ, равны $2,16 \cdot 10^3$ и $5,17 \cdot 10^3$ км/с соответ-

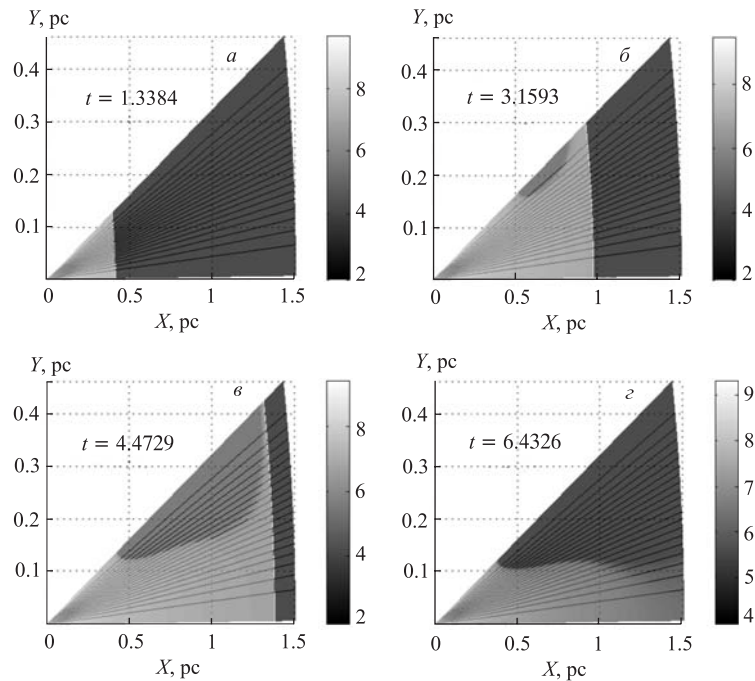


Рис. 30. Распределения скорости (линии со стрелками) и температуры (заливка, $\log T$ указаны в столбиках справа) в изначально холодном молекулярном облаке радиусом $R = 1,5$ пк в различные моменты времени после изотропного КГВ для варианта с начальным распределением концентрации водорода конического типа $n_H = 10^5 e^{-2-2 \cos(10\theta)} \text{ см}^{-3}$. Расчетная область ограничена углами $0 \leq \theta \leq \pi/10$, а $v_\theta = 0$ на границе $\theta = \pi/10$; расстояние от источника КГВ указано в пк, время — в годах [10]

ственно. Дальнейшее увеличение энергии КГВ не приводит к росту скорости за фронтом ударной волны из-за свойств комптоновского нагрева [10]. Быстрое охлаждение вещества препятствует усилению ударной волны даже в случае неоднородного облака с умеренным градиентом плотности.

Более сильное ускорение вещества после вспышки КГВ может быть достигнуто в некоторых случаях специального распределения вещества вокруг КГВ. Когда КГВ вспыхивает внутри молекулярного облака низкой плотности, имеющего форму конуса, внутри конуса формируется градиент плотности, который приводит к выбросу вещества вдоль оси конуса с большой скоростью. Вещество молекулярного облака вблизи КГВ, включая вещество в конусе, нагревается до почти одинаковой температуры, так что возникающий градиент давления отражает градиент плотности перед вспышкой. Движение вещества к оси конуса под действием этого градиента приводит к появлению кумулятивной струи вдоль оси конуса, в которой вещество ускоряется до скорости $1,7 \cdot 10^4$ км/с. Эволюция распределения температуры и индуцированного поля скоростей представлена на рис. 30, 31. Распределение плотности конического типа возникает, когда КГВ вспыхивает между молекулярными облаками в области низкой плотности (в этом случае выброс имеет форму кольца), либо подобный конус может быть образован анизотропным звездным ветром звезды-предшественника КГВ.

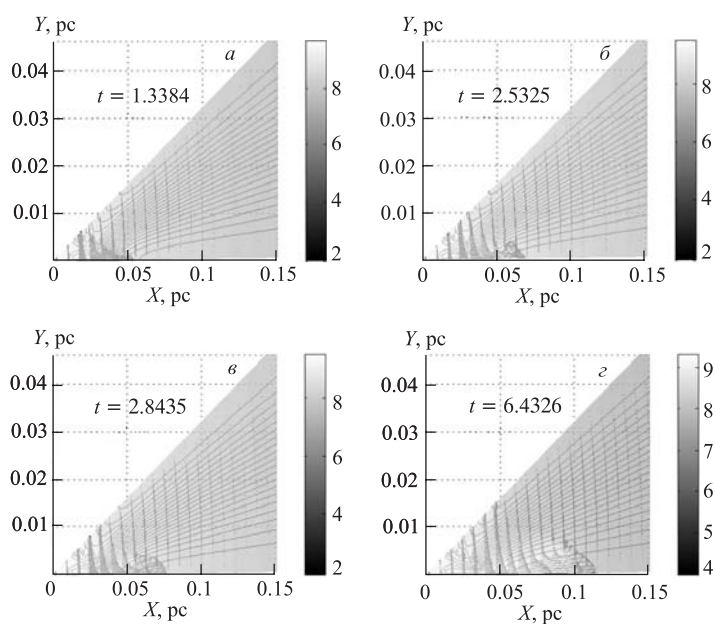


Рис. 31. Увеличенная центральная часть рис. 30 [10]

Послесвечения от анизотропного КГВ могут иметь сильную угловую зависимость из-за сильного поглощения света пылью, не испарившейся после вспышки вдоль направлений, перпендикулярных оси КГВ. Это может ослабить ограничения на угол коллимации, следующие из-за отсутствия оптических всплесков-сирот, так как оптическое послесвечение подобного типа будет почти так же коллимировано, как и КГВ. Переизлучение на пыли приведет к возникновению инфракрасного послесвечения КГВ, которое должно быть более изотропным, чем оптическое. Поэтому поиск инфракрасных всплесков-сирот, сопровождающих анизотропные КГВ, представляется более обещающим.

8. ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Наблюдения в ходе эксперимента EGRET на борту орбитальной комптоновской γ -обсерватории CGRO показали, что КГВ излучают также и в жесткой γ -области вплоть до энергий 20 ГэВ [35]. Жесткое γ -излучение было зарегистрировано примерно у 10 КГВ, причем у 5 КГВ, приведенных в табл. 3 [93], наблюдались фотоны с энергиями свыше 100 МэВ. Как правило, жесткое γ -излучение длится дольше, чем основной мягкий КГВ, вплоть до 1,5 ч в GRB 940217 (см. рис. 32). Сравнение угловой апертуры экспериментов EGRET и БАТСЕ, а также длительности их работы на орбите приводит к выводу о том, что жесткое γ -излучение должно наблюдаться у значительной части, примерно от трети до половины, всех КГВ. Наклон спектра в жесткой γ -области лежит в диапазоне между (-2) и $(-3,7)$ и быстро меняется, становясь более мягким со временем (GRB 920622 из [94]). Согласно наблюдениям в жесткой γ -области радиопульсара в Крабовидной туманности [73] и PSR B1055-52 [102] наклон и переменность их спектров имеют свойства, сходные с КГВ. С учетом неппульсирующего излучения Крабовидной туманности наклон ее γ -спектра меняется между $(-1,78)$ и $(-2,75)$. Если КГВ

Таблица 3. Характеристики мощных КГВ, зарегистрированные в эксперименте EGRET [93]

Название КГВ	Макс. энергия, ГэВ	Длит. излучения	Спектр. функция	Запад. излучение
GRB 910503	10	84 с	$E^{-2,2}$	X
GRB 910601	0,314	200 с	$E^{-3,7}$	X
GRB 930131	1,2	100 с	$E^{-2,0}$	X
GRB 940217	18	1,5 ч	$E^{-2,6}$	X
GRB 940301	0,16	30 с	$E^{-2,5}$	

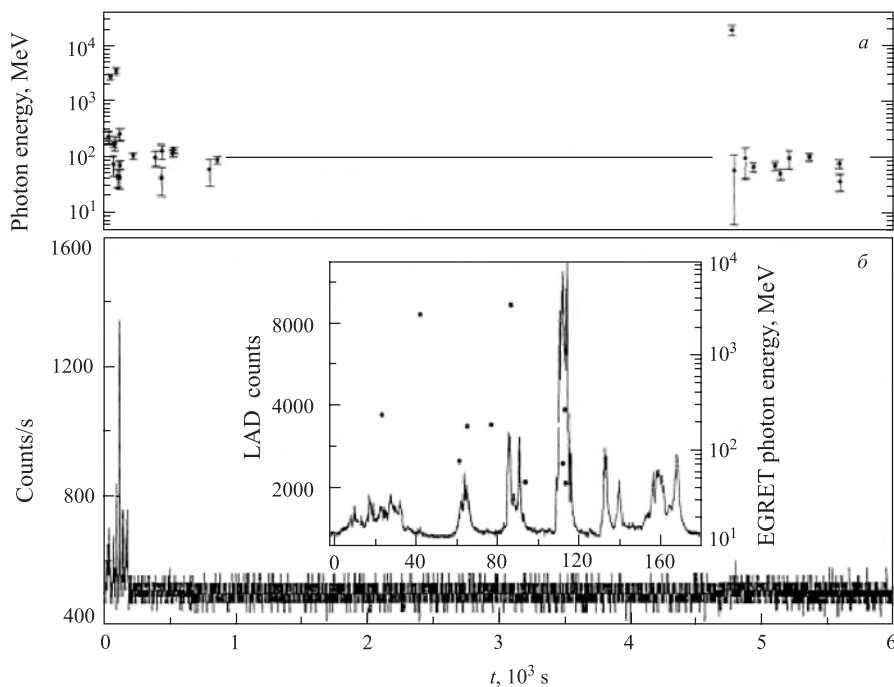


Рис. 32. Вспышка КГВ 17 февраля 1994 г., от которой наблюдались γ -кванты в ГэВ-ной области энергий в эксперименте EGRET в течение 1,5 ч после основной вспышки. Рисунок на вставке включает данные EGRET, а также данные наблюдений основной вспышки в эксперименте БАТСЕ и на спутнике Одиссей (Ulysses) [35]

связан со взрывом сверхновой и рождением нейтронной звезды, то остаточные после взрыва колебания нейтронной звезды могут быть ответственны за продолжительное послесвечение в жесткой γ -области [16, 33, 103].

Все существующие проекты в жесткой γ -области предполагают исследование КГВ в качестве важнейшей задачи. Для изучения КГВ требуется иметь как можно большую угловую апертуру. Ближайшим по времени ожидается запуск малого астрономического γ -спутника итальянского космического агентства AGILE весом около 130 кг, который по проекту должен был работать в течение 2005–2007 гг. в области энергий от 30 МэВ до 30 ГэВ. В эксперименте AGILE предполагается использование твердотельных силиконовых детекторов, технология производства которых хорошо разработана к настоящему времени. Предполагается достичь оптимального углового разрешения при построении изображения в γ -области на уровне $5\text{--}20'$ для мощных источ-

ников и вести наблюдение в беспрецедентно большом поле зрения — порядка 3 ср. Это приводит к эффективной чувствительности, сравнимой с экспериментом EGRET для точечных источников, наблюдаемых вдоль оси прибора, и существенно лучшей для источников, видимых под углом к оси. Ожидается детектирование КГВ в области выше 50 МэВ на уровне 5–10 событий/год [1].

