

524.3-77

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ГАММА-АСТРОНОМИИ***В. Л. Гинзбург, В. А. Догель***

(Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	3
2. Процессы генерации и поглощения космического гамма-излучения	5
2.1. Используемые в гамма-астрономии величины. 2.2. Тормозное гамма-излучение. 2.3. Комптон-эффект. 2.4. Синхротронное и изгибное излучение. 2.5. Распад π^0 -мезонов и аналогичные распады. 2.6. Генерация гамма-линий. 2.7. Поглощение гамма-лучей. 2.8. Особенности галактического гамма-излучения.	
3. Дискретные источники мягкого гамма-излучения	19
3.1. Гамма-всплески. 3.2. Аннигиляционная линия $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ от галактического центра. 3.3. Линия от распада ^{26}Al , наблюдаемая в направлении центра Галактики. 3.4. Гамма-линии от источника SS 433. 3.5. Гамма-линии от сверхновых звезд.	
4. Диффузное гамма-излучение	24
4.1. Гамма-излучение галактического диска. Проблема происхождения космических лучей. 4.2. Высокоширотное гамма-излучение. Гамма-гало Галактики.	
5. Дискретные гамма-источники в области энергий 30 МэВ — 5 ГэВ	40
5.1. Неотождествленные источники гамма-излучения. 5.2. Гамма-излучение молекулярных облаков. 5.3. Гамма-излучение пульсаров. 5.4. Излучение сверхновых звезд. 5.5. Двойные галактические гамма-источники. 5.6. Внегалактические гамма-источники.	
6. Гамма-излучение в области высоких энергий ($E_\gamma > 10^{12}$ эВ и $E_\gamma > 10^{15}$ эВ)	49
7. Заключительные замечания	51
Список обозначений	52
Список литературы	52

1. Введение. Превращение оптической астрономии во всеволновую началось, как хорошо известно, в 1931—1933 гг., когда было открыто космическое радиоизлучение. Вначале развитие радиоастрономии происходило весьма медленно, к тому же научным исследованиям помешала вторая мировая война. Лишь после ее окончания, в 1945—46 гг., начался стремительный прогресс радиоастрономии (см. [1]). В результате радиоастрономия уже довольно давно превратилась во вполне зрелую ветвь астрономии, в общем, равноправную с оптической астрономией. Конечно, сравнивать астрономические исследования в разных диапазонах довольно трудно — даже в тех случаях, когда речь идет об изучении одних и тех же объектов, разные методы дополняют друг друга. Говоря о зрелости радиоастрономии, мы имеем поэтому в виду тот факт, что уже около 30 лет существуют постоянно действующие радиоастрономические обсерватории, а используемые радиометоды в ряде отношений поражают своим совершенством и многообразием.

Рентгеновская астрономия, если не говорить об изучении Солнца, родилась в 1962 г. в результате неожиданного открытия (при измерениях на ракете) мощного рентгеновского излучения источника ScoX-1 (Скорпион X-1). В 1966 г. выяснилось, что этот источник связан со звездой (другими словами, он был идентифицирован оптически). В дальнейшем, особенно после запуска в 1970 г. специального рентгеновского спутника «Ухуру»,

был обнаружен целый класс «рентгеновских звезд»— среди них пульсары в двойных системах и другие. Иногда (хотя и чрезвычайно редко) рентгеновскими звездами называют также дискретные источники незвездной природы, в частности, яркие в рентгеновском диапазоне галактики и квазары. Рентгеновская астрономия быстро развивалась и с выводом на орбиту в 1978 г. рентгеновской обсерватории «Эйнштейн» также стала в известном отношении одной из самостоятельных важных областей астрономии [2]. Правда, в связи с необходимостью вести рентгеновские измерения за пределами земной атмосферы, т. е. на спутниках и ракетах, масштаб рентгено-астрономических исследований еще уступает оптическим и радиоастрономическим. Но уже сегодня все время работает несколько рентгеновских телескопов, и в большей мере благодаря этому в августе 1987 г. на советской внеземной астрофизической обсерватории «Квант» и на японском спутнике «Гинга» удалось зафиксировать рентгеновское излучение от оболочки сверхновой СН 1987A, вспыхнувшей 23 февраля 1987 г. в Большом Магеллановом Облаке [3].

Совсем иная ситуация сложилась, к сожалению, в гамма-астрономии.

Возможности и перспективы гамма-астрономии начали обсуждаться по крайней мере с 1952 г. [4], а первые наблюдения, произведенные на баллонах, относятся к шестидесятым годам (см. [5]). Первый гамма-спутник OSOIII был запущен в 1968 г. (правда, еще в 1961 г. состоялся запуск гамма-спутника «Explorer XI», на котором удалось зарегистрировать несколько гамма-фотонов), но только в 1972—73 гг. с помощью американского гамма-спутника SAS-2, проработавшего семь месяцев, был получен сравнительно обширный материал (было зарегистрировано около 8000 гамма-фотонов). Именно 1972 г. и считается обычно годом рождения гамма-астрономии по крайней мере в диапазоне энергий гамма-квантов $E_\gamma \approx 30$ МэВ—5000 МэВ. Затем в 1975 г. был запущен европейский спутник COS-B, оказавшийся очень удачным и проработавшим до 1982 г. Результаты, полученные на этом спутнике, а частично и на SAS-2, продолжают обрабатываться и обсуждаться до сих пор. Одной из причин является богатство данных, накопленных COS-B за 7 лет работы. Другая же причина связана с тем фактом, что после COS-B и до сих пор не работает ни одна гамма-обсерватория (!). В условиях, когда исключительная перспективность гамма-астрономии в научном мире хорошо осознана, такая ситуация требует объяснения. Здесь сыграли роль несколько обстоятельств. Поток (по числу частиц) космических гамма-фотонов, по крайней мере при энергиях $E_\gamma > 30$ МэВ, весьма мал. Конкретно, современная гамма-обсерватория должна регистрировать потоки меньше или порядка 10^{-7} фотонов/ $\text{см}^2\text{с}$. Отсюда следует, что речь идет о больших установках и, соответственно, о довольно тяжелых спутниках. Две такие установки созданы: советско-французская гамма-обсерватория «Гамма» и американская обсерватория GRO (с участием Нидерландов и ФРГ). Данные о соответствующих приборах приведены в табл. I (данные взяты из [6]). Сейчас же отметим, что запуск «Гамма», как можно надеяться, состоится в 1989 г. (но все же значительно позже, чем предполагалось сначала). Что же касается GRO, то ее должен был вывести на орбиту космический челнок (шаттл), но произошедшая в январе 1986 г. трагическая авария одного из таких челноков («Челленджера») надолго задержала всю программу. Поэтому GRO будет запущена, видимо, не ранее 1990 г. Разумеется, история с шаттлом — это «объективная трудность», но все же, как нам представляется, задержка гамма-астрономических исследований отражает недостаточное понимание их важности со стороны руководителей космических программ и организаторов науки в целом. В частности, нельзя уповать всего на одну-две гамма-обсерватории. Можно и нужно было создать еще один-два все время работающих гамма-спутника хотя бы типа COS-B. Так или иначе, но с 1982 г. мы не имели и, возможно, еще несколько лет не будем иметь новых результатов наблюдений в диапазоне $30 \leq E_\gamma \leq 5000$ МэВ.

Таблица Т. Гамма-спутники, предназначенные для измерений в интервале десятки МэВ — десятки ГэВ

Спутник (гамма-телескоп)	GRASP (проект)	SAS-2	COS-B	«Гамма» «Гамма-1»	GRO (EGRET)	«Гамма-400» (проект)
Диапазон энергий, МэВ	0,3—100	30—200	70—5000	50—5000	20—30 000	5000—400 000
Период (время) работы	—	1972—1973 гг.	1975—1982 гг.	1989 г.	1990 г.	—
Длительность работы, годы	> 2	0,6	6,5	~ 1—2	~ 2 (5)	~ 1
Масса, кг	1000	85	120	1500	1840	3000
Чувствительность по потоку, фотон/см ² с	~ 10 ⁻⁹	10 ⁻⁶	3 · 10 ⁻⁷	~ 10 ⁻⁷	5 · 10 ⁻⁸	~ 10 ⁻¹⁰
Угловое разрешение	1'	~ 2,5°	~ 2,5°	20'—2°	1,6°	~ 1,6°
Энергетическое разрешение $\Delta E_\gamma/E_\gamma$	≥ 0,001	~ 0,5	~ 0,5	~ 0,5	0,15	~ 0,2
Временное разрешение, с	10 ⁻⁴	~ 10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻³	10 ⁻⁴	~ 10 ⁻⁴

К счастью, как ни важен этот диапазон, он не занимает в гамма-астрономии монопольного положения — наблюдения ведутся во всей очень широкой области гамма-спектра от 10^5 эВ и до примерно 10^{16} эВ, т. е. начиная от жесткого рентгеновского излучения *) и до энергий частиц, регистрируемых лишь по широким атмосферным ливням (ШАЛ). В значительной части этой области спектра уже кое-что сделано и делается, и, таким образом, общий прогресс гамма-астрономии все время происходит. Однако за все 25 лет существования гамма-астрономии было выпущено всего лишь несколько обзоров, посвященных отдельным ее разделам (см., например, [7]). Упомянем здесь также три монографии, в которых обсуждаются те или иные вопросы этой области астрономии [8].

