

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Космические лучи и гамма-всплески

Б.А. Трубников

В настоящий момент в астрофизике наиболее интригующим объектом изучения являются космические гамма-всплески (ГВ), природа которых остается неизвестной, несмотря на 30-летний "юбилей" их открытия. Недавно в УФН был опубликован обзор [1], в котором обсуждаются три гипотезы их рождения — на периферии Солнечной системы, галактическая и метagalактическая. Для двух последних суммарное выделение энергии в гамма-всплесках оказывается столь большим, что ее могло бы хватить и для одновременного рождения в тех же источниках космических лучей (КЛ). В данной работе обсуждается четвертая возможная гипотеза рождения ГВ — "межзвездная", впервые предложенная нами в работе [3] и также допускающая возможность совместного рождения ГВ и КЛ в космических плазменных пинчах.

PACS numbers: 95.85.Pw, 98.70.Rz

Содержание

1. Введение и оценки основных параметров гамма-всплесков и космических лучей (345).
 2. Два возможных пинч-механизма генерации космических лучей (346).
 3. Анализ параметров пинч-модели рождения космических лучей (348).
 4. Возможная связь модели с рождением гамма-всплесков (348).
 5. Возможная интерпретация основных характеристик гамма-всплесков (350).
 6. Заключение (352).
- Список литературы (352).

1. Введение и оценки основных параметров гамма-всплесков и космических лучей

Целью данной статьи является рассмотрение возможности рождения космических гамма-всплесков (ГВ) и/или космических лучей (КЛ) в плазменных пинчах. Наблюдаемые характеристики ГВ описаны в обзоре [1], а КЛ — в [2], и мы будем использовать эти данные, выделяя наиболее интересные для нашей темы.

Основной загадкой ГВ является тот факт, что в точке неба, где произошел очередной ГВ, ни до, ни после него не видны какие-либо астрономические объекты — ни звезды, ни туманности, ни галактики. Поэтому неизвестны расстояния R до ГВ, а следовательно, их природа и выделяемая в них энергия E .

У Земли максимальный наблюдаемый поток энергии от одного ГВ равен $S_{\max} = 10^{-3}$ эрг см^{-2} , и в [1] рассматриваются четыре варианта расположения источников ГВ:

- 1) на периферии Солнечной системы ($R > 100$ а.е. = $1,5 \times 10^{15}$ см);
- 2) внутри галактического диска ($R < 100$ пк = 3×10^{20} см);
- 3) сферическое гало Галактики ($R > 100$ кпк = 3×10^{23} см);
- 4) метagalактические расстояния ($R > 1000$ Мпк = 3×10^{27} см).

Если предположить, что излучение ГВ изотропно по направлениям, то для этих четырех расстояний максимальная энергия в одном ГВ $E_{\max} = 4\pi R^2 S$ соответственно составит около 2×10^{28} эрг; 10^{39} эрг; 10^{45} эрг; 10^{53} эрг.

Первый вариант некоторые авторы связывают с возможностью столкновения комет (или их магнитных оболочек) в облаке Оорта (см. [1] и цитированную там литературу). При этом, по-видимому, трудно объяснить наблюдаемое изотропное распределение ГВ по небу. Последняя же цифра уже сравнима с энергией покоя Солнца $E_{\odot} = Mc^2 = 2 \times 10^{54}$ эрг, и поскольку типичный ГВ длится несколько секунд, столь быстрое "сгорание" массы порядка солнечной представляется достаточно экзотическим явлением. Поэтому мы не будем рассматривать первый и четвертый варианты и обсудим подробнее второй и третий.

Отметим, что ГВ наблюдаются в среднем один раз в сутки, и поэтому приведенные выше цифры приблизительно указывают суммарную мощность всех наблюдаемых ГВ за одни сутки, если считать все ГВ одинаковыми. Для наших целей ее полезно сравнить с мощностью, питающей космические лучи. Плотность их энергии равна 1 эВ см^{-3} , и при радиусе нашей Галактики 10 кпк и объеме $V_{\text{Gal}} = 10^{68} \text{ см}^3$ полная энергия КЛ составит

Б.А. Трубников. Российский научный центр
"Курчатовский институт",
123182 Москва, пл. И.В. Курчатова 1
Тел. (095) 196-79-50

Статья поступила 30 октября 1996 г.

10^{56} эрг. Однако диффузионным путем они уходят из нашей Галактики за 10^8 лет, так что для их непрерывной подпитки требуется мощность порядка $W_{CR} = 10^{45}$ эрг сут^{-1} , и, как видим, эта цифра близка к оценке мощности ГВ для третьего варианта. Судя по этим цифрам, можно даже предположить, что КЛ рождаются в тех же источниках, что и ГВ, и в дальнейшем мы рассмотрим такую возможность.

В обзоре [1] второй, третий и четвертый варианты обсуждаются в основном в связи с нейтронными звездами (потухшими и поэтому не наблюдаемыми). По существу, единственной альтернативой этому является предположение о том, что ГВ рождаются в электрических разрядах, которые условно можно назвать "космическими молниями". В космосе, конечно, нет "электронов" с какими-то сверхбольшими зарядами, но могут протекать замкнутые токи. В ряде наших работ (см. [4–8] и указанную там литературу) обсуждается возможность ускорения частиц в сильных, но кратковременно действующих электрических полях, возникающих при эпизодически происходящих обрывах токов в космических плазменных пинчах.

Наличие космических магнитных полей обусловлено наличием соответствующих токов, и при этом в силу уравнений $\text{div } \mathbf{B} = 0$, $\text{div } \mathbf{j} = 0$ и поля, и токи должны быть замкнутыми. Простейшей и в то же время достаточно общей плазменной конфигурацией такого рода является изображенный на рис. 1 "магнитный тор", окруженный плазмой, обладающей давлением. Можно предположить, что такие конфигурации время от времени возникают вследствие перезамыкания силовых линий космического магнитного поля. Можно также предполагать, что торы с одинаковым направлением магнитных полей могут объединяться в более крупный тор, как это условно изображено на рис. 2а.