Космический γ -телескоп большой площади GLAST, который должен был быть запущен в 2006 г., является международным космическим проектом, в его разработке принимают участие космические агентства различных стран. Проект предназначен для исследования космоса в области энергий от 10 кэВ до 300 ГэВ. После осуществления нескольких успешных исследовательских космических проектов в области γ -астрономии был реализован проект EGRET на борту CGRO, запущенной в 1991 г. В эксперименте EGRET был сделан первый полный обзор неба в диапазоне энергий от 30 МэВ до 10 ГэВ, причем большинство открытых при этом источников остались неотжествленными. Исследования в γ -области с помощью телескопа GLAST будут проводиться в диапазоне энергий 20 МэВ–300 ГэВ. Сравнительные характеристики GLAST (EGRET) таковы: максимальная эффективная площадь составляет $> 8000 \text{ см}^2$ (1500 см^2); поле зрения > 2 ср ($0,5$ ср); угловое разрешение $< 3,5^\circ$ на 100 МэВ и $< 0,15^\circ$ на > 10 ГэВ ($5,8^\circ$ на 100 МэВ); разрешение по энергии $< 10\%$ (10%); точность локализации (радиус на уровне $1-\sigma$) для постоянных высокоширотных источников с большим $|b|$ и потоком $10^{-7} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в области энергий > 100 МэВ составляет $< 0,5'$ ($15'$). На борту GLAST будет специально установлен монитор почти всего неба в мягкой γ -области для независимой регистрации КГВ, чтобы получать одновременно данные в мягкой и жесткой областях энергий γ -квантов. Так же, как и в эксперименте AGILE, детектор для регистрации жестких γ -квантов будет состоять из силиконовых пластин общим числом 18. Эта технология имеет долгую и успешную историю применения в физике высоких энергий при экспериментах на ускорителях. Она имеет высокую эффективность детектирования ($> 99\%$), отличное позиционное разрешение (< 60 мкм в данной конструкции); большое отношение сигнал:шум ($> 20 : 1$). GLAST будет иметь хорошую эффективность детектирования при энергиях выше 10 ГэВ и будет иметь возможность локализации КГВ с точностью, достаточно высокой для возможности быстрого поиска их излучения на всех более длинных волнах. Ожидается, что GLAST будет детектировать около 200 КГВ в год, половина из которых будет локализована в радиусе не больше 10 мин дуги, что даст хорошую возможность получения изображения области с КГВ с помощью оптического телескопа с большой апертурой [72].

Оригинальная конструкция γ -телескопа в области энергий выше 0,5–1 ГэВ под названием CYGAM (цилиндрический гамма-монитор) была рассмотрена в [24, 31, 58]. Принципиальная схема CYGAM представлена на рис. 33. Цилиндрическая форма, полая внутри, позволяет уменьшить в не-

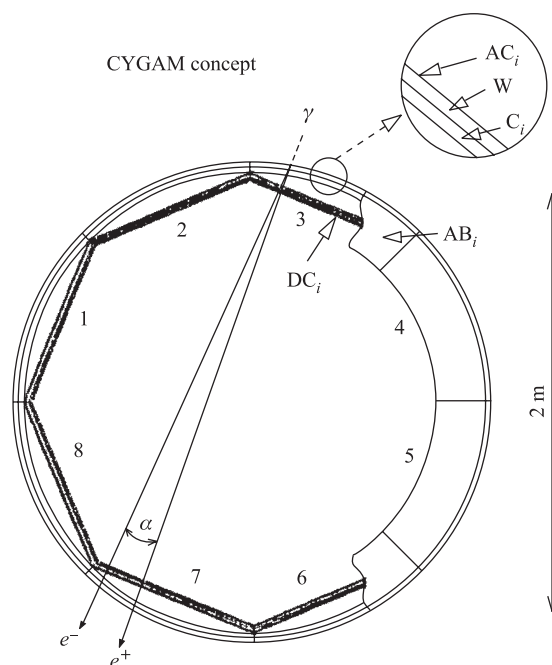


Рис. 33. Схема предлагаемого цилиндрического гамма-монитора (CYGAM). AC_i — счетчики совпадений–антисовпадений; AB_i — торцевая антисовпадательная защита; W — сосредоточенный конвертор; C_i — счетчики совпадений; DC_i — слои дрейфовых камер [24]

сколько раз вес конструкции при той же чувствительности и лучшем угловом разрешении, при энергии около 1 ГэВ. В этой схеме в качестве детекторов были рассмотрены дрейфовые камеры [31], однако возможно также использование вместо них тех же силиконовых пластин. Можно ожидать, что в области энергий 1–10 ГэВ CYGAM будет иметь характеристики, сравнимые или лучше, чем GLAST, будучи почти в 3 раза легче и, соответственно, дешевле в изготовлении. Большое поле зрения, примерно в 7 ср, хорошо подходит для детектирования КГВ.

9. ЛИНИИ В ОБЛАСТИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНА

Линии в области жесткого рентгена в спектрах КГВ были открыты в эксперименте КОНУС [64]. Они были интерпретированы как циклотронные линии и наблюдались примерно в 30% КГВ. Линии и сами спектры были

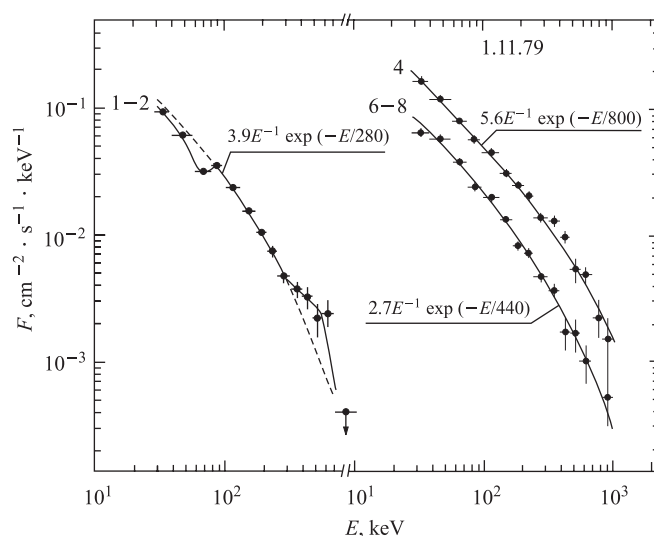


Рис. 34. Спектральная эволюция КГВ от 1 ноября 1979 г. 1–2 — спектр, полученный в течение первых 8 с с линией поглощения при энергии ≈ 65 кэВ и широкой эмиссионной деталью в области 350–650 кэВ; 4 — спектр четвертого 4-секундного интервала; 6–8 — суммарный спектр 6-го, 7-го и 8-го интервалов [65]