Настоящая статья не ставит своей целью осветить современное состояние гамма-астрономии в целом. Наше внимание будет сосредоточено на связи космического гамма-излучения с космическими лучами (по определению, космическими лучами сейчас принято называть лишь заряженные частицы космического происхождения, имеющие высокую энергию). С этой точки зрения особенно интересен гамма-диапазон в области энергий E_γ , превосходящих, скажем, 30 МэВ. Однако для полноты картины мы кратко остановимся и на гамма-астрономических вопросах, непосредственно с космическими лучами не связанных.

Ниже в разделе 2, помимо нескольких замечаний, характеризующих особенности гамма-астрономии, будут приведены сведения, касающиеся процессов генерации гамма-излучения. Затем, в разделе 3, мы остановимся на гамма-всплесках и на гамма-линиях. Раздел 4, являющийся основным в настоящем обзоре, посвящен главным образом диапазону 30 МэВ $E_\gamma \leq 5000$ МэВ. Здесь речь идет о диффузном излучении Галактики. В разделе 5 обсуждается излучение различных дискретных источников в этом же диапазоне энергий. Наконец, в разделе 6 мы остановимся на гамма-излучении с энергией $E_\gamma \geq 10^{12}$ эВ, которое можно детектировать по излучению Вавилова — Черенкова в атмосфере и по ШАЛ. Заключительный раздел 7 содержит несколько замечаний, касающихся в основном перспектив развития гамма-астрономии.

2. Процессы генерации и поглощения космического гамма-излучения. Гамма-лучи образуются в результате целого ряда процессов. Важнейшие из них для гамма-астрономии: тормозное излучение релятивистских электро-

*) Обычно нижней границей гамма-диапазона условно считается энергия $E_\gamma = 10^5$ эВ. Кроме того, правда, гамма-фотонами называют и более мягкое излучение, испускаемое атомными ядрами.

нов, рассеяние релятивистских электронов на мягких фотонах, т. е. комптон-эффект (или, как часто говорят, обратный комптон-эффект), синхротронное и изгибное излучение, распад π^0 -мезонов, и, наконец, образование гамма-линий в результате ядерных переходов и путем некоторых других механизмов. На всех этих процессах мы кратко и остановимся ниже. Сейчас же сделаем несколько общих замечаний, чтобы не повторять их в дальнейшем.

Мягкое гамма-излучение с энергией фотонов $E_\gamma \leq 1$ МэВ может, конечно, генерироваться электронами с кинетической энергией $E_k \leq mc^2 = 0,5$ МэВ. В основном, однако, нас будут интересовать ультрарелятивистские электроны с полной энергией $E \gg mc^2$. Такие электроны, называемые обычно просто релятивистскими, только и будут ниже рассматриваться. В этой области энергий электроны и позитроны практически равноправны, в силу чего будем упоминать лишь электроны. Тормозное излучение протонов, образующееся при их рассеянии на протонах и более тяжелых ядрах, по крайней мере, в $(M_p/m)^2 = 3,4 \cdot 10^6$ раз слабее тормозного излучения электронов (выше, очевидно, $M_p = 1836m$ — массы протона). Однако в некоторых случаях тормозное излучение протонов тоже может представлять интерес. Кроме того, протоны при соударениях с электронами могут передавать им значительный импульс. Такие δ -электроны в свою очередь дают тормозное излучение, и таким образом косвенный вклад протонов в излучение сильно повышается [9]. Далее, к тормозному излучению близко по своей природе излучение, сопровождающее образование электронов и позитронов, например, при $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$ -распаде (подробнее см. раздел 2.2). Что же касается образования гамма-фотонов при распаде частиц, то $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ распад здесь доминирует, но все же не является единственным. Ниже мы на перечисленных и некоторых других процессах, играющих второстепенную роль, останавливаться не будем. В отношении же основных механизмов мы ниже приводим в значительной мере лишь сводку формул (подробнее о механизмах гамма-излучения см. [10]).

2.1. Используемые в гамма-астрономии величины. При наблюдениях измеряется одна из следующих величин: интенсивность $J_\gamma(E_\gamma)$ и поток $F_\gamma(E_\gamma)$ по числу частиц (в данном случае фотонов), а также интенсивность $I_\gamma(E_\gamma)$ и поток $\Phi_\gamma(E_\gamma)$ по энергии. Очевидно,

$$I_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma J_\gamma(E_\gamma), \quad (2.1)$$

$$F_\gamma(E_\gamma) = \int_{\Omega} J_\gamma(E_\gamma) d\Omega, \quad \Phi_\gamma(E_\gamma) = \int_{\Omega} E_\gamma J_\gamma(E_\gamma) d\Omega,$$

где Ω — телесный угол.

Интенсивность J_γ есть число частиц, пересекающих в единицу времени единичную площадку в единичном телесном угле, причем в единичном интервале энергий. Смысл остальных величин ясен из (2.1). Часто используются интегральные интенсивности, которые связаны с дифференциальными интенсивностями соотношением

$$f(>E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} f(E'_\gamma) dE'_\gamma,$$

где f — любая из величин, фигурирующих в соотношениях (2.1).

Введем излучательную способность по энергии $\epsilon_\nu \equiv \epsilon(\nu)$ и по числу фотонов $q_\nu(E_\gamma)$, где частота излучения $\nu = \omega/2\pi$ связана с энергией фотона E_γ соотношением

$$E_\nu = h\nu = \hbar\omega. \quad (2.2)$$

В свою очередь связь функций ϵ_v и q_γ определяется выражением

$$q_\gamma(E_\gamma) = \frac{\epsilon_v dv}{E_\gamma dE_\gamma} = \frac{\epsilon_v}{h^2 v}. \quad (2.3)$$

Интенсивность излучения J_γ выражается через излучательную способность следующим образом:

$$\begin{aligned} J_\gamma &= \int_{\mathbf{I}} q_\gamma(E_\gamma, \mathbf{r}) dr, \\ I_\gamma &= \int_{\mathbf{I}} \frac{\epsilon_v(\mathbf{r})}{h} dr, \end{aligned} \quad (2.4)$$

где вектор \mathbf{I} определяет направление вдоль луча зрения ($\mathbf{r} = \mathbf{rl}$).

Как будет показано ниже, генерация гамма-излучения в ряде случаев обусловлена различными процессами, в которых участвуют космические лучи. В этом случае функция q_γ может быть определена как

$$q_\gamma(E_\gamma, \mathbf{r}) = \int_{E_\gamma}^{\infty} P(E_\gamma, E, \mathbf{r}) J_{cr}(E, \mathbf{r}) dE; \quad (2.5)$$

здесь P — спектр гамма-излучения, генерируемый заряженной частицей с энергией E , а $J_{cr}(E, \mathbf{r})$ — спектр космических лучей в точке \mathbf{r} .

Если генерация гамма-излучения непосредственно связана с взаимодействием космических лучей с другими частицами (газом, фотонами), то функция $P(E_\gamma, E, \mathbf{r})$ может быть представлена в виде

$$P(E_\gamma, E, \mathbf{r}) = n(\mathbf{r}) \sigma(E, E_\gamma), \quad (2.6)$$

где $n(\mathbf{r})$ — плотность частиц, взаимодействие космических лучей с которыми приводит к генерации гамма-излучения, $\sigma(E, E_\gamma)$ — сечение данного процесса. Тогда, используя (2.4), (2.5) и (2.6), можно выразить интенсивность гамма-излучения следующим образом:

$$J_\gamma(E_\gamma) = \int_{\mathbf{I}} dr n(\mathbf{r}) \int_{E_\gamma}^{\infty} dE \sigma(E_\gamma, E) J_{cr}(E, \mathbf{r}). \quad (2.7)$$

В дальнейшем соответствующие значения для σ и P будут браться из [10e, 61a]. Заметим, что иногда в литературе используются величины $\tilde{q}_\gamma(E_\gamma)$ и $q_{1\gamma}(E_\gamma)$. Излучательная способность $\tilde{q}_\gamma(E_\gamma)$ используется в случае, если излучение изотропно

$$\tilde{q}_\gamma(E_\gamma) = 4\pi q(E_\gamma), \quad (2.8)$$

а $q_{1\gamma}(E_\gamma)$ обозначает излучательную способность, рассчитанную на один атом газа (или один фотон):

$$q_{1\gamma}(E_\gamma) = \frac{q(E_\gamma, \mathbf{r})}{n(\mathbf{r})}. \quad (2.9)$$

Для дискретных источников (особенно когда их угловые размеры малы) обычно пользуются следующим выражением для потока:

$$F_\gamma(E_\gamma) = \int_{\Omega} J_\gamma(E_\gamma) d\Omega = \frac{1}{R^2} \int_V q_\gamma(E_\gamma) dV, \quad (2.10)$$

где Ω — телесный угол, под которым виден источник, находящийся от наблюдателя на расстоянии R и имеющий объем V .