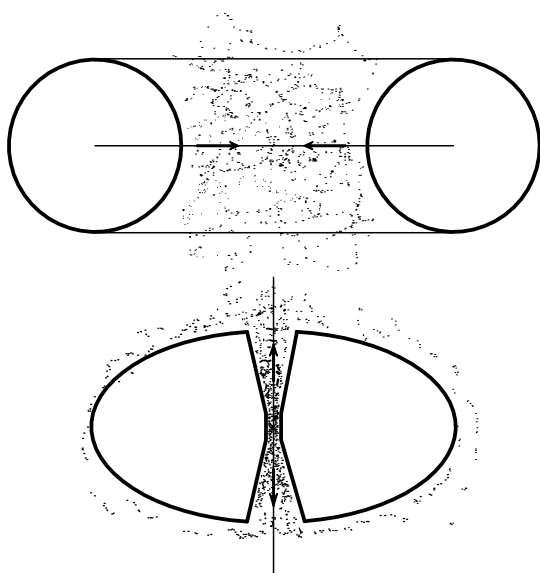


Рис. 1. Стыгивание магнитного тора с образованием центрального пинча при наличии внешнего давления.

При наличии давления внешней плазмы оно может уравновесить давление магнитного поля на периферии тора, тогда как вблизи оси поле будет сжимать плазму,

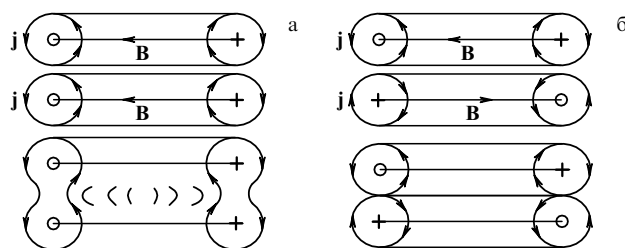


Рис. 2. Слияние двух торов с одинаковым направлением магнитных полей (а) и аннигиляция торов с противоположными магнитными полями (б).

постепенно вытесняя ее из "дырки бублика", что приведет к формированию на оси плазменного пинча с продольным током. Вследствие "сосисочной" неустойчивости, впервые рассмотренной в нашей работе [9], перетяжка на пинче будет нарастать вплоть до полного обрыва тока, и в этом процессе должны последовательно осуществиться два механизма ускорения частиц — механизм гидродинамического выдавливания и затем механизм электродинамического ускорения в индукционном электрическом поле. Это и есть предлагаемая нами гипотетическая картина возникновения ГВ.

При этом, во-первых, важно отметить, что в первом механизме выдавливания квазинейтральной плазмы из перетяжки пинча скорости электронов и ионов должны быть одинаковыми, и поэтому энергия протонной компоненты ускоряемых пучков должна быть в $M/m = 1836$ раз больше энергии электронов. Если предположить, что ГВ — это тормозное излучение электронных пучков, тогда как ионные пучки (непосредственно не наблюдаемые) — это КЛ, то указанные выше цифры мощности ГВ должны быть примерно в 2000 раз увеличены применительно к КЛ, что увеличивает вероятность такой подпитки КЛ.

Во-вторых, узконаправленные пучки электронов с ультрарелятивистскими энергиями (а в ГВ наблюдались фотоны с энергиями 20–30 ГэВ, см. [10]) должны порождать узконаправленные лучи тормозного излучения, часть из которых может не попадать в наблюдательные приборы у Земли. В таком случае истинная суммарная мощность ГВ может оказаться на несколько порядков выше мощности тех ГВ, которые наблюдаются. Соответственно увеличится и мощность подпитки КЛ по предполагаемому нами пинч-механизму. Опишем подробнее этот механизм применительно к КЛ.

2. Два возможных пинч-механизма генерации космических лучей

В работах [7, 8] показано, что в рамках пинч-гипотезы можно построить аналитическую формулу, описывающую спектр галактических КЛ со всеми его тонкими деталями. Этот спектр окончательно еще не установлен однозначно, и наблюдаемые на ряде установок спектры несколько различаются. Они приведены на рис. 3 [11]. На нем нами также добавлены экспериментальные данные (ромбики) из [12], по-видимому, наиболее достоверные для области больших энергий. Тонкая сплошная линия соответствует теоретической формуле (9), краткий вывод который мы приводим ниже.

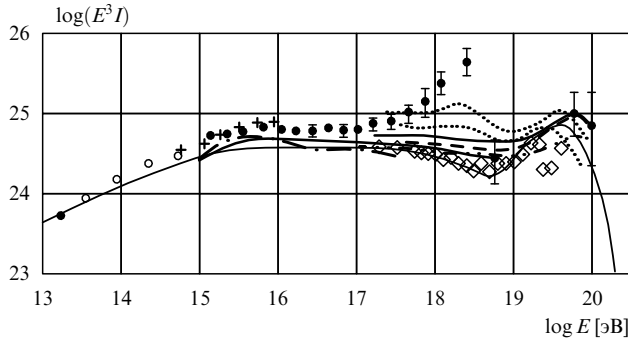


Рис. 3. Спектры галактических КЛ из [11] (с множителем E^3). Ромбики — данные [12], тонкая сплошная линия — наша аппроксимация (9).

Предварительно поясним, что, как это видно из рис. 3, экспериментальный спектр требует для своего описания как минимум восьми параметров, которые должны отразить следующие его особенности: 1) общую нормировку, 2) наклон начального участка, 3) положение первого излома, 4) наклон после него, 5) положение второго излома, 6) наклон после него, 7) положение последнего максимума и 8) последний наклон. При построении аппроксимационной формулы мы попытались обойтись минимальным числом параметров, и, по-видимому, здесь оказывается достаточно шести параметров.