сильно переменны: наблюдаемая глубина линии поглощения уменьшалась со временем (рис. 34). Детектор на БАТСЕ имел худшее спектральное разрешение, чем детектор на КОНУСе, и довольно долго не могли обнаружить в полученных спектрах каких-либо линий. В более поздних публикациях было заявлено о нахождении в спектрах КГВ, полученных на БАТСЕ, спектральных деталей в жесткой рентгеновской области [29]. В [29] при исследовании спектров 117 КГВ статистически значимые линии были найдены в спектрах 13 из них. Хорошим примером является GRB 941017, у которого согласованные линии хорошо видны в спектрах двух детекторов. У некоторых КГВ линия наблюдалась на одном детекторе, в то время как на другом она не оказывалась статистически достоверной. Спектр GRB 930916 со «статистической» линией приведен на рис. 35 из [29]. В этой работе утверждается, что, пока не будут поняты причины различия спектров одного и того же КГВ на разных детекторах, будет оставаться сомнение в реальности спектральных деталей КГВ в жесткой рентгеновской области. Отметим, однако, что спектры GRB 930916 были получены только через 20 с после начала вспышки, а согласно [64] наиболее сильные спектральные детали наблюдались на начальной стадии КГВ (см. рис. 34). Единственная работа по интерпретации таких линий в

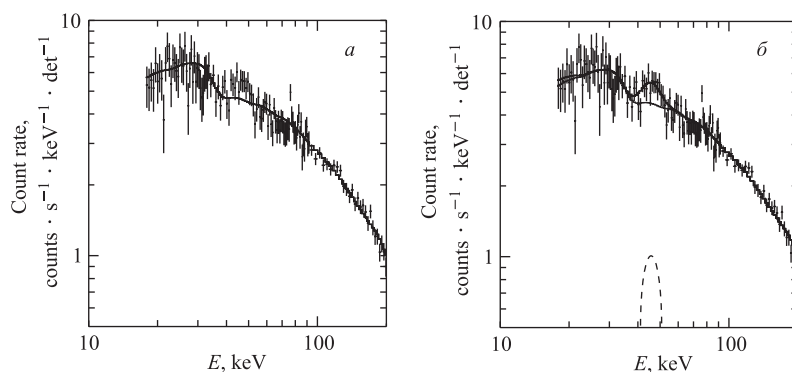


Рис. 35. Спектр GRB 930916, полученный в эксперименте БАТСЕ по результатам наблюдения в интервале от 22,144 до 83,200 с после регистрации. «Бугор» при энергии 30 кэВ связан с К-границей йода в NaI-детекторе. *а)* Наилучшая подгонка данных с детектора SD2 спектром континуума. *б)* При добавлении узкой спектральной линии излучения при энергии 45 кэВ величина χ^2 улучшается на 23,1. Суммарный спектр задан сплошной линией, штрихами даны отдельно спектр континуума и линия из [29]

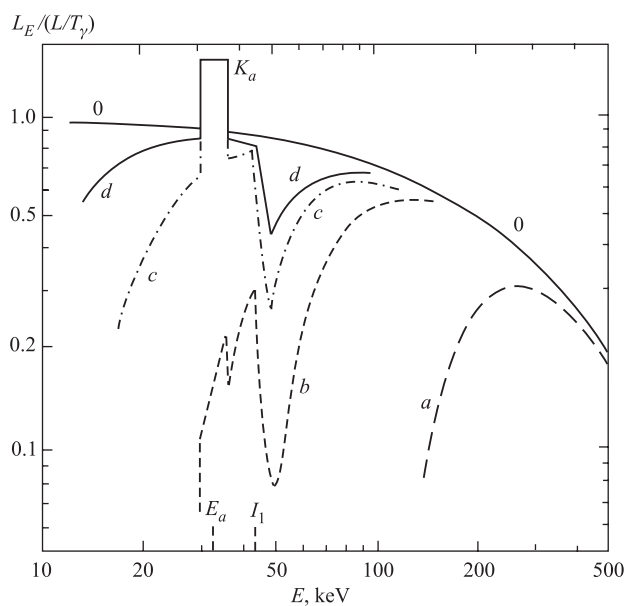


Рис. 36. Переменность во времени линии поглощения, образованной из-за наличия ионов бария с $X_{Ba} = 1/300$ в железной плазме расширяющегося облака, находящегося между источником КГВ и наблюдателем, $t_a < t_b < t_c < t_d$; 0 — спектр КГВ перед прохождением через облако [21]

космологической модели [40] основана на рассмотрении сильно сдвинутого в голубую область спектра газового облака (соответствующий релятивистский фактор $\Gamma = 25-100$), освещаемого γ -излучением огненного шара. Аналогичная модель было предложена в [21] для объяснения линий, наблюдаемых в эксперименте КОНУС, в рамках галактической модели КГВ [23]. Модель была основана на взрыве вблизи поверхности нейтронной звезды, приводящем к выбросу расширяющегося облака с $v/c = 0,1-0,3$, в котором происходит поглощение в линии (см. рис. 36). В этой модели наблюдаемое уменьшение поглощения со временем (рис. 34) связывалось с уменьшением оптической толщи по поглощению по мере расширения облака.

10. КГВ И ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ (КЛСЭ)

В [69] отмечалось, что квадраты ошибок двух событий, связанных с космическими лучами (КЛ) самых высоких энергий, перекрываются с квадратами ошибок сильных КГВ. GRB 910503 наблюдался за 5,5 мес., а GRB 920617 — за 11 мес. до соответствующего КЛ. В одном из случаев самый энергичный КЛ совпадает с самым мощным КГВ из каталога БАТСЕ. Случайная вероятность таких совпадений очень мала, поэтому в [69, 70] было высказано предположение, что одно и то же явление приводит к появлению как КГВ, так и КЛ сверхвысокой энергии. Временная задержка, так же как и небольшое расхождение на небесной сфере, являются ожидаемыми, т. к. на траекторию заряженной частицы КЛ влияет магнитное поле и она не является прямолинейной. Оценки показывают, что одно только поле Галактики может привести к наблюдаемому запаздыванию КЛ по сравнению с КГВ. Если предположить, что выделения энергии в КЛ и КГВ примерно одинаковые [69], то несколько десятков процентов самых сильных КГВ могут объяснить данные имеющихся экспериментов по детектированию КЛ сверхвысоких энергий (КЛСЭ).