2.2. Тормозное гамма-излучение. Тормозное гамма-излучение релятивистских электронов генерируется при их рассеянии на ядрах

или электронах нейтрального или ионизованного газа. При рассеянии электронов на ядрах последние можно обычно считать неподвижными в силу условия $M_p/m \gg 1$. По этой причине ядро в результате взаимодействия получает лишь импульс, а его кинетическая энергия остается практически неизменной. Энергия рассеиваемого электрона после взаимодействия с ядром, таким образом, равна $E_2 = E_1 - E_\gamma$, где E_1 и E_2 — начальная и конечная энергия электрона, а E_γ — энергия образующегося фотона. При условии $(E_1, E_2) \gg mc^2$ фотоны вылетают преимущественно в направлении исходного движения электрона в пределах углов $\vartheta \sim mc^2/E_1$.

Процесс рассеяния электрона обусловлен дальнодействующими кулоновскими силами, радиус действия которых r определяется экранировкой. В полностью ионизованном газе этот радиус равен дебаевскому радиусу, т. е.

$$\rho \sim r_D = \left(\frac{kT}{8\pi n e^2} \right)^{1/2}.$$

При рассеянии на атомах заряд ядра экранируют электроны атомных оболочек, в силу чего радиус экранировки определяется размерами атома:

$$\rho \sim a \sim \frac{\hbar^2}{me^2} Z^{-1/3}.$$

Эффективность экранирования определяется параметром

$$\xi = \frac{r}{\rho}, \quad (2.11)$$

где величина r — эффективное расстояние, при котором электрон с энергией E_1 , пролетая мимо ядра с зарядом Ze , генерирует гамма-фотон с энергией E_γ ; при этом (подробнее см., например, [10e], гл. 17)

$$r \sim \frac{\hbar}{mc} \frac{E_1(E_1 - E_\gamma)}{mc^2 E_\gamma}. \quad (2.12)$$

Из выражения (2.12) ясно, что энергия излучаемого гамма-фотона будет тем больше, чем ближе пролетает электрон к ядру и, соответственно, чем меньше параметр экранировки ξ .

Сечение для тормозного излучения $\sigma_{br}(E_\gamma, E)$ зависит от того, насколько существен эффект экранировки.

В ионизованном межзвездном газе размер дебаевской сферы столь велик, что экранировкой можно пренебречь практически при всех энергиях электронов, т. е. $\xi \gg 1$. Сечение взаимодействия определяется в этом случае выражением

$$\sigma_{br}(E_\gamma, E) = \frac{4e^2}{\hbar c} Z^2 \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{1}{E_\gamma} \left\{ \left[1 + \left(1 - \frac{E_\gamma}{E} \right)^2 \right] \Phi_1 + \left(1 - \frac{E_\gamma}{E} \right) \Phi_2 \right\}, \quad (2.13)$$

где

$$\Phi_1 = \ln \left(\frac{2E}{mc^2} \frac{E - E_\gamma}{E_\gamma} \right) - \frac{1}{2}, \quad \Phi_2 = \frac{2}{3} \Phi_1;$$

полное сечение равно (при $Z = 1$)

$$\sigma_{tot}(E) = \int_{E_\gamma}^E \sigma_{br}(E_\gamma, E) dE_\gamma \sim \frac{e^2}{\hbar c} \sigma_T, \quad (2.14)$$

где

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2.$$

Отметим, что в выражении (2.13) не учтено тормозное излучение, возникающее при столкновении с электронами среды. Влияние столкновений электрон-электрон на сечение (2.13) в грубом приближении можно учесть

путем замены множителя \tilde{Z} на $Z(Z + 1)$. Смысл замены состоит в том, что сечение электрон-электронных столкновений примерно такое же, как и для соударений электрон-протон. В нейтральной среде на один атом с зарядом ядра Ze приходится Z электронов.

Для нейтрального газа (водорода) в обычно встречающихся условиях, когда $E_\gamma / (E - E_\gamma) \sim 1$, параметр ξ имеет значение

$$\xi = \frac{\hbar c}{e^2} \frac{mc^2}{E} \frac{E_\gamma}{E - E_\gamma} \sim 10^2 \frac{mc^2}{E}. \quad (2.15)$$

В этом случае экранировка становится существенной ($\xi \ll 1$) при энергиях электронов $E \gg 50$ МэВ.

Как ясно из выражений (2.13), (2.14), зависимость сечения $\sigma_{\text{бр}}(E_\gamma, E)$ от E является слабой, а зависимость от E_γ определяется множителем $1/E_\gamma$ (к тому же в условиях полной экранировки не только фактор Φ_2 , но и Φ_1 не зависит от E_γ). Поэтому в довольно хорошем приближении можно положить

$$\sigma_{\text{бр}}(E_\gamma, E) = \frac{M}{t_{\text{бр}} E_\gamma}, \quad (2.16)$$

где M — масса атомов, а для радиационной единицы длины $t_{\text{бр}}$ имеются соответствующие формулы, ясные, в частности, из (2.13). Для легких элементов, однако, нужны более детальные расчеты (их результаты указаны, например, в [10e], гл. 17). Ограничимся здесь тем, что укажем значение $t_{\text{бр}} = 66 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$, относящееся к случаю неионизованной межзвездной среды (около 90 % Н и примерно 10 % Не), для которой в (2.16) можно положить $M = 2 \cdot 10^{-24} \text{ г}$.

Используя выражение (2.7), можно рассчитать интенсивность тормозного излучения в интересующем нас направлении \mathbf{l} , где в качестве $J_{\text{бр}}(E)$ необходимо подставить спектр космических электронов, $J_e(E)$, а для $n(\mathbf{r})$ — распределение концентрации газа.

Тогда, используя (2.16), для нейтрального газа интенсивность тормозного излучения приближенно может быть представлена в виде

$$J_{\gamma \text{ бр}}(E_\gamma) \approx \frac{MN(L)}{t_{\text{бр}}} \frac{J_e(>E_\gamma)}{E_\gamma} \approx 1,5 \cdot 10^{-2} M(L) \frac{J_e(>E_\gamma)}{E_\gamma}; \quad (2.17)$$

здесь L — характерный размер области газа вдоль луча зрения и

$$N(L) = \int_0^L n(\mathbf{r}) d\mathbf{r},$$

$$M(L) = MN(L),$$

$$J_e(>E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} J_e(E) dE.$$

Из выражения (2.17) видно, что спектр генерируемых гамма-квантов подобен исходному спектру электронов (в самом деле, для степенного спектра электронов $J_e(E) = KE^{-\gamma}$ интенсивность тормозного излучения имеет такую же зависимость от энергии гамма-квантов

$$J_\gamma(E_\gamma) \propto \frac{K}{\gamma-1} \frac{E_\gamma^{-(\gamma-1)}}{E_\gamma} \propto E_\gamma^{-\gamma}$$

(здесь не путать обозначения γ -гамма-излучение и γ -спектральный индекс электронов). Это является отражением того факта, что тормозные потери принадлежат к числу катастрофических, т. е. в большинстве случаев энергия образуемого гамма-фотона по порядку величины равна начальной энергии рассеиваемого электрона.

В заключение отметим еще один механизм генерации — образование так называемого поляризационного тормозного излучения. Оно возникает при столкновении электронов и ядер с многоэлектронными атомами или с «дебаевскими шубами» в плазме, что приводит к колебаниям экранирующей оболочки и соответственно к генерации излучения. В отличие от обсуждавшегося выше случая тормозного излучения поляризационное тормозное излучение генерируется в равной степени эффективно как электронами, так и ядрами. При определенных условиях это излучение может стать доминирующим. Однако генерируемое таким образом излучение лежит в основном в области оптических и рентгеновских частот, и этот механизм не столь важен для обсуждаемого гамма-излучения [144].