Теория релятивистских пинчей (см. [4–8]) предсказывает, что при обрыве одного пинча должны возникать две группы ускоренных частиц с энергетическими спектрами двух видов:

$$I_1 = A_1 E^{-\nu}, \quad \nu = 1 + \sqrt{3} = 2,732, \\ I_2 = \frac{A_2}{E} \exp\left(-\frac{E}{E_i}\right), \quad (1)$$

где $A_1, A_2, E_i = qJ_i/c$ — постоянные. Первый возникает на стадии выдавливания плазмы из перетяжки до ее полного обрыва (как из пипетки, и для краткости мы условимся называть эти частицы пипеточными), а второй — на последующей индукционной стадии после обрыва тока J_i (будем называть их индукционными).

Для пипеточных частиц теоретический показатель спектра $\nu = 2,732$ весьма хорошо соответствует экспериментам, по крайней мере для области энергий $10^{10} \leq E \leq 10^{13}$ эВ, однако на рис. 3 показана область более высоких энергий с рядом особенностей спектра. Здесь мы для простоты пренебрежем пипеточными частицами и будем учитывать лишь индукционные.

Предполагая, что в Галактике время от времени обрывается много пинчей, мы можем составить сумму, которую запишем в виде

$$I_0 = \frac{S}{E} + \frac{b}{E} \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{met}}}\right), \quad S = S(E) = \sum_i c_i \exp\left(-\frac{E}{E_i}\right), \quad (2)$$

где $b, E_{\text{met}} = qJ_{\text{met}}/c, c_i, E_i = qJ_i/c$ — набор постоянных. Сумму S можно переписать в виде "интеграла по токам", введя переменную интегрирования с размерностью энер-

гии $I = E_i = qJ_i/c$ (по существу, это токи) и полагая

$$S = \int_0^\infty C(I) \exp\left(-\frac{E}{I}\right) dI, \quad (3)$$

где $C(I)$ — функция распределения токов. Нам не известна точная статистика обрывающихся токов в Галактике, но можно рассмотреть какую-либо простую модель, допускающую вычисление этого интеграла. В работах [7, 8] предполагается, что эта функция имеет вид

$$C(I) = \frac{c_0}{I^\mu} \exp\left(-\frac{I}{4E_{\text{Gal}}}\right), \quad (4)$$

где c_0, μ, E_{Gal} — постоянные, и тогда для первого слагаемого в спектре (2) получается выражение

$$\frac{S(E)}{E} = \frac{c_0}{E} \int_0^\infty \frac{1}{I^\mu} \exp\left(-\frac{I}{4E_{\text{Gal}}} - \frac{E}{I}\right) dI = A_0 \frac{K_{\mu-1}(x)}{x^{\mu+1}}, \quad (5)$$

где $A_0 = 4c_0(2E_{\text{Gal}})^{-\mu}$, $x = \sqrt{E/E_{\text{Gal}}}$, а $K_{\mu-1}(x)$ — модифицированная функция Бесселя. Для нее при любых x мы рекомендуем пользоваться аппроксимацией

$$K_{\mu-1}(x) \simeq \Gamma(\mu-1) \cdot 2^{\mu-2} \frac{\exp(-x)}{x^{\mu-1}} \xi_\mu(x), \\ \xi_\mu(x) = (1 + \beta_\mu x)^s, \quad \beta_\mu = \frac{1}{2} \left[\frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma(\mu-1)} \right]^{1/s}, \quad (6)$$

где $s = \mu - 3/2$. Эта аппроксимация является точной для $K_{3/2}$, а например, для K_1 и K_2 отличается от табличных $K_{1,2}$ не более, чем на 3 % при всех x .

Для сравнения теоретического спектра (2) с экспериментальными следует учесть, что на рис. 3 спектры даны с множителем E^3 (для частичного спрямления графиков), с учетом которого формулу (2) удобно переписать в виде

$$E^3 I_0 = c_{\text{Gal}} E^{3-\mu} \exp(-x) \xi_\mu(x) + c_{\text{met}} E^2 \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{met}}}\right), \quad (7)$$

где введены новые обозначения для постоянных. Здесь имеется пять параметров, и путем их подбора уже можно построить достаточно хорошую аппроксимационную формулу. Однако проведенный в [7, 8] анализ различных вариантов показал, что полезно еще учесть диффузионный уход частиц КЛ из Галактики.

Уход частиц с энергией E описывается уравнением диффузии $\text{div}(D\nabla n) = Q_0(E)$, где $n = n(\mathbf{r}, E) = I/c$ — плотность частиц, а правая часть дает источники "первично порождаемых" частиц. Если считать, что коэффициент диффузии зависит от энергии согласно закону $D(E) = D_0 \Phi(E)$, то последний множитель можно перенести направо, и наблюдаемый спектр должен иметь форму $I \sim I_0(E)/\Phi(E)$. В работах [7, 8] для этого множителя получено выражение

$$\Phi(E) = \sqrt{1 + \frac{E}{E_1}}, \quad (8)$$

где E_1 — новая постоянная, требующая подбора.

Окончательно спектр без пипеточных частиц, но с учетом диффузии (и дополнительного множителя E^3)

удобно записать в виде

$$E^3 I(E) = \frac{A \epsilon_{13}^{3-\mu}}{\sqrt{1+\epsilon_\alpha}} \left(\frac{1+\sqrt{\epsilon_\beta}}{\exp(\sqrt{\epsilon_\beta})} + \frac{\epsilon_\delta^{\mu-1}}{\exp \epsilon_\gamma} \right), \quad (9)$$

где для краткости записи введены специальные обозначения для нормированных энергий типа $\epsilon_\alpha = 10^{-\alpha} E$ [эВ] и аналогичных. Множитель A — параметр привязки всего спектра к реперной энергии $E = 10^{13}$ эВ, при которой $\epsilon_{13} = 1$ и $E^3 I = A$.

Эта зависимость с подобранными нами параметрами $A = 4 \times 10^{23}$; $\mu = 2,55$; $\alpha = 15,2$; $\beta = 17,9$; $\gamma = 19,4$; $\delta = 18,9$ и изображена тонкой сплошной линией на рис. 3. Как видим, она позволяет описать основные особенности спектра: первый излом (при $E \simeq 3 \times 10^{15}$ эВ), второй провал (при $E \simeq 3 \times 10^{18}$ эВ) и следующий за ним "метagalактический горб" (при $E \simeq 3 \times 10^{19}$ эВ). Обсудим подробнее эти результаты.