Предположение о том, что КГВ являются источниками КЛСЭ, было почти в одно и то же время сделано в [108, 110, 111]. На связь КГВ–КЛСЭ указывает изотропия распределения обоих событий на небе и их космологическое происхождение. Помимо этого наблюдаемая скорость выделения энергии (на единицу объема) в γ -излучении КГВ оказывается сравнимой со скоростью выделения энергии в высокоэнергичных протонах, которая необходима для объяснения наблюдаемого потока КЛСЭ. Оценки скорости энерговыделения были сделаны в [112] (см. также [109]). Предполагалось, что внегалактические протоны в интервале энергий от 10^{19} до 10^{21} эВ рождаются в космо-

гически распределенных источниках со следующими скоростью и спектром:

$$E_p^2 \frac{d\dot{N}_p}{dE_p} \approx 0,6 \cdot 10^{44} \text{ эрг} \cdot \text{Мпк}^{-3}/\text{год}^{-1}. \quad (11)$$

Скорость выделения энергии в КГВ можно оценить, предполагая, что локальная ($z = 0$) частота КГВ составляет $\approx 0,5/\text{Гпк}^3/\text{год}$ [92]. При этом средняя энергия КГВ с известными красными смещениями в диапазоне энергий γ -квантов нескольких МэВ равна $\approx 3 \cdot 10^{53}$ эрг. Частота КГВ с известными красными смещениями меньше, чем полная наблюдаемая частота КГВ, на фактор $\approx 0,7 \times 0,5 = 0,35$. Фактор 0,7 связан с тем, что порог детектирования КГВ на спутнике БеппоСАКС примерно в 2 раза выше, чем порог детектирования на БАТСЕ, данные которого используются для оценки полной частоты КГВ. Фактор 0,5 связан с тем, что оптические послесвечения детектируются только у примерно половины КГВ. Таким образом, локальная ($z = 0$) скорость энерговыделения в области МэВ-ных фотонов при вспышках КГВ равна

$$\dot{\epsilon}_{\gamma(\text{МэВ})} \geq 0,35 \cdot 3 \cdot 10^{53} \text{ эрг} \cdot 0,5/\text{Гпк}^3/\text{год} = 0,5 \cdot 10^{44} \text{ эрг}/\text{Мпк}^3/\text{год}. \quad (12)$$

Эта скорость энерговыделения сравнима с такой же величиной для КЛСЭ (11).

Скорость энерговыделения можно оценить другим способом, используя функцию светимости, полученную в [92]. На основе большого набора событий КГВ было найдено, что число КГВ в зависимости от пиковой светимости L_c следует степенному закону в диапазоне от $\sim 10^{50,5}$ до $\sim 10^{51,5}$ эрг/с, а затем круто падает. Используя для пиковой светимости значение $\sim 10^{51}$ эрг/с и среднее эквивалентное время полного энерговыделения 10 с, получаем оценку полной скорости энерговыделения в КГВ примерно на порядок меньше, чем в (12), что более чем в 10 раз меньше скорости энерговыделения в КЛСЭ (11). Ввиду большого числа неопределенностей даже расхождение на порядок не может быть основанием для окончательного отказа от рассмотрения гипотезы о связи КГВ–КЛСЭ.

11. КОРОТКИЕ КГВ И МГП

Космологическое происхождение КГВ создает много проблем при построении реалистической физической модели. Основная проблема состоит в трудности построения модели для гигантского энерговыделения за столь короткое время в малом объеме. При наличии коллимированного КГВ требования к энерговыделению уменьшаются, однако угол коллимации не может быть слишком малым. Наблюдения оптических всплесков-сирот при полном обзоре неба могут существенно улучшить ограничения на угол коллимации.

Очень важным также является измерение оптических спектров быстрых послесвечений, пока оптическая светимость еще достаточно велика, а также исследование на этой стадии поляризации в оптической и рентгеновской областях для прояснения механизма излучения.

Возможно, КГВ не представляют собой однородного набора событий, а состоят из вспышек совершенно разного происхождения. Статистический анализ обнаруживает, как минимум, два отдельных набора, состоящих из длинных (> 2 с) и коротких всплесков. Отметим, что оптические послесвечения с определением красных смещений были измерены только у длинных всплесков. Поэтому не исключено, что короткие всплески имеют иное (может быть, даже галактическое) происхождение.

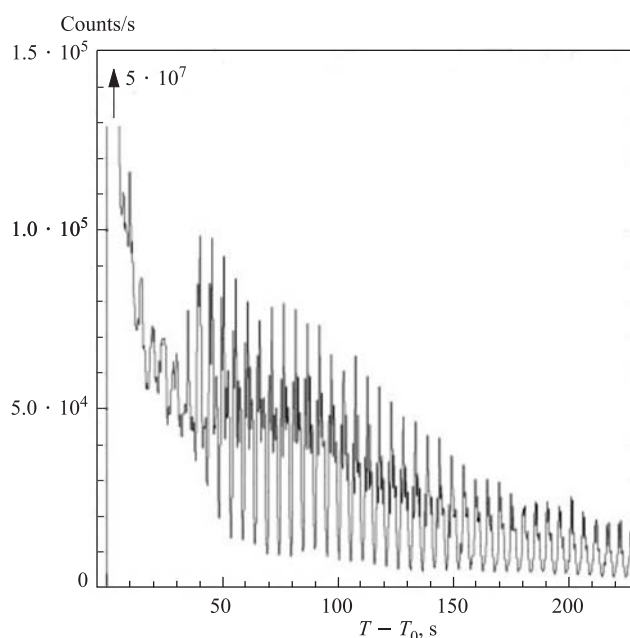


Рис. 37. Кривая блеска гигантского всплеска SGR 1900 + 14, зарегистрированная 27 августа 1998 г. Приведенные данные об излучении относятся к области энергий квантов $E > 15$ кэВ [66]