2.3. Комpton-эффект. Комптоновское гамма-излучение, которое нас интересует, возникает при рассеянии релятивистских электронов с энергией E на мягких фотонах с энергией $\epsilon_{ph} \ll mc^2$. Характер данного процесса определяется безразмерным параметром

$$\eta = \frac{4E\epsilon_{ph}}{(mc^2)^2}, \quad (2.18)$$

который является отношением энергии фотона в системе координат, где электрон поконится $\epsilon'_{ph} = \epsilon_{ph}(E/mc^2)$, к массе покоя электрона mc^2 . При выполнении условия $\eta \ll 1$ (т. е. при $\epsilon'_{ph} \ll mc^2$) электрон при каждом столкновении с фотонами теряет свою энергию малыми порциями. Сечение процесса в этом случае описывается выражением

$$\sigma(E_\gamma, \epsilon_{ph}, E) = \frac{1}{4} \pi \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{(mc^2)^4}{\epsilon_{ph}^2 E^3} \left[2 \frac{E_\gamma}{E} - \frac{(mc^2)^2 E_\gamma^2}{\epsilon_{ph} E^3} + 4 \frac{E_\gamma}{E} \ln \frac{(mc^2)^2 E_\gamma}{4\epsilon_{ph} E^2} + \frac{8\epsilon_{ph} E}{(mc^2)^2} \right]. \quad (2.19)$$

Энергия образующегося гамма-фотона E_γ заключена в пределах

$$\epsilon_{ph} \leq E_\gamma \leq 4\epsilon_{ph} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2.$$

Рассеяние фотонов на движущихся электронах в рассматриваемом пределе является классическим, а полное сечение σ_{tot} процесса равно томсоновскому

$$\sigma_{tot} = \int \sigma(E_\gamma, \epsilon_{ph}, E) dE_\gamma = \sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2. \quad (2.20)$$

Интенсивность гамма-излучения в направлении I определяется формулой (2.7), в которую необходимо подставить приведенное выше сечение процесса (2.19), а также интенсивность электронов космических лучей и распределение фотонов. Если имеются фотоны различных энергий (как, например, в Галактике: оптические, инфракрасные, реликтовые), то необходимо суммировать по отдельным вкладам.

В простейшем случае, когда интенсивность электронов не зависит от координат, а ее энергетическая зависимость имеет вид $J_e(E) = KE^{-\gamma}$, из выражения (2.7) получим

$$J_\gamma(E_\gamma) = \frac{1}{2} n_{ph} L K \sigma_T (mc^2)^{1-\gamma} \frac{4}{3} (\epsilon_{ph})^{(\gamma-1)/2} E_\gamma^{-(\gamma+1)/2}, \quad (2.21)$$

где L — длина луча зрения в направлении I, n_{ph} — средняя плотность фотонов вдоль луча зрения.

Для того чтобы получить выражение (2.21), можно также использовать приближенное выражение для сечения процесса

$$\sigma(E_\gamma, \epsilon_{ph}, E) = \sigma_T \delta \left(E_\gamma - \frac{4}{3} \epsilon_{ph} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \right). \quad (2.22)$$

Как ясно из этого выражения, средняя энергия образуемого гамма-кванта равна

$$E_\gamma \approx \frac{4}{3} \varepsilon_{\text{ph}} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (2.23)$$

Для оценок можно использовать также выражение

$$J_\gamma(E_\gamma) = \frac{\sqrt{3}}{4} n_{\text{ph}} L \sigma_T \frac{mc^2}{(\varepsilon_{\text{ph}} E_\gamma)^{1/2}} J_e(E), \quad (2.24)$$

где E_γ , ε_{ph} и E в этом выражении связаны соотношением (2.23).

В случае, когда параметр $\eta \gg 1$, характер процесса меняется. Потери становятся катастрофическими, т. е. при одном столкновении с фотоном электрон обычно теряет значительную часть своей энергии, а сечение процесса резко уменьшается. Полное сечение для рассеяния в этом случае равно

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{3}{8} \sigma_T \frac{(mc^2)^2}{E \varepsilon_{\text{ph}}} \left(\ln \frac{2\varepsilon_{\text{ph}}}{mc^2} + \frac{1}{2} \right) \leq \sigma_T. \quad (2.25)$$

Однако в большинстве случаев, с которыми приходится встречаться в астрофизике, процесс рассеяния электронов на фотонах описывается выражением (2.19). Действительно, упомянутое условие $\eta \ll 1$ (см. (2.18)) имеет вид

$$E \ll \frac{1}{4} mc^2 \frac{mc^2}{\varepsilon_{\text{ph}}} \approx \frac{6 \cdot 10^{10}}{\varepsilon_{\text{ph}} (\text{эВ})} \text{ эВ.} \quad (2.26)$$

Даже при рассеянии электронов на оптических фотонах ($\varepsilon_{\text{ph}} \sim 1$ эВ) требование (2.26) означает, что $E \ll 10^{11}$ эВ.

2.4. Синхротронное и изгибное излучение. Синхротронное излучение генерируется релятивистскими электронами при их движении в магнитных полях. Как и комптоновские, синхротронные потери происходят малыми порциями. Генерируемое излучение направлено вдоль движения электрона — оно сосредоточено в основном внутри угла $\theta \leq \leq mc^2/E$.

Спектр излучения отдельного электрона $P(v)$ описывается выражением

$$P(v) = \frac{\sqrt{3} e^3}{mc^2} H_\perp \frac{v}{v_c} \int_{v/v_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta, \quad (2.26')$$

где v — частота излучения, H_\perp — компонента магнитного поля, перпендикулярная лучу зрения, $K_{5/3}(x)$ — функция Макдональда. Характерная частота v_c в (2.26) имеет вид

$$v_c = \frac{3}{4\pi} \frac{eH_\perp}{mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (2.27)$$

Максимум функции излучения $P(v)$ приходится на частоту

$$v_m \approx 0,29 v_c = 4,6 \cdot 10^{-6} H_\perp (\Theta) E^2 (\text{эВ}),$$

$$E_m = h v_m = 1,9 \cdot 10^{-20} H_\perp (\Theta) E^2 (\text{эВ}).$$

Из приведенной формулы видно, что гамма-фотоны с энергией $E_\gamma = hv > 0,1$ МэВ могут при синхротронном механизме возникать лишь в довольно специфических условиях. Например, фотоны с энергией $E_\gamma > 0,1$ МэВ генерируются в полях $H \geq 10^8$ Э при наличии электронов с энергией $E \geq 10^{11}$ эВ, т. е. лишь в атмосферах некоторых звезд да еще при генерации электронов с очень высокой энергией.

Интенсивность синхротронного излучения в направлении I описывается выражениями (2.4) и (2.5), а функция $P(v)$ имеет вид (2.26).

Если интенсивность электронов в рассматриваемом объеме постоянна и зависит от энергии частиц степенным образом, т. е.

$$J_e(E) = KE^{-\gamma},$$

то интенсивность гамма-фотонов приближенно равна

$$J_\gamma(E_\gamma) = 0,79a(\gamma)LKH_\perp^{(\gamma+1)/2} \left(\frac{2,59 \cdot 10^4}{E_\gamma} \right)^{(\gamma+1)/2} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2\text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{эВ}}; \quad (2.28)$$

здесь L — характерный размер излучающей области, а $a(\gamma) \approx 0,15$ при $\gamma = 1,5^\circ$; вообще число $a(\gamma) \sim 0,1$. В (2.28) E измеряется в эВ, H_\perp — в эрстедах, K — в эрг $^{-1}$ /см 3 . При выводе (2.28) можно использовать приближенное выражение для спектральной мощности излучения $P(v)$ в случае изотропного распределения электронов

$$P(v) = P\delta(v - v_m),$$

где P — полная мощность магнитотормозного излучения

$$P = \frac{2e^4 H_\perp^2}{3m^2 c^3} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2.$$

Из выражения (2.28) очевидна связь между интенсивностью магнитотормозного излучения и интенсивностью релятивистских электронов:

$$J_\gamma(E_\gamma) \propto L J_e(E). \quad (2.29)$$

Здесь связь между E и E_γ определяется из соотношения (2.27).

Характерной особенностью синхротронного излучения является то, что в упорядоченном магнитном поле это излучение поляризовано. Так, для степенного изотропного спектра электронов $J(E) = KE^{-\gamma}$ в однородном магнитном поле степень линейной поляризации равна

$$\Pi_0 = \frac{\gamma + 1}{\gamma + (7/3)}.$$

Генерация синхротронного излучения нейтронными звездами с магнитными полями $H \gtrsim 10^{12}$ Э носит квантовый характер. Оно имеет ряд специфических особенностей (подробнее см. [148]):

- большой относительный вклад различных гармоник;
- переходы между уровнями с переворотом спинов и, как следствие, сильная деполяризация излучения;
- эффекты отдачи (см. раздел 2.6).

Важно отметить, что характеристики излучения существенно зависят от соотношения характерных времен, определяющих генерацию синхрофотонов в этом случае. Так, в зависимости от соотношения времени жизни возбужденного состояния и времени возбуждения различают «стационарное синхротронное излучение» и «синхротронное излучение охлаждения».

Аналогично синхротронному так называемое изгибное или магнитодрейфовое излучение [10г, е]. Это излучение возникает в магнитосферах нейтронных звезд, где величина магнитного поля достигает величины 10^{10} — 10^{13} Э.