3. Анализ параметров пинч-модели рождения космических лучей

Формулу (9) можно рассматривать, с одной стороны, просто как чисто математическую пригодную для всего спектра удобную аналитическую аппроксимацию. При желании, добавив еще один индукционный член, можно было бы учесть и видимый на графике второй подъем в том месте, где другие наблюдения (данные [12]) указывают второй провал.

С другой стороны, формула (9), основанная на пинчевой гипотезе рождения КЛ, может иметь, как мы полагаем, и более глубокий физический смысл, поскольку вводимые в ней параметры удается разумным образом связать с характеристиками нашей Галактики и ее окружения. Здесь можно различить несколько основных характеристик: среднее расстояние между звездами, толщину диска, его диаметр и среднее расстояние между галактиками. Кроме того, следует учесть степень плазменной активности Галактики и ее окружения, что, по-видимому, определяет общую интенсивность КЛ и, тем самым, нормировку спектра.

Три характерные фигурирующие в формуле (9) энергии $E_{\alpha,\beta,\gamma}$ соответствуют в нашей модели (в которой важную роль играет формула $E_* = eJ_*/c$) трем величинам токов $J_{\alpha,\beta,\gamma} = cE_{\alpha,\beta,\gamma}/e$ (см. табл. 1).

Таблица 1. Характерные параметры модели

Параметры	Показатели		
	$\alpha = 15,2$	$\beta = 17,9$	$\gamma = 19,4$
Энергии частиц $E_{\alpha,\beta,\gamma}$, эВ	$1,6 \times 10^{15}$	$7,9 \times 10^{17}$	$2,5 \times 10^{19}$
Токи волокон $J_{\alpha,\beta,\gamma}$, А	$5,3 \times 10^{13}$	$2,6 \times 10^{16}$	$8,4 \times 10^{17}$
Магнитные поля B , Гс	6×10^{-5}	6×10^{-5}	6×10^{-6}
Радиусы волокон $r_{\alpha,\beta,\gamma}$, св. год	$\simeq 0,2$	$\simeq 100$	$\simeq 30000$
Ларморовы радиусы $\rho_{\alpha,\beta,\gamma}$, св. год	$\simeq 0,2$	$\simeq 100$	$\simeq 30000$

Теперь учтем, что ток J (в амперах), текущий вдоль цилиндра радиуса r , создает на его поверхности магнитное поле $B = J/5r$, так что $r = J/5B$. Магнитное поле нашей Галактики в среднем равно 6×10^{-5} Гс, и два первых тока $J_{\alpha,\beta}$ создавали бы такое поле при радиусах токовых каналов $r_{\alpha,\beta}$, указанных в таблице. Первый

радиус в нашей модели можно приписать токовым волокнам межзвездной плазмы (и не они ли порождают гамма-всплески?), а второй радиус примерно в 10 раз меньше толщины диска нашей Галактики (Млечного Пути) с ее газо-плазменными "рукавами". Наконец, метagalактическое магнитное поле примерно в 10 раз меньше галактического, и третий ток J_γ создавал бы такое поле при радиусе токовых каналов r_γ , также указанном в таблице.

Такие оценки размеров токовых волокон — межзвездных, галактических и метagalактических — представляются разумными и в то же время совпадают с ларморовскими радиусами $\rho_{\alpha,\beta,\gamma}$ частиц соответствующих трех энергий в галактическом и метagalактическом магнитных полях. Эта трехступенчатая иерархическая связь энергий, токов, их размеров, магнитных полей и ларморовских радиусов частиц делает пинчевую модель рождения КЛ достаточно самосогласованной. Посмотрим теперь, нельзя ли связать эту модель также и с гамма-всплесками.

4. Возможная связь модели с рождением гамма-всплесков

Как уже отмечалось, гипотеза о рождении ГВ в пинчах была предложена в работе [3], где считалось, что ГВ рождаются в пинчах межзвездной плазмы и ближайшие их источники удалены от нас на межзвездные расстояния в несколько парсек. Такая удаленность требует достаточно большой энергии всплеска. Однако длительность ГВ в несколько секунд свидетельствует о сравнительно небольших размерах струи электронов (если именно такова природа ГВ) и области ускорения — порядка диаметра Солнца. Ввиду подобных трудностей это предположение было подвергнуто критике в [13], где предложено приблизить пинч-источники ГВ на периферию Солнечной системы (на расстояние порядка 100 а.е.). Можно предполагать, однако, что вначале магнитная энергия накапливается в большом торе, как это схематически изображено на рис. 1. Затем его внутренняя часть длительное время стягивается к центру, причем такое стягивание возможно лишь при условии, что на внешней дальней поверхности давление поля уравновешено давлением внешней межзвездной плазмы. И лишь на конечной стадии некоторая часть магнитной энергии быстро передается пучкам электронов и ионов. Рассмотрим эту проблему подробнее.

Среднее расстояние между звездами составляет несколько парсек. При расстоянии до ГВ $R_{\min} = 1$ пк $= 3 \times 10^{18}$ см и максимальном наблюдаемом потоке $S = 10^{-3}$ эрг см $^{-2}$ в предположении изотропности излучения находим энергию одного ГВ $E = 10^{35}$ эрг. При начальном межзвездном поле $B = 10^{-4}$ Гс такая энергия содержится в объеме шара радиусом $R_0 = 4 \times 10^{14}$ см $\simeq 30$ а.е., что примерно равно расстоянию до Плутона, т.е. размерам Солнечной системы.