Интересно сравнить свойства коротких КГВ с гигантскими вспышками мягких γ -повторителей (МГП), расположенных внутри Галактики. Если бы МГП располагались на большем расстоянии, на котором обычная активность МГП не была бы видна, а регистрировались бы только гигантские всплески, то, без сомнений, эти последние были бы отнесены к обычным коротким

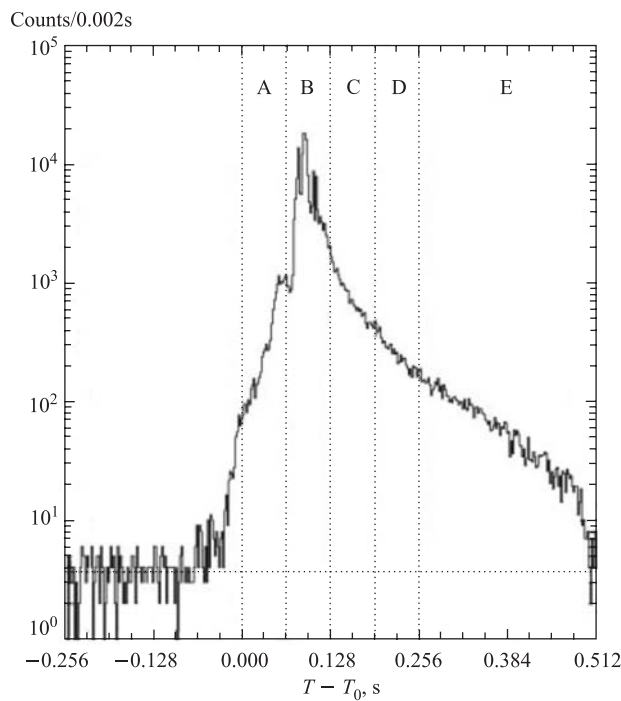


Рис. 38. Кривая блеска гигантского всплеска SGR 1627-41, зарегистрированная 18 июня 1998 г. Приведенные данные об излучении относятся к области энергий квантов $E > 15$ кэВ. Время подъема кривой блеска составляет примерно 100 мс [67]

КГВ. Кривые блеска двух гигантских всплесков согласно наблюдениям на приборе КОНУС–ВИНД [66, 67] приведены на рис. 37, 38. Частота и мощность гигантских всплесков МГП, наблюдавшихся уже в трех из четырех надежно отождествленных МГП в Галактике и Большом Магеллановом облаке (БМО), таковы, что имеется реальная возможность их наблюдений от соседних галактик локальной группы в виде коротких КГВ. Оценки показывают, что по статистике должно было бы наблюдаться более 10 «коротких КГВ» подобного типа от Туманности Андромеды (М 31) и других галактик локальной группы [18]. Отсутствие каких-либо КГВ вблизи соседних галактик могло бы указывать на то, что наблюдаемые МГП являются более близкими и более слабыми объектами, чем это принимается в настоящее время на основе их возможной генетической связи с остатками сверхновых (ОС), расстояния до которых можно оценить. Эта связь, возможно, не имеет места [18]. 27 декабря 2004 г. на аппарате КОНУС–ВИНД наблюдался гигантский всплеск от

четвертого γ -повторителя SGR 1806-20, который был в ~ 1000 раз ярче на небе, чем две гигантские вспышки на SGR 0526-66 (5 марта 1979 г.) и на SGR 1900+14 [115].

12. ВЫВОДЫ

Несмотря на то, что наблюдения ведутся более 30 лет и существуют многочисленные попытки построения теоретических моделей, к настоящему времени нет достоверной модели ни для формирования наблюдаемого излучения, ни для источника энергии КГВ. Хотя длинные КГВ имеют, по всей вероятности, космологическое происхождение, не исключено, что короткие КГВ имеют другое происхождение (возможно, даже галактическое) и связаны с гигантскими вспышками МП [65].

Решающие эксперименты, которые могли бы прояснить окончательно природу КГВ, связаны с наблюдениями во всех областях электромагнитного спектра. В оптике (от инфракрасной до ультрафиолетовой области) необходимо получение спектров КГВ на самых ранних стадиях, максимально близких по времени к самой γ -вспышке. Эта задача ставится перед широкоугольными автоматическими телескопами, которые функционируют или строятся в разных странах. Они быстро наводятся на область неба по информации, получаемой от γ -спутника, сразу после регистрации КГВ. Аналогичные задачи будет решать запущенный 20 ноября 2004 г. специализированный спутник SWIFT, предназначенный для наблюдений за КГВ в широкой области энергий, от жестких рентгеновских (150 кэВ) квантов до оптического диапазона энергий. Ожидается, что за год работы SWIFT обнаружит около 100 КГВ с точностью локализации порядка секунды дуги. Важной задачей является также оптический поиск всплесков-сирот, не сопровождаемых γ -импульсом. Такие наблюдения дали бы важную информацию о степени коллимации γ -импульса. Они требуют длительного оптического сканирования всего неба, что возможно либо с помощью системы непрерывно работающих, очень широкоугольных телескопов, охватывающих все небо, либо с помощью специализированного спутника с оптическим телескопом (или системой телескопов) — монитором всего неба. Помимо γ -наблюдений в МэВ-ной области энергий существенная информация по обнаружению КГВ может быть получена в результате наблюдений в жесткой γ -области с энергией квантов от сотни МэВ до десятков ГэВ. Такие наблюдения планируют проводить на большом космическом γ -телескопе GLAST, запуск которого ожидается в 2007 г., а также небольшом космическом γ -телескопе в той же области энергий AGILE, который должен быть запущен раньше.