Заряд в неоднородном («искривленном») поле дрейфует в направлении, перпендикулярном к плоскости, в которой лежит силовая линия. В результате появляется сила Лоренца, искривляющая траекторию движения частицы так, что в первом приближении можно считать заряд двигающимся вдоль искривленной силовой линии с радиусом кривизны R . Используя соответствующие выражения (2.26) и (2.27) для синхротронного излучения, можно получить выражения для характеристической частоты изгибного излучения

и спектральной и полной мощности излучения частицы [10г]:

$$\begin{aligned} v_c &= \frac{3}{4\pi} \frac{c}{R_c} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^3, \\ P_v &= \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{e^2}{R_c} \frac{E}{mc^2} \frac{v}{v_c} \int_{v/v_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta, \\ P &= \int P_v dv = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{R_c^2} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4 \end{aligned} \quad (2.30)$$

(роль ларморовского радиуса в этом случае играет кривизна силовой линии R_c). Образующееся в сильных упорядоченных магнитных полях пзгибное излучение, как и синхротронное излучение, поляризовано. Отметим, что в ряде моделей (см. раздел 5.3) гамма-излучение пульсаров связывают с синхротронным или изгибным излучением электронов. В этой связи интересно отметить следующее. Есть указания на то, что гамма-излучение от пульсара Вела, зарегистрированное на спутнике COS-B, поляризовано, и степень поляризации близка к 100 % [11]. Если данный результат подтвердится, что это будет означать, что впервые в гамма-диапазоне удалось обнаружить поляризованное излучение.

2.5. Распад π^0 -мезонов и аналогичные распады. Генерация гамма-лучей происходит в результате столкновений протонов и ядер космических лучей с протонами и ядрами межзвездного газа. Эти ядерные реакции сопровождаются рождением π^0 -мезонов и Σ^0 -гиперонов, которые быстро распадаются с образованием гамма-квантов. Помимо непосредственного рождения π^0 -мезонов, при ядерных столкновениях они образуются также в результате распада различных мезонов и гиперонов: $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$, $\Lambda \rightarrow p + \pi^0$ и т. д., в силу чего опять же испускаются гамма-лучи,

Распад π^0 -мезона с вероятностью 98,8 % происходит по каналу $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Поэтому энергия гамма-лучей от распада покоящегося π^0 -мезона обычно равна $E_\gamma = (1/2)m_\pi c^2 = 67,5$ МэВ.

Вероятность и кинетика всех соответствующих реакций достаточно хорошо известны [10г, 12], что позволяет вычислить спектр гамма-лучей. Отметим далее, что в результате ядерных реакций типа (pp), ($p\alpha$), (αp) и т. д. образуются примерно равные количества π^0 , π^+ и π^- -мезонов. Распад как тех, так и других может привести к образованию гамма-квантов: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm \gamma\gamma$. Однако, как уже отмечалось, распад π^0 -мезона на два гамма-кванта идет почти со 100 %-ной вероятностью. В то же время распад μ^\pm -мезона идет в основном по каналу $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \gamma\gamma$, т. е. без образования гамма-фотона. Вероятность же распада по каналу $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \gamma\gamma$ (что представляет собой не что иное, как тормозное излучение вторичного электрона) содержит дополнительный фактор $e^2/hc = 1/137$ в соответствии с выражениями для тормозного излучения. Следовательно, интенсивность гамма-квантов, сопровождающих распад π^\pm -мезонов, на два порядка меньше интенсивности гамма-лучей, испускаемых при распаде π^0 -мезона.

Итак, интенсивность гамма-излучения от распада π^0 -мезонов в некотором направлении I описывается выражением (2.7), где величина $n(r)$ представляет собой распределение газа в Галактике, а J_{cr} — распределение интенсивности протонно-ядерной компоненты космических лучей.

Если газ и космические лучи заполняют с постоянной плотностью объем пространства с характерным размером L , то интенсивность гамма-излучения для достаточно больших энергий приближенно может быть представлена в виде (здесь используется то, что $E_\gamma \sim E$)

$$J_\gamma(E_\gamma) \approx n_H L J_{cr}(E). \quad (2.31)$$

Зная спектр и состав космических лучей, можно оценить излучательную способность Галактики q_γ у Земли (см. соответствующие данные, например в разделе 18 [10e]). Ее обычно вычисляют в пересчете на 1 см³ или на один атом водорода (см. (2.5) и (2.9)).

Результаты одного из вариантов таких вычислений [12a] представлены на рис. 1. На нем приведена излучательная способность гамма-лучей, образуемых как протонной компонентой за счет генерации π^0 -мезонов, так и электронной компонентой за счет тормозных потерь. Из рис. 1 видно, что для

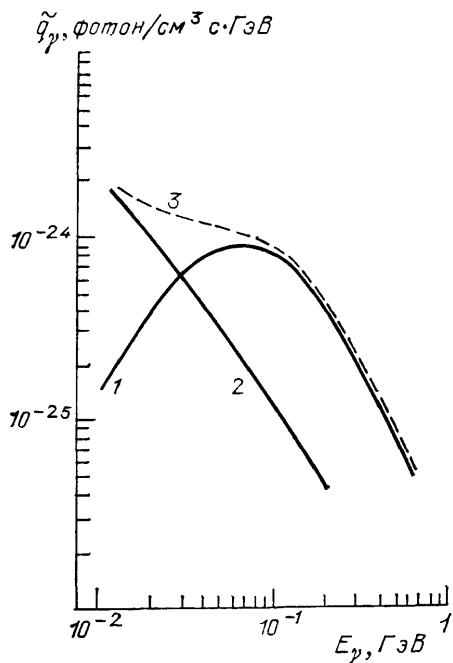


Рис. 1. Излучательная способность гамма-лучей в локальной галактической окрестности [12a]. Кривая 1 — гамма-лучи, образующиеся за счет распада π^0 -мезонов, 2 — гамма-лучи, образующиеся за счет тормозных потерь релятивистских электронов. Спектр электронов в области энергий $E \leq 1$ ГэВ определялся из радиоданных. Кривая 3 — суммарная излучательная способность локального галактического пространства в гамма-диапазоне

спектра космических лучей, наблюдаемых у Земли, связанное с газом гамма-излучение формируется при энергиях $E_\gamma > 200$ —300 МэВ за счет генерации π^0 -мезонов, а в области меньших энергий его генерация обусловлена в основном тормозным излучением электронов.

2.6. Генерация гамма-линий. Гамма-астрономия в линиях открывает широкие возможности для прямого изучения целого ряда проблем ядерной космофизики. Среди них — исследование мягких или, как иногда говорят, субкосмических лучей с энергией $E < 100$ МэВ, газовых и пылевых облаков, непосредственное обнаружение синтеза ядер в новых и сверхновых звездах, изучение процессов на поверхности нейтронных звезд и другие. К настоящему времени накоплен значительный теоретический и экспериментальный материал по этому вопросу (см. обзоры [7a, b]). Ниже мы остановимся только на процессах генерации гамма-линий в галактических и метагалактических объектах, но не будем обсуждать весьма важный вопрос о генерации гамма-излучения в солнечных вспышках (о гамма-линиях в солнечных вспышках см., например, обзоры [7b, 13]).

Перейдем к краткой характеристике отдельных гамма-линий.

2.6.1. Циклотронная линия. Излучение в этой линии формируется электронами сравнительно малых энергий, находящихся под воздействием магнитных полей. Частота излучения без учета релятивистских поправок определяется выражением

$$\omega_H \approx \frac{eH}{mc} \approx 1,76 \cdot 10^7 H. \quad (2.32)$$

Из (2.32) ясно, что циклотронное излучение попадает в гамма-диапазон в том случае, если магнитные поля достаточно велики; так, $E_\gamma = \hbar\omega_H \sim 0,1 \text{ МэВ}$, если $H \sim 10^{13} \text{ Э}$.

Такие магнитные поля характерны для магнитосфер нейтронных звезд. При этом следует иметь в виду, что в условиях достаточно сильных магнитных полей характер излучения не может более считаться классическим. Он приобретает существенно квантовые черты.

Речь идет о квантовой поправке к частоте, связанной с так называемым «эффектом отдачи»— изменением частоты излучения вследствие изменения продольного импульса и поперечной энергии электрона при испускании фотона. В сильных магнитных полях нейтронных звезд параметр, характеризующий эффект отдачи, $\hbar\omega/mc^2$, может достигать заметной величины — порядка 0,1. Кроме того, в сильных магнитных полях, когда плазма становится квантованной $\hbar\omega \gg kT$ (где T — температура плазмы), излучение на частотах $\omega \sim \omega_H$ приобретает квантовый характер (реализуется виновский предел $\hbar\omega \gg kT$). Соответствующие выражения, описывающие циклотронное излучение в магнитосфере нейтронных звезд, приведены в [14].

Если система частиц излучает, то она способна и поглощать это излучение. Отсюда ясно, что в спектрах излучения нейтронных звезд могут формироваться не только циклотронные гамма-линии излучения (избыток интенсивности), но и циклотронные гамма-линии поглощения (дефицит интенсивности).