Однако разумно предполагать, что и петли поля исходно также имеют размеры порядка межзвездных расстояний, и в каждой петле содержится гораздо больше энергии. Например, при радиусе шара $R_0 = 1$ пс в нем исходно содержится магнитная энергия $E = 4,5 \times 10^{46}$ эрг. Если предположить, что во всей Галактике коллапсирует примерно одна петля в сутки,

то имеем мощность $W = 4,5 \times 10^{46}$ эрг сут $^{-1}$, которая в 50 раз превышает обсуждавшуюся ранее мощность, необходимую для непрерывной подпитки КЛ, и тем более превышает мощность, необходимую для питания ГВ. Для нашей модели это означало бы, что в пинчах реализуются лишь 2 % потенциально запасенной мощности магнитных петель.

Теперь обсудим вопрос о наблюдаемой длительности ГВ и ее связи с предполагаемыми размерами пинчей. На рисунке 4 из работы [14] (см. также [1]) показан график распределения ГВ по их длительностям t_{50} и t_{90} , в течение которых накапливается либо 50 %, либо 90 % от полной регистрируемой энергии.

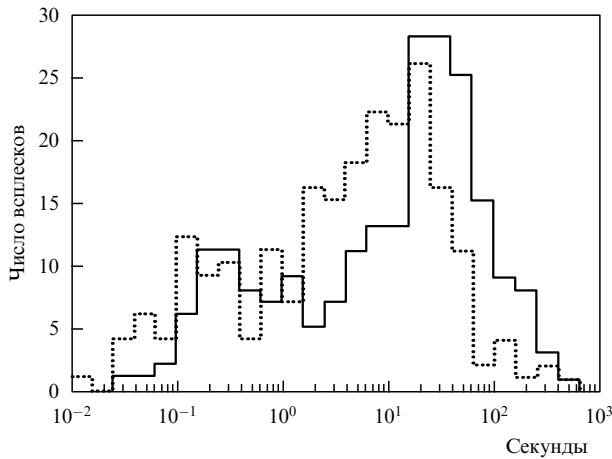


Рис. 4. Распределение ГВ по длительностям t_{50} (пунктир) и t_{90} (сплошная).

На графике видны два максимума, так что ГВ, по-видимому, бывают двух типов — короткие ($t \leq 1,5$ с) и длительные ($t \geq 1,5$ с). Качественно это согласуется с нашей моделью, где предполагается возможность образования пинчей даже трех типов — межзвездных, диско-галактических и гало-галактических (или метagalактических). Возможно, что к третьему типу следует отнести ГВ, описанный в [10], с длительностью 90 мин и максимальной энергией квантов 18 ГэВ (см. рис. 5). Такие кванты явно не могут иметь "температурного" происхождения в термоядерных реакциях на поверхности нейтронных звезд, тогда как рождение этих квантов при тормозном излучении ультрарелятивистских электронов представляется возможным.

Для лабораторных пинчей проблема длительности гамма-всплеска (который наблюдается и в них!) рассматривалась в [15, 16], и мы кратко повторим эти вычисления. Здесь важную роль играет не сам пинч, а его ближайшее окружение, где плотность периферийной плазмы n_e^0 сравнительно мала, и эта плазма содержит в себе захваченное в процессе стягивания магнитное поле $B_0 = 2J_0/cr$ основного пинча. При наличии цилиндрической симметрии волны в этой плазме описываются уравнением для векторного потенциала $A = A_z(r, t)$ и тока электронов:

$$\square A = \nabla^2 A - \frac{A''}{c^2} = -\frac{4\pi}{c} j, \quad j = -en_e^0 v_z^e, \quad v_z^e = \frac{cE_r}{B_0}. \quad (10)$$

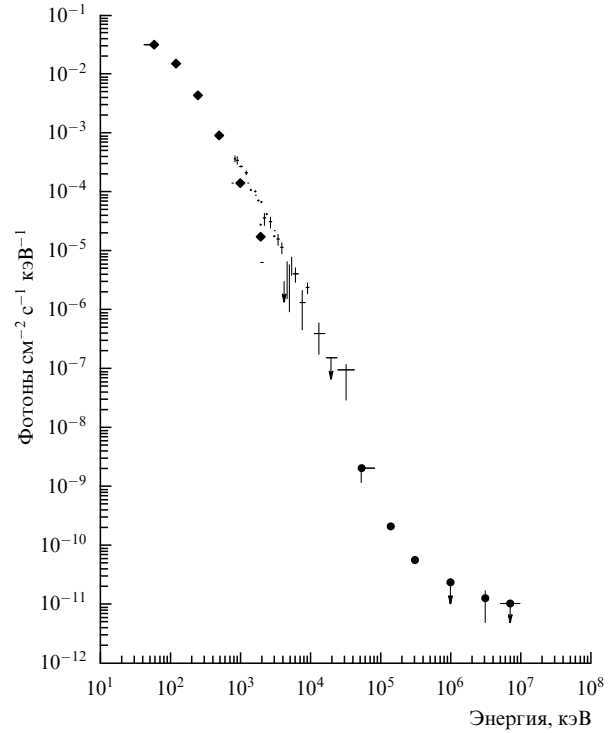


Рис. 5. Спектр ГВ из работы [10].

В первом приближении тяжелые протоны считаются неподвижными, а легкие электроны испытывают лишь электрический дрейф, так что радиальную компоненту поля E_r находим из уравнений

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_r = -4\pi en_e^1, \quad (n_e^1)'_t = -\operatorname{div} (n_e^0 \mathbf{v}_r),$$

$$v_r = -\frac{c}{B_0} E_z = \frac{A'_t}{B_0}. \quad (11)$$

Отсюда находим $E_r = (4\pi en_e^0/B_0)A$, и учитывая, что $B_0 = 2J_0/cr$, запишем весьма важное для нас уравнение (10) в виде

$$\frac{(rA'_r)'_r}{r} - \frac{A''_{tt}}{c^2} = \left(\frac{4\pi en_e^0}{B_0}\right)^2 A = \frac{4r^2}{R_0^4} A, \quad (12)$$

где введена длина "экранировки" $R_0 = \sqrt{J_0/\pi n_e^0 c|e|}$, характеризующая глубину проникновения в периферийную замагниченную плазму медленных порождаемых колебаниями пинча волн с частотами в интервале $\omega_{Bi} \ll \omega \ll \omega_{Be}$.