Вероятной моделью космологического КГВ представляется коллапс ядра звезды большой массы с формированием черной дыры, окруженной массив-

ным вращающимся диском. Быстрое падение диска на черную дыру в результате магниторотационных процессов, сопровождаемое огромным энерговыделением в виде нейтрино, излучения и электронно-позитронных пар, может быть источником рождения КГВ. Не исключена также возможность рождения КГВ в экзотических процессах, связанных с космическими струнами, антивеществом и т. д.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. AGILE Homepage. 2004. <http://agile.mi.iasf.cnr.it>
2. *Akerlof C. W. et al.* // *Nature*. 1999. V. 398. P. 400.
3. *Akerlof C. W., McKay T. A.* GCN 205 (GRB990123). 1999.
4. *Andersen J. O., Strickland M.* // *Phys. Rev. D*. 2002. V. 66. P. 105001.
5. *Арделян Н. В., Бисноватый-Коган Г. С., Моисеенко С. Г.* // *УФН*. 1997. Т. 167. С. 1128.
6. *Ardeljan N. V., Bisnovatyj-Kogan G. S., Moiseenko S. G.* // *Astron. Astrophys.* 2000. V. 355. P. 1181.
7. *Арделян Н. В., Бисноватый-Коган Г. С., Моисеенко С. Г.* // *Астрофизика*. 2004. Т. 47. С. 47.
8. *Ardeljan N. V., Bisnovatyj-Kogan G. S., Moiseenko S. G.* // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 2004. V. 287. P. 333.
9. *Барков М. В., Бисноватый-Коган Г. С.* // *Астрон. журн.* 2005. Т. 82. С. 611.
10. *Барков М. В., Бисноватый-Коган Г. С.* // Там же. С. 29.
11. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пятаевский А. П.* *Релятивистская квантовая теория*. М.: Наука. Т. 1.
12. *Berezinsky V. S., Prilutsky O. F.* // *Astron. Astrophys.* 1987. V. 175. P. 309.
13. *Berezinsky V., Hnatyk B., Vilenkin A.* // *Phys. Rev. D*. 2001. V. 64. P. 043004.
14. *Berezhiani Z. et al.* // *Astrophys. J.* 2003. V. 586. P. 1250.
15. *Бисноватый-Коган Г. С.* // *Астрон. журн.* 1970. Т. 47. С. 813.
16. *Bisnovatyj-Kogan G. S.* // *Astrophys. J. Suppl.* 1995. V. 97. P. 185.
17. *Bisnovatyj-Kogan G. S.* // *Astron. Astrophys.* 1997. V. 324. P. 573.
18. *Bisnovatyj-Kogan G. S.* // *Proc. of Workshop «Vulcano99»*. *Mem. Soc. Astron. It.* 2002. V. 73. P. 318; astro-ph/9911275.
19. *Bisnovatyj-Kogan G. S.* astro-ph/0310361. 2003.
20. *Bisnovatyj-Kogan G. S.* astro-ph/0401369. 2004.
21. *Bisnovatyj-Kogan G. S., Illarionov A. F.* // *Astron. Astrophys.* 1989. V. 213. P. 107.
22. *Bisnovatyj-Kogan G. S., Chechetkin V. M.* // *Astrophys. Space Sci.* 1974. V. 26. P. 25.
23. *Bisnovatyj-Kogan G. S. et al.* // *Astrophys. Space Sci.* 1975. V. 35. P. 23.
24. *Bisnovatyj-Kogan G. S., Lejkov N. G.* // *Astrophys. Space Sci.* 1993. V. 204. P. 181.
25. *Бисноватый-Коган Г. С., Тимохин А. Н.* // *Астрон. журн.* 1997. Т. 54. С. 483.
26. *Bloom J. S., Kulkarni S. R., Djorgovski S. G.* astro-ph/0010176. 2000.

27. Bloom J. S. et al. // *Astrophys. J. Lett.* 2002. V. 572. P. L45.
28. Boggs S. E., Coburn W. astro-ph/0310515. 2003.
29. Briggs M. S. et al. astro-ph/9901224. 1999.
30. Coburn W., Boggs S. E. // *Nature*. 2003. V. 423. P. 415.
31. CYGAM homepage. <http://www.iki.rssi.ru/cygam/>. 2004.
32. Dado S., Dar A., De Ru'jula A. // *Astron. Astrophys.* 2002. V. 388. P. 1079.
33. Ding K. Y., Cheng K. S. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 1997. V. 287. P. 671.
34. Djorgovski S. G. et al. astro-ph/0107535. 2001.
35. Гепутейн С.С. // Письма в астрон. журн. 2000. Т. 26. С. 848.
36. Galama T. J. et al. // *Nature*. 1998. V. 395. P. 670.
37. Gershtein S. S. // *Astronomy Lett.* 2000. V. 26. P. 730.
38. Granot J. // *Astrophys. J.* 2003. V. 596. P. L17.
39. Groot P. J. et al. // *Astrophys. J. Lett.* 1998. V. 493. P. L27.
40. Hailey C. J., Harrison F. A., Mori K. // *Astrophys. J. Lett.* 1999. V. 520. P. L25.
41. Harrison T. E., Webber W. R., McNamara B. J. // *Astron. J.* 1995. V. 110. P. 2216.
42. Higdon J. C., Schmidt M. // *Astrophys. J.* 1990. V. 355. P. 13.
43. Hjorth J. et al. // *Nature*. 2003. V. 423. P. 847.
44. Hurley K. et al. // GCN 450 (GRB991208). 1999.
45. Hurley K. et al. // *Astrophys. J. Lett.* 1997. V. 485. P. L1.
46. Hurley K. et al. GCN 529 (GRB000131). 2000.
47. Hurley K. et al. GCN 642 (GRB000418). 2000.
48. Hurley K. et al. GCN 736 (GRB000630). 2000.
49. Hurley K. et al. GCN 791 (GRB000911). 2000.
50. Hurley K. et al. GCN 802 (GRB000926). 2000.
51. Истомина Я. Н., Комберг Б. В. // *Астрон. журн.* 2002. Т. 79. С. 1008.
52. Kippen R. M. et al. GCN 224 (GRB990123). 1999.
53. Kippen R. M. et al. GCN 306 (GRB990506). 1999.
54. Kippen R. M. et al. GCN 322 (GRB990510). 1999.
55. Klebesadel R. W., Strong I. B., Olson R. A. // *Astrophys. J. Lett.* 1973. V. 182. P. L85.
56. Kulkarni S. et al. // *Nature*. 1999. V. 398. P. 389.
57. Lazzati D. et al. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 2004. V. 347. P. L1.
58. Leikov N. G., Bisnovatyi-Kogan G. S. // *Astrophys. J. Suppl.* 1994. V. 92. P. 679.
59. Levan A. et al. GCN 2489 (GRB031203). 2003.
60. MacFadyen A. I., Woosley S. E. // *Astrophys. J.* 1999. V. 524. P. 262.
61. Masetti N. et al. // *Astron. Astrophys.* 2000. V. 354. P. 473.
62. Мазец Е. П. и др. // Письма в астрон. журн. 1980. Т. 6. С. 609.
63. Mazets E. P. et al. // *Astrophys. Space Sci.* 1981. V. 80. P. 3.
64. Mazets E. P. et al. // *Astrophys. Space Sci.* 1982. V. 82. P. 261.