2.6.2. Аннигиляционная электрон-позитронная линия ($e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$). Генерация позитронов в космических условиях является довольно обычным явлением: позитроны, например, появляются при β^+ -распаде ядер, генерации электрон-позитронных пар — в магнитосферах нейтронных звезд, при распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ и при некоторых других процессах. Следует различать аннигиляции релятивистских или, во всяком случае, быстрых позитронов на лету и аннигиляцию покоящихся (медленных) позитронов. В первом случае образуется непрерывный или по крайней мере весьма широкий спектр (см., например, [15]). Во втором случае (аннигиляция остановившихся позитронов) гамма-излучение монохроматично ($E_\gamma = mc^2 = 0,51 \text{ МэВ}$) и по этому признаку может быть, в принципе, выделено на фоне непрерывного спектра.

Аннигиляция в сильном магнитном поле нейтронных звезд имеет свои сферические особенности:

- преобладающей становится однофотонная аннигиляция;
- возможна сильная поляризация излучения.

Подробнее на эту тему см. обзор [148б] и указанные там ссылки.

2.6.3. Гамма-линии от процессов нуклеосинтеза. Согласно существующим представлениям основным источником образования большинства элементов являются процессы, протекающие в звездах. При этом нуклеосинтез в Галактике связывают в первую очередь со вспышками сверхновых и новых звезд, с процессами в О-звездах и звездах Вольфа — Райе, с пульсирующими красными гигантами. Образование новых элементов может быть, вообще говоря, обнаружено методами гамма-астрономии. Дело в том, что в процессах нуклеосинтеза образуются радиоактивные элементы, распад которых сопровождается появлением гамма-фотона (он излучается образующимся возбужденным ядром).

Приведем некоторые гамма-линии, которые могут быть характерны для Галактики (табл. II). Во всех указанных примерах гамма-фотон используется последним из приведенных ядер (например, ядром ^{56}Fe), образующимся в возбужденном состоянии.

2.6.4. Гамма-линии, генерируемые космическими лучами. При взаимодействии космических лучей с межзвездным газом или пылью также могут образовываться возбужденные ядра (либо ядра, участвующие во взаимо-

Таблица II

Цепочка распада	Характерное время распада, годы	Энергия гамма-линий, МэВ
$^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}^*$	1,07	0,847; 1,24 и т. д.
$^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}^*$	11	0,122
$^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne}^*$	38	1,275
$^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}^*$	68	1,156
$^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg}^*$	$1,1 \cdot 10^6$	1,809

Здесь звездочка * означает, что ядро возбуждено

действии, либо их продукты), переход которых в более низкие состояния, как и в предыдущем случае, сопровождается высвечиванием гамма-фотона.

В принципе, возможны различные варианты перехода. Ниже мы укажем энергии гамма-фотонов, соответствующих наиболее вероятному из них.

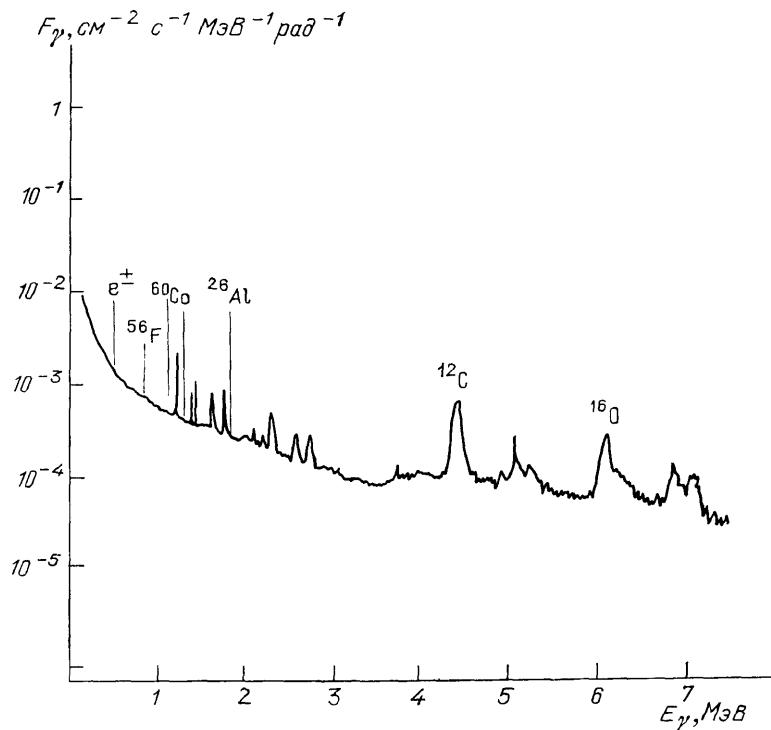


Рис. 2. Излучение в линиях галактического межзвездного пространства (результаты расчета; см. [16]). Учтены линии от радиоактивных ядер, образуемых в процессе нуклеосинтеза (^{40}Co и ^{26}Al), а также гамма-линии от взаимодействия космических лучей с межзвездным газом и пылью

Если возбужденными оказываются покоящиеся ядра, то в спектре должна наблюдаться линия. Если же переход в основное состояние происходит у быстров движущихся ядер, то в спектре образуется полоса излучения.

Приведем некоторые линии или полосы излучения, которые могут проявляться в диффузном галактическом спектре (табл. III).

Пример спектра диффузного гамма-излучения для межзвездной среды Галактики представлен на рис. 2 [16]. В спектре имеются три компоненты излучения в линиях:

1. Широкие полосы, излучаемые быстрыми возбужденными ядрами с энергией порядка нескольких МэВ/нуклон и выше (например, линия ^{12}C).

2. Излучение в узких линиях ядрами, имеющими после столкновений энергию не более нескольких десятков кэВ/нуклон.

3. Очень узкие линии, излучаемые ядрами, время высвечивания которых настолько велико, что они успевают остановиться прежде, чем перейдут в основное состояние. В частности, такие узкие линии могут генерироваться ядрами пыли, если размер пылинок достаточно велик ($> 10^{-4}$ см), а время высвечивания достаточно большое ($> 10^{-12}$ с).

2.6.5. Экзотические гамма-линии. Гамма-линии могут появляться также в процессе аннигиляции вещества и антивещества [17], а также распада или аннигиляции гипотетических медленных суперсимметричных частиц, имеющих космологическое происхождение [18]. С такими частицами иногда связывают так называемую скрытую массу, как в нашей Галактике [19], так и в метагалактическом пространстве [18].

Наличие в космическом пространстве суперсимметричных частиц может в принципе быть обнаружено по гамма-линиям, возникающим в процессе аннигиляции этих частиц. Энергия гамма-линий заключена в пределах $1 - 10^3$ ГэВ [20], поскольку соответствующую энергию массы покоя должны иметь эти суперсимметричные частицы.

2.7. Поглощение гамма-лучей. Основными процессами поглощения гамма-лучей в галактическом пространстве являются следующие [10e]:

1. Комптоновское рассеяние *).
2. Образование в среде e^+e^- -пар.
3. Образование e^+e^- -пар на тепловых и вообще «мягких» фотонах (процесс $\gamma + \gamma' \rightarrow e^+ + e^-$, где γ' — мягкий фотон).
4. Поглощение на ядрах (ядерный фотоэффект и возбуждение ядер).
5. Рождение π^+ - и π^- -мезонов на протонах и ядрах. Рождение других частиц.

6. В достаточно сильном магнитном поле фотон может эффективно рождать $e^+ + e^-$ -пары и расщепляться на два фотона.

Можно упомянуть также ионизацию атомов, переходы в непривном спектре и переходы между атомарными уровнями, однако эти процессы важны лишь для более мягкой, рентгеновской области. Комптоновское поглощение является определяющим для гамма-лучей с энергией $E_\gamma > 50$ КэВ и вплоть до энергии $2mc^2 = 1$ МэВ, когда начинают образовываться пары $e^+ + e^-$. При $E_\gamma < mc^2$ полное сечение для рассеяния примерно равно томсоновскому $\sigma_c = \sigma_T = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^{-2}$. С ростом энергии (при $E_\gamma \gg mc^2$) сечение комптоновского рассеяния уменьшается (см. (2.25)). Например, при $E_\gamma = 10^3 mc^2$ имеем $\sigma_c = 3 \cdot 10^{-3} \sigma_T$.

В области $E_\gamma \ll mc^2$ коэффициент поглощения гамма-излучения μ_c в межзвездной среде имеет вид

$$\mu_c = \sigma_T n_e = 6,65 \cdot 10^{-25} n_e \text{ см}^{-1}, \quad (2.33)$$

где n_e — полная концентрация всех электронов в среде (интенсивность излучения при прохождении расстояния r уменьшается по закону $(J(r) = J_0 e^{-\mu r})$.

*.) Речь идет о выбывании фотонов из первичного пучка, в силу чего рассеяние эквивалентно поглощению.