Уравнение (12) описывает поле, ускоряющее ионы периферийной плазмы вблизи пинча. В частности, из него и получается второй "индукционный спектр" формулы (1). Чтобы оценить время ускорения, укажем его простейшее колебательное решение:

$$A(r, t) = a \sin \frac{t}{T_0} \exp\left(-\frac{r^2}{R_0^2}\right), \quad T_0 = \frac{R_0}{2c}, \quad (13)$$

где T_0 — время колебаний. Если ток выразить в амперах, то получим полезные формулы для характерного вре-

мени обрыва перетяжки и длины экранировки:

$$T_0 = 1,3 \times 10^{-7} \sqrt{\frac{J[A]}{n_e}}, \quad R_0 = 8,14 \times 10^3 \sqrt{\frac{J[A]}{n_e}}. \quad (14)$$

Попытаемся применить их к ГВ. Плотность n_e неизвестна, и для оценки примем значение $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$. Подставляя сюда из табл. 1 токи волокон, найдем три времени, три длины экранировки и три числа частиц

$$N = \frac{J_0}{c|e|} \sqrt{\frac{J_0}{\pi n_e^0 c |e|}}.$$

Полученные значения приведены в табл. 2.

Таблица 2. Оценки предполагаемых параметров ГВ

Параметры	Токи волокон, А		
	$J_\alpha = 5,3 \times 10^{13}$	$J_\beta = 2,6 \times 10^{16}$	$J_\gamma = 8,4 \times 10^{17}$
Длительности ГВ $T_{\alpha,\beta,\gamma}$, с	1	22	124
Радиусы экранировки $R_{0\alpha,\beta,\gamma}$, см	$5,9 \times 10^{10}$	$1,3 \times 10^{12}$	$7,5 \times 10^{12}$
Число частиц $N_{\alpha,\beta,\gamma}$	$6,6 \times 10^{32}$	$7,1 \times 10^{36}$	$1,3 \times 10^{39}$
Вес протонов $M_{\alpha,\beta,\gamma}$, т	$\simeq 10^3$	$\simeq 1,1 \times 10^7$	$\simeq 2 \times 10^9$
Энергия протонов $Q_{\alpha,\beta,\gamma}^{(p)}$, эрг	6×10^{34}	$2,8 \times 10^{41}$	$1,3 \times 10^{45}$
Энергия электронов $Q_{\alpha,\beta,\gamma}^{(e)}$, эрг	$3,3 \times 10^{31}$	$1,5 \times 10^{38}$	7×10^{41}

Эти оценки укладываются в интервал наблюдаемых значений длительности ГВ $10^{-2} - 10^3$ с, поскольку токи в соответствии с принятой нами их функцией распределения (4) могут быть также и меньше использованных выше значений. Кроме того, плотность может отличаться от принятого значения $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$. Напомним, что в солнечном ветре вблизи Земли $n_e = 10 - 100 \text{ см}^{-3}$, в межзвездном газе $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$, но вблизи стягивающихся пинчей цифры могут быть иными, а плотность вне галактик неизвестна.

Полное число ускоряемых частиц можно оценить по формуле

$$N = \pi R_0^2 L_z n = \frac{L_z J_0}{c|e|} \simeq 2,1 \times 10^8 L[\text{см}] J[\text{А}],$$

где L_z — длина перетяжки. Если считать ее равной R_0 , то получим оценки N , приведенные в табл. 2, где даны также суммарные энергии протонных и электронных пучков в одном ГВ (см. раздел 5). Однако эти цифры соответствуют лишь индукционным (видимо, самым энергичным) частицам и не учитывают частицы, ускоренные по первому механизму "выдавливания".

В заключение этого раздела укажем на один нетривиальный эффект, который может приводить к сокращению длительности ГВ. А именно, если в плазму влетает достаточно длинный пучок электронов, то вследствие неустойчивости возможно его бунчирование, приводящее к сокращению его длины [17, 18]. Однако здесь мы не будем это рассматривать.

5. Возможная интерпретация основных характеристик гамма-всплесков

Покажем, что пинч-модель позволяет качественно объяснить основные характеристики ГВ, перечисленные также и в [1].

1. Самым главным на сегодня является тот факт, что в тех точках неба, где произошли ГВ, пока что не обнаружены какие-либо астрономические объекты, и в этом отношении ГВ похожи на предполагаемые нами кратковременные "космические молнии" в межзвездной плазме.

2. Изотропность распределения ГВ по направлениям будет обеспечена, если предполагать, что они происходят в межзвездном пространстве. При этом чувствительность приборов пока что недостаточна и не позволяет обнаружить слабые ГВ, удаленные на расстояние, превосходящее полутолщину галактического диска, которая в районе Солнца примерно равна $R_{\text{max}} = 500$ пк. Регистрируемые потоки излучения ГВ лежат в интервале $10^{-7} - 10^{-3}$ эрг см^{-2} , и различие на четыре порядка означало бы, что самые близкие ГВ происходят на межзвездных расстояниях $R_{\text{min}} \simeq 5$ пк.

3. Продолжительность ГВ лежит в пределах $10^{-2} - 10^3$ с, причем выделяются две группы — краткие и длительные (рис. 4), что по нашей модели можно приписать двум типам пинчей — межзвездным и диско-галактическим (табл. 1).

4. Наблюдаемую частоту регистрации (1 сут^{-1}) можно попытаться объяснить плазменной активностью обычных звезд типа Солнца, число которых в шаре радиусом $R_{\text{max}} = 500$ пк примерно равно 5×10^7 . Это означало бы, что одна звезда каким-то образом порождает один ГВ примерно за 10^5 лет. Как известно [19], плазменный солнечный ветер уносит с собой энергию с интенсивностью $10^{27} - 10^{29}$ эрг с^{-1} , что за 10^5 лет дает полную энергию $E \sim 10^{40}$ эрг, малой доли которой было бы достаточно для порождения одного ГВ. Солнечный ветер уносит с собой и отрывающиеся замкнутые петли магнитного поля, и при столкновении со встречным ветром соседней звезды за счет кинетической энергии потоков может произойти дополнительное сжатие плазмы с увеличением поля. В районе Земли скорость ветра равна примерно 500 км с^{-1} , и при ее сохранении плазма ветра за 10^5 лет могла бы улететь примерно на 30 пк и достичь близких звезд, если бы не встречала сопротивления межзвездного газа и магнитного поля.