65. *Mazets E. P. et al.* // *Ibid.* V. 84. P. 173.
66. *Мазец Е. П. и др.* // Письма в астроном. журн. 1999. Т. 25. С. 735.
67. *Mazets E. P. et al.* // *Astrophys. J. Lett.* 1999. V. 519. P. L151.
68. *Meegan C. A. et al.* // *Nature.* 1992. V. 355. P. 143.
69. *Milgrom M., Usov V.* // *Astrophys. J. Lett.* 1995. V. 449. P. L37.
70. *Milgrom M., Usov V.* // *Astropart. Phys.* 1996. V. 4. P. 365.
71. *Moiseenko S. G., Bisnovatyi-Kogan G. S., Ardeljan N. V.* astro-ph/0310142. 2003.
72. *Morselli A.* astro-ph/0202340. 2002.
73. *Much R. et al.* // *Astrophys. Space Sci.* 1996. V. 120. P. 703.
74. *Novikov I. D., Frolov V. P.* *Black Hole Physics: Basic Concepts and New Developments.* Dordrecht: Kluwer, 1998.
75. *Paciesas W. S. et al.* *The Fourth BATSE Gamma-Ray Burst Catalog (Revised). On-line Data Catalog: IX/20A.* 1999. Originally published: *Astrophys. J. Suppl.* 1999. V. 122. P. 465; 497.
76. *Paczynski B.* // *Astrophys. J. Lett.* 1998. V. 494. P. L45.
77. *Paolino A. et al.* GCN 557 (GRB000214). 2000.
78. *Patat F. et al.* // *Astrophys. J.* 2001. V. 555. P. 900.
79. *Perna R., Loeb A.* // *Astrophys. J. Lett.* 1998. V. 509. P. L85.
80. *Piro L.* GCN 959 (GRB010222). 2001.
81. *Piro L. et al.* // *Astrophys. J.* 2001. V. 558. P. 442.
82. *Позаненко А. С.* Частное сообщение. 2003.
83. *Price P. A. et al.* // *Nature.* 2003. V. 423. P. 844.
84. *Prilutsky O. F., Usov V. V.* // *Astrophys. Space Sci.* 1975. V. 34. P. 387.
85. *Rhoads J. E.* astro-ph/0103028. 2001.
86. *Ruffert M., Janka H. Th.* // *Astron. Astrophys.* 1998. V. 338. P. 535.
87. *Ruffert M., Janka H. Th.* // *Astron. Astrophys.* 1999. V. 344. P. 573.
88. *Ruffini R. et al.* // *Astron. Astrophys.* 2000. V. 359. P. 855.
89. *Rumjantsev V. et al.* GCN 2005 (GRB030329). 2003.
90. *Rutledge R. E., Fox D. B.* // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 2004. V. 350. P. 1288.
91. *Schmidt M.* // *Astrophys. J. Lett.* 1999. V. 523. P. L117.
92. *Schmidt M.* // *Astrophys. J.* 2001. V. 552. P. 36.
93. *Schneid E. J. et al.* // *Ann. N. Y. Acad. Sci.* 1995. V. 759. P. 421.
94. *Schneid E. J. et al.* // *Astrophys. J.* 1995. V. 453. P. 95.
95. *Shigeyama T. et al.* // *Astrophys. J.* 1994. V. 420. P. 341.
96. *Smith D. A. et al.* GCN 126 (GRB980703). 1998.
97. *Smith D. A. et al.* GCN 568 (GRB000301C). 2000.
98. *Sokolov V. V.* astro-ph/0102492. 2001.
99. *Sokolov V. V. et al.* astro-ph/0312359. 2003.
100. *Stanek K. Z. et al.* // *Astrophys. J. Lett.* 2003. V. 591. P. L17.

101. *Thoma M. H., Trümper J., Burwitz V.* astro-ph/0305249. 2003.
102. *Thompson D. J. et al.* // *Astrophys. J.* 1999. V. 516. P. 297.
103. *Timokhin A. N. et al.* // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 2000. V. 316. P. 734.
104. *Тутуков А. В., Черепанчук А. М.* // *Астрон. журн.* 2003. Т. 80. С. 1008.
105. *Usov V. V.* // *Nature.* 1992. V. 357. P. 472.
106. *van Putten M. H. P. M.* // *Phys. Rep.* 2001. V. 345. P. 1.
107. *Vaughan S. et al.* // *Astrophys. J. Lett.* 2004. V. 603. P. L5.
108. *Vietri M.* // *Astrophys. J.* 1995. V. 453. P. 883.
109. *Vietri M., De Marco D., Guetta D.* // *Astrophys. J.* 2003. V. 592. P. 378.
110. *Waxman E.* // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75. P. 386.
111. *Waxman E.* // *Astrophys. J. Lett.* 1995. V. 452. P. L1.
112. *Waxman E.* // *Pramana.* 2004. V. 62. P. 483.
113. *Wigger C. et al.* // *Astrophys. J.* 2004. V. 613. P. 1088.
114. *Woods P. et al.* GCN 112 (GRB980613). 1998.
115. *Mazets E. H. et al.* astro-ph/0502541. 2005.