Таблица III

Энергия гамма-фотона, МэВ	Ядерная реакция
0,847	$^{56}\text{Fe} (p, p') ^{56}\text{Fe}^*$
1,634	$^{24}\text{Mg} (p, x) ^{20}\text{Ne}^*$
4,238	$^{12}\text{C} (p, p') ^{12}\text{C}^*$
6,126	$^{16}\text{O} (p, p') ^{16}\text{O}^*$

Комптоновское поглощение вносит доминирующий вклад в области энергий $E_\gamma < 10^8$ эВ. При более высоких энергиях более существенным становится процесс образования пар.

В нейтральном газе рождение пар в первом приближении происходит в условиях полного экранирования. Соответствующее выражение для межзвездной среды равно

$$\mu_{\text{пар}} = 2 \cdot 10^{-26} n_a \text{ см}^{-1}, \quad (2.34)$$

где n_a — концентрация атомов.

В плазме в интересующих нас случаях экранировкой можно пренебречь, и

$$\begin{aligned} \mu_{\text{пар}} &= \frac{4e^2 Z(Z+1)}{\hbar c} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 n_a \left(\frac{7}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{mc^2} - \frac{109}{54} \right) = \\ &= 3,6 \cdot 10^{-27} \left(\ln \frac{E_\gamma}{mc^2} - 1,9 \right) n_a \text{ см}^{-1}. \end{aligned} \quad (2.35)$$

В области еще более высоких энергий гамма-фотонов существенным становится процесс образования пар на тепловых фотонах. В системе координат, в которой суммарный импульс обоих фотонов равен нулю, рождение пар начинается при энергии $E'_\gamma = mc^2$ *). В лабораторной системе координат, в которой имеется гамма-фотон с энергией E_γ и тепловой фотон с энергией ϵ_{ph} , порогу рождения отвечает энергия

$$E_{\gamma,0} = \left(\frac{mc^2}{\epsilon_{\text{ph}}} \right) mc^2 = 5 \cdot 10^5 \left(\frac{mc^2}{\epsilon_{\text{ph}}} \right) \text{ эВ.} \quad (2.36)$$

Для оптических фотонов ($\epsilon_{\text{ph}} \sim 1$ эВ) энергия $E_{\gamma,0} \approx 2 \cdot 10^{11}$ эВ. Для фотонов реликтового метагалактического излучения ($T = 2,7$ К, $\epsilon_{\text{ph}} \sim 10^{-3}$ эВ) значение $E_{\gamma,0}$ — порядка $2 \cdot 10^{14}$ эВ.

Коэффициент поглощения, обусловленный оптическими фотонами, достигает своей максимальной величины при $E_\gamma = 10^{12}$ эВ:

$$\mu_{\text{max}} = 7 \cdot 10^{-12} w_{\text{ph}} \text{ см}^{-1}, \quad (2.36')$$

где w_{ph} — плотность энергии оптических фотонов в эВ/см³ (несколько подробнее см. [10e]).

Поглощение на фотонах реликтового фона еще на полтора порядка больше, но максимально лишь при $E_\gamma \sim 10^{15}$ эВ.

Приведем величину оптической толщины $\tau = \mu R$ в Галактике для гаммаизлучения различных энергий. В качестве характерного размера Галактики возьмем величину R , равную 10 кпк = $3 \cdot 10^{22}$ см. Положим среднюю концентрацию газа в галактическом диске равной $n_a \approx 1 \text{ см}^{-3}$, а также примем плотность энергии оптических фотонов $w_{\text{ph}}^{(0)} \approx 1 \text{ эВ/см}^3$ и плотность энергии реликтовых фотонов $w_{\text{ph}}^{(r)} \approx 0,3 \text{ эВ/см}^3$. Тогда получим табл. IV.

Таблица IV

Энергия гамма-фотонов, МэВ	Процесс поглощения	Оптическая толщина
$5 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^7$	Комптоновское рассеяние	$2 \cdot 10^{-2}$
$5 \cdot 10^8 - 10^{11}$	Образование e^+e^- -пар в среде	10^{-3}
$5 \cdot 10^{11} - 5 \cdot 10^{13}$	Образование e^+e^- -пар на оптических фотонах	10^{-3}
$2 \cdot 10^{15}$	Образование e^+e^- -пар на реликтовых фотонах	1,4
10^{16}	То же	0,78
10^{17}	» »	0,14

*) О процессах образования пар в сильных магнитных полях см. в обзоре [1486] и ссылки там.

По смыслу использованных значений речь идет о максимальном поглощении, ибо при удалении от диска концентрация n_a и плотность $w_{ph}^{(0)}$ уменьшаются.

2.8. Особенности галактического гамма-излучения. Одной из отличительных, причем привлекательных особенностей гамма-диапазона, как можно видеть из приведенной выше таблицы, является то, что практически вся Галактика является для гамма-лучей прозрачной. Только в области энергии $E_\gamma \sim 10^{15} - 10^{16}$ эВ оптическая толща становится примерно равной размеру Галактики. В этой связи гамма-астрономия позволяет исследовать различные объекты в Галактике, которые недоступны для наблюдений в других диапазонах длин волн.

Кроме того, гамма-излучение в основном имеет нетепловую природу, т. е. гамма-фотоны в Галактике образуются в процессах с участием высоконергичных частиц. В результате интенсивность соответствующей компоненты гамма-излучения пропорциональна интенсивности космических лучей, и, что особенно важно, значительная часть гамма-излучения Галактики связана с протонно-ядерной компонентой космических лучей. Отсюда ясно, что именно в гамма-диапазоне мы можем получить информацию о распределении плотности протонов и ядер космических лучей в Галактике.

3. Дискретные источники мягкого гамма-излучения. Теперь обсудим характеристики излучения и модели ряда галактических и внегалактических гамма-источников, спектр которых в основном расположен в области энергии $E_\gamma < 30$ МэВ. Как можно думать на основании отмеченного выше (см. раздел 2.6), именно в этой области энергий естественно ожидать появления ряда особенностей, связанных с генерацией гамма-линий. Наличие таких особенностей в наблюдаемых спектрах дает уникальную возможность для определения механизмов излучения исследуемых источников. В качестве последней ссылки по этим вопросам мы можем указать [150].

3.1. Гамма-всплески. Исследование гамма-всплесков превратилось за последние пятнадцать лет в самостоятельную и увлекательную область космических исследований с большим обилием экспериментальных данных и полным отсутствием понимания природы их источников. Выдающиеся результаты в исследовании гамма-всплесков были получены в СССР группой Е. П. Мазеца (эксперимент «Конус» на космическом аппарате «Венера»), а также в советско-французском эксперименте «Снег» на межпланетном аппарате «Венера» и спутнике «Прогноз-9». Многие десятки гамма-всплесков уже зарегистрированы в советско-французском эксперименте, осуществляющем на аппаратах «Фобос».

Гамма-всплески были случайно открыты в 1967 г. на спутниках Вела, предназначенных для регистрации искусственных ядерных взрывов в космосе (о гамма-всплесках см. обзоры [7а, 8, 21]). Гамма-всплески фиксируются как спорадическое резкое повышение интенсивности в непредсказуемой части неба. Энергетический интервал излучения гамма-всплесков простирается в пределах от нескольких десятков кэВ до нескольких МэВ (в одном случае удалось зарегистрировать излучение до 30 МэВ [22]). Приходящий на Землю интегральный по времени поток энергии излучения имеет величину до $\sim 10^{-3}$ эрг/см², но большинство всплесков значительно слабее. В среднем за сутки происходит несколько гамма-всплесков (с потоком $> 10^{-7}$ эрг/см²). Их временной профиль имеет крайне сложную, многокомпонентную структуру [23]. Для отдельных всплесков наблюдается резкое возрастание интенсивности с характерным временем $t \lesssim 2 \cdot 10^{-4}$ и затем плавный ее спад. Общая длительность всплесков варьирует в пределах 0,1—100 с. Зарегистрированные гамма-всплески изотропно распределены по небесной сфере. Однако характер зависимости их числа от измеряемого потока исключает возмож-

ность однородного распределения источников всплесков в пространстве [24]. По-видимому, плотность источников наблюдаемых гамма-всплесков падает с удалением от Земли. Однако не исключена возможность, что это обусловлено аппаратурными эффектами (эффектами селекции) [21в, 146].

Обсуждаются две возможности происхождения гамма-всплесков:

а) Источники гамма-всплесков расположены в относительной близости от Земли (расстояние до них ≤ 1 кпк). В этом случае необходимо предположить, что эти источники заключены в галактическом диске, имеющем толщину в несколько сотен парсек, а их энерговыделение W не превышает примерно 10^9 эрг.

б) Источники гамма-всплесков расположены далеко от Земли. Расстояние до них имеет величину порядка 100 кпк [25]. Энерговыделение источников в такой модели велико — оно должно достигать 10^{44} эрг.