5. Как правило, каждый ГВ состоит из нерегулярной последовательности нескольких микровсплесков, и эту черту трудно интерпретировать в рамках и кометной, и нейтронно-звездной гипотез. В нашей же "электронно-пучковой" модели можно предложить несколько вариантов интерпретации.

Во-первых, естественно предполагать, что на цилиндрическом пинче развиваются сразу несколько перетяжек, обрывающихся не одновременно.

Другая возможность связана с картиной столкновения двух облаков, несущих в себе "вмороженные" магнитные поля с противоположными направлениями (или, по крайней мере, не совпадающими). Тогда на границе должен возникнуть нейтральный токовый слой (по существу, плоский пинч), который из-за так называемой тиринг-неустойчивости (tear — "прореха") разбивается на "частокол" из нескольких цилиндрических пинчей,

обрывающихся не одновременно. Обе картины хорошо видны на фотографиях лабораторных пинчей — и цилиндрических, и плоских, — и космическая аналогия представляется здесь естественной.

Кроме того, возможно разбиение начального пучка на отдельные сгустки-"банчи" или на отдельные филаменты. Возможен также и колебательный режим ускорения типа решения (13). Все это может проявляться в виде набора микровсплесков в одном ГВ.

6. Кратко прокомментируем энергетические спектры ГВ. На рисунке 5 показан спектр из работы [10] для необычно длительного (90 мин) ГВ с максимальной энергией квантов 18 ГэВ. Авторы [10] сами указывают, что в области энергий квантов 40 кэВ–3 МэВ спектр приближенно описывается формулой

$$\frac{dN_\gamma}{dE} = 0,02 \left(\frac{100}{E} \right)^{1,2} \exp \left(-\frac{E}{900} \right) \quad (15)$$

с размерностью фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$ при энергии в килоэлектронвольтах. Любопытно, что она близка к нашему "индукционному" спектру (1), который описывает ионы (протоны), а не гамма-кванты, однако можно ожидать подобия этих спектров. Поэтому можно оценить энергию одного всплеска из следующих соображений.

7. Чтобы оценить энергию всплесков и расстояния до них, считаем, что для протонов спектр имеет вид

$$\frac{dN_p}{dE} = \frac{C_1}{E} \exp \left(-\frac{E}{E_1} \right),$$

где $E_1 = eJ_1/c$.

Число протонов N_p и их полную энергию Q можно оценить по формулам

$$N_p = C_1 \ln \left(\frac{E_1}{E_{\min}} \right), \quad Q^{(p)} = C_1 E_1 = N_p \langle E \rangle, \quad (16)$$

$$\langle E \rangle = \frac{E_1}{\ln(E_1/E_{\min})}.$$

Поскольку E_{\min} входит в малочувствительный логарифм, примем условно, что $E_{\min} = 10$ кэВ, и тогда для пинчей типа α , β , γ из табл. 1 находим среднюю энергию одного протона:

$$\langle E_\alpha \rangle = 5,7 \times 10^{13} \text{ эВ}, \quad \langle E_\beta \rangle = 2,5 \times 10^{16} \text{ эВ},$$

$$\langle E_\gamma \rangle = 7 \times 10^{17} \text{ эВ},$$

а подставляя соответствующее число протонов

$$N_p = \frac{J_0}{c|e|} \sqrt{\frac{J_0}{\pi n_0^0 c|e|}}$$

из табл. 2, найдем три суммарные энергии протонных пучков $Q^{(p)}$, и эти энергии приведены в табл. 2. Далее разумно считать, что в электронных пучках содержится в $M_p/m_e = 1836$ раз меньше энергии, что дает значения $Q^{(e)}$, также указанные в табл. 2.

При изотропном излучении эти цифры должны соответствовать наблюдаемым потокам энергии в интервале $10^{-7} \leq S = Q/4\pi R^2 \leq 10^{-3} \text{ эрг см}^{-2}$, так что расстояния до источников определяются по формуле $R = (Q/4\pi S)^{1/2}$. Для рассматриваемых трех случаев это

дает расстояния $R_\alpha = 1,7 \times (10^{-2} - 1) \text{ пк}$, $R_\beta = 3,6 \times (10^{-3} - 10^3) \text{ пк}$, $R_\gamma = 2,5 \times (10^3 - 10^5) \text{ пк}$, и по нашему мнению эти оценки правдоподобны.

8. Гамма-всплески не проявляются ни в оптическом, ни в радиодиапазонах волн, и это естественно ожидать именно для нашей модели с высокоэнергичными пучками электронов в плазме, которые не могут порождать кванты оптического диапазона с энергиями порядка 1 эВ. А возможное, в принципе, излучение сверхдлинных радиоволн (с длиной волны порядка размеров Солнца) нельзя обнаружить имеющимися приборами.

9. Во многих работах (см. [1]) отмечается связь интенсивности сигнала (числа фотонов) с энергией фотонов. В нашей модели это можно было бы объяснить узкой направленностью излучения ГВ. Как уже говорилось, узконаправленный пучок ультрарелятивистских электронов при торможении дает узконаправленный луч, угол раствора которого постепенно расширяется по мере торможения. И лишь на конечной стадии, при снижении энергии до слабoreлятивистского диапазона излучение становится практически изотропным, так что после завершения торможения формируется диаграмма направленности излучения, качественно изображенная на рис. 6. Эту диаграмму направленности аппроксимируем простейшей формулой эллипсоида с двумя параметрами:

$$\frac{dI}{d\Omega} \left[\frac{\text{эпр}}{\text{ср}} \right] = s(\vartheta) = \frac{2s_{\min}}{1 + \xi - (1 - \xi) \cos \vartheta},$$

$$\xi = \frac{s_{\min}}{s_{\max}} < 1, \quad (17)$$

так что для направления вверх имеем $\vartheta = 0$, $dI/d\Omega = s_{\max}$, а для направления вниз $\vartheta = \pi$, $dI/d\Omega = s_{\min}$. Вблизи максимума $\cos \vartheta \simeq 1 - \vartheta^2/2$, и здесь имеем $s \simeq s_{\max} [1 + \delta_*^2]^{-1}$, где $\delta_* = \vartheta/\langle \vartheta \rangle$, $\langle \vartheta \rangle = 2[\xi/(1 - \xi)]^{1/2}$.

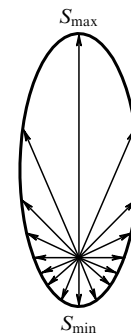


Рис. 6. Излучение анизотропной свечи.

Напомним, что угловое и спектральное распределение тормозного излучения ультрарелятивистского электрона приближенно описывается формулой (см. [20])

$$dI = h\omega d\sigma, \quad d\sigma \simeq r_e^2 A \frac{d\omega}{\omega} \frac{\delta d\delta}{(1 + \delta^2)^2},$$

$$\delta = \gamma\vartheta, \quad \gamma = \frac{E_e}{mc^2}, \quad A = 16\alpha \ln \frac{2E_e^2}{mc^2 h\omega}, \quad \alpha = \frac{1}{137}, \quad (18)$$

так что в обоих случаях в соотношениях фигурируют знаменатели с угловой зависимостью сходного типа. А поскольку энергия излучаемого фотона $h\omega$ составляет определенную долю от энергии электрона E_e , интенсивность, излучаемая в определенном направлении, связана и с энергией фотонов.

Отметим также, что узконаправленная струя излучения может вообще не попадать в наши приборы, и лишь в конце процесса торможения, когда энергия электронов снижается до слаборелятивистского диапазона, излучение становится почти изотропным по направлениям и может попасть в прибор.

6. Заключение

Недавно зарегистрирован [21] уникальный случай двух ГВ, которые с интервалом 2 сут пришли из одной точки неба и (с точностью до погрешности измерений) порождены одним и тем же источником. Это трудно объяснить столкновениями комет, а также и нейтронных звезд, тогда как в рамках нашей гипотезы этот случай можно приписать повторному сгребанию одного и того же пинча. Любопытно, что второй ГВ длился 23 мин, а в [10] указан ГВ длительностью 90 мин.

В заключение отметим, что обрывы пинчей, в принципе, могут происходить и в плазме вблизи потухших нейтронных звезд, хотя на пульсарах ГВ не наблюдались. Это может потребовать пересмотра обсуждавшихся выше численных значений параметров при сохранении качественной картины, так что следует подождать новых открытий в загадочной проблеме происхождения ГВ.

Автор выражает признательность В. П. Власову и С.К. Жданову за полезные советы, а также И.Л. Розен-

талю, Б.И. Лучкову, И. Г. Митрофанову и Ю. Д. Котову за обсуждения проблемы.

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант 94-3802).

Список литературы

1. Лучков Б И, Митрофанов И Г, Розенталь И Л *УФН* **166** 743 (1996)
2. Гинзбург В Л *УФН* **166** 169 (1996)
3. Трубников Б А, Жданов С К, Власов В П Препринт ИАЭ 5580/6 (М.: ИАЭ, 1992)
4. Власов В П, Жданов С К, Трубников Б А *Письма в ЖЭТФ* **49** 581 (1989)
5. Трубников Б А *УФН* **160** (12) 167 (1990)
6. Trubnikov B A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **20** (6) 898 (1992)
7. Трубников Б А, Жданов С К, Власов В П *Письма в ЖЭТФ* **64** 225 (1996)
8. Власов В П, Жданов С К, Трубников Б А *ЖЭТФ* **111** (2) (1997)
9. Трубников Б А, в сб. *Физика плазмы и проблема УТР* Т. 1 (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 289
10. Hurley K et al. *Nature* (London) **372** 652 (1994)
11. Вильданова Л И и др. *Изв. РАН, Сер. Физ.* **58** (12) 79 (1994)
12. Bird D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 3401 (1993)
13. Розенталь И Л *Астрон. журн.* **71** 542 (1994)
14. Kouveliotou C et al. *Astrophys. J. Lett.* **413** L101 (1993)
15. Жданов С К, Трубников Б А *Письма в ЖЭТФ* **28** 61 (1978)
16. Трубников Б А *Физика плазмы* **12** 468 (1986)
17. Жданов С К, Трубников Б А *Квазигазовые неустойчивые среды* (М.: Наука, 1991)
18. Trubnikov B A, Zhdanov S K, Zverev S M *Hydrodynamics of Unstable Media* (New York: CRC-Press, 1996) p. 81
19. *Физический энциклопедический словарь* (М.: СЭ, 1983) с. 699
20. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1980) с. 448
21. Internet: <http://www.ssl.msfc.nasa.gov/>

Cosmic rays and gamma-ray bursts

B.A. Trubnikov

Russian Research Centre "Kurchatov Institute", 123182 Moscow, pl. I.V. Kurchatova 1, Russia
Tel. (7-095) 196-79 50

The nature of cosmic gamma-ray bursts (GRBs), still unsettled 30 years after their discovery, is the most intriguing astrophysical problem currently. In a recent *Physics-Uspekhi* review [1], a theory relating their origin to the Solar system periphery, as well as the galactic and metagalactic hypotheses are discussed. For the latter two, the total GRB energy release proves to be large enough to enable cosmic rays (CRs) to be simultaneously produced by the same source. In this paper a fourth approach, the present author's 'interstellar' hypothesis [3] is discussed which also permits the simultaneous production of CRs and GRBs in cosmic plasma pinches.

PACS numbers: 95.85.Pw, 98.70.Rz

Bibliography — 21 references

Received 30 October 1996