Одним из основных является, естественно, вопрос о природе излучения гамма-всплесков. В этой связи гамма-всплески по сравнению с другими гамма-источниками находятся в выделенном положении, поскольку точность определения их угловых координат является наивысшей в гамма-астрономии. Координаты наиболее мощных гамма-всплесков измеряются с точностью до долей угловых минут. Однако своеобразие ситуации состоит в том, что почти во всех случаях области, из которых наблюдаются всплески, оказываются «пустыми», т. е. там не обнаружены какие-либо специфические источники оптического, радио- или рентгеновского излучения, с которыми можно было бы отождествить гамма-всплески.

Только в одном случае удалось обнаружить оболочку сверхновой в «ящике ошибок» (error box) гамма-всплеска. Речь идет о знаменитом гамма-всплеске, наблюдавшемся 5 марта 1979 г. Поскольку эта оболочка расположена в галактике Большое Магелланово Облако на расстоянии 55 кпк от Земли, то (если наложение оболочки и всплеска на небесной сфере не является случайным) необходимо предположить энерговыделение во всплеске, равное 10^{44} эрг.

Распространенным является предположение, что гамма-всплески связаны с нейтронными звездами, причем наиболее веские указания на это были получены из изучения спектральных характеристик [21б]. Дело в том, что иногда в спектре гамма-всплесков наблюдаются две особенности, одна из которых представляет собой «дефицит» излучения при энергии $E_\gamma \leq 100$ кэВ, а другая — «избыток» излучения при энергии $E_\gamma \geq 400$ кэВ. Характерные спектры показаны на рис. 3. Обычно предполагается, что первая линия представляет собой циклотронную линию поглощения в магнитном поле нейтронной звезды, причем $H \approx 5 \cdot 10^{12}$ Э (см., однако, [26]), а другая —мещенную в красную сторону под действием гравитационного поля нейтронной звезды e^+e^- -аннигиляционную линию 511 кэВ.

Указанные особенности наблюдались у достаточно большого количества гамма-всплесков в ходе различных экспериментов [21б] (есть, правда, некоторые сомнения в наличии особенности при $E_\gamma \sim 400$ кэВ у группы SMM [27]). Поэтому их существование, по-видимому, можно считать установленным. Однако приведенную выше интерпретацию нельзя все же считать окончательной.

Недавно в [151] было представлено еще одно свидетельство в пользу того, что нейтронные звезды могут являться источниками гамма-всплесков. Были обнаружены особенности в спектре всплесков при 20 и 40 кэВ, которые интерпретируются как первая и вторая гармоники циклотронной линии, что в принципе указывает на сильное магнитное поле.

Нет в настоящее время и ясности в отношении того, какой конкретно физический механизм приводит к огромному энерговыделению. Так, «аннигиляция» магнитного поля, являющаяся, по-видимому, источником энергии солнечных вспышек, не в состоянии обеспечить необходимое энерговыделение в условиях нейтронной звезды. Поэтому в качестве возможных источни-

ков энергии гамма-всплесков обычно рассматриваются либо гравитационная, либо ядерная энергия [28].

Импульсным выделением гравитационной энергии можно считать энергию, образующуюся при падении на поверхность нейтронной звезды астероида или кометы. В этом случае энергия падающего вещества достигает величины 100 МэВ/нуклон , поскольку на поверхности нейтронной звезды $|\phi|/Mc^2 \sim 0,1$ (здесь ϕ — гравитационный потенциал поверхности звезды).

Ядерная энергия может высвобождаться в случаях, когда нейтронная звезда входит в состав двойной системы. В процессе длительной акреции

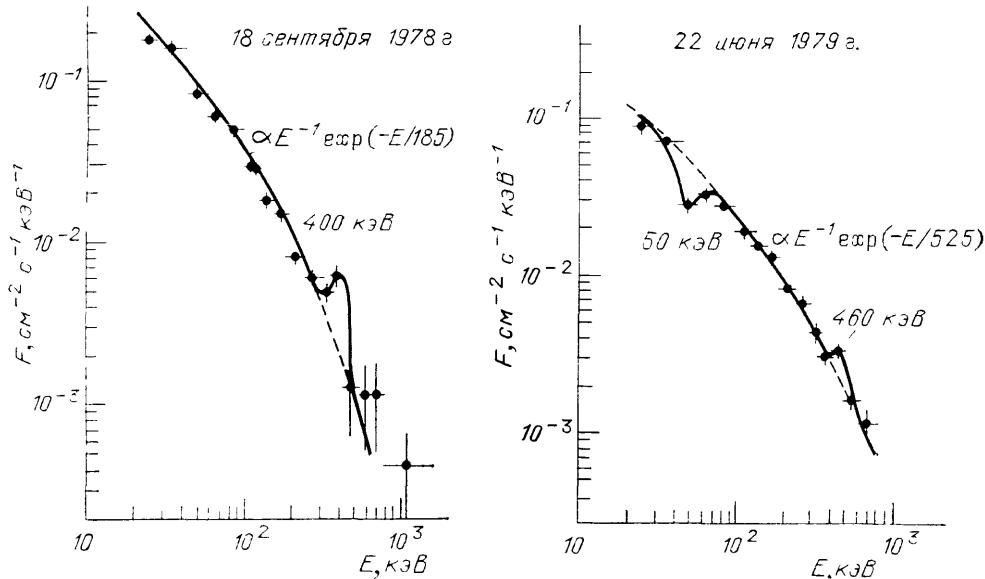


Рис. 3. Спектральные особенности в энергетических спектрах гамма-всплесков. Гамма-всплески GB 780918 и GB 790622 — по данным эксперимента КОНУС [147]

на поверхности нейтронной звезды может накопиться значительное количество вещества, истекающего из звезды — компаньона; ядерной взрыв этого вещества приводит, в частности, к генерации гамма-излучения.

Другая возможность состоит в том, что в результате звездотрясения на поверхность нейтронной звезды из ее внутренних областей «изливается» вещество, обогащенное тяжелыми элементами, последующий распад которых и приводит к гамма-излучению.

Оба указанных процесса способны привести к выделению энергии порядка $10^{37}—10^{40}$ эрг, т. е. они могут быть эффективны лишь в том случае, если генерация гамма-всплесков происходит на расстояниях $r \lesssim 1$ кпк.

В противном случае (если $r \sim 100$ кпк и $W \sim 10^{44}$ эрг) необходимо изыскивать иные возможности. В качестве таковых рассматриваются процессы, происходящие внутри звезды, приводящие к изменению ее массы, периода вращения и колебаниям поверхности. Верхняя граница выделяемой в таких процессах энергии оценивается величиной 10^{35} эрг. Таким образом, даже относительно небольшие трансформации, затрагивающие звезду, способны обеспечить энерговыделение $W \approx 10^{44}$ эрг. В этой связи можно отметить, что есть указания (правда, их статистическая значимость невелика) на то, что внутри оболочки сверхновой, откуда наблюдался всплеск 5 марта 1979 г., имеется пульсар с периодом $\tau \approx 8,00 \pm 0,05$ с [29] (см. также [152]). Исследования этой же области неба, проведенные на аппарате Космос 856 несколько ранее, в 1977 г., также обнаружили (правда с плохой статистикой) пульсации, но с несколько меньшим периодом $\tau = 8,6 \pm 0,6$ [30]. Если указанный эффект уменьшения периода реален, то, связав его с изменением

вращения нейтронной звезды, получим нижнюю оценку на величину выделившейся энергии, $\Delta W \approx 3 \cdot 10^{43}$ эрг [31].

Иногда в спектрах гамма-всплесков наблюдаются особенности, которые могут быть отождествлены с ядерными гамма-линиями [236, 28]. Так, в частности, указывается на наличие в некоторых гамма-всплесках особенности при $E_\gamma \approx 740$ кэВ, которую интерпретируют как смещенную линию железа ($E_\gamma \approx 847$ кэВ).

3.2. Аннигиляционная линия $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ от галактического центра. Аннигиляционная линия 0,511 МэВ (ее ширина меньше 3,2 кэВ), испускаемая из области галактического центра, была открыта в 1970 году [32]. Однако ее надежное отождествление произошло позднее, в 1977 г. [33]. Оказалось, что источник излучения расположен вблизи галактического центра (точность определения координат $\pm 4^\circ$). Считая расстояние до источника равным 10 кпк, можно оценить светимость L_γ , излучаемую в линии. Используя наблюдаемый на Земле поток $F_\gamma \approx 10^{-3}$ фотон/см² с, в предположении изотропии излучения получаем $L_\gamma \approx 3 \cdot 10^{37}$ эрг/с. Отсюда следует, что в источнике образуется 10^{43} позитронов в секунду [7а, в] при стационарном режиме излучения.

Важным для понимания природы этого источника оказались данные, полученные на НЕАО-3 [34]. Было обнаружено, что всего за шесть месяцев (с конца 1979 г. по начало 1980 г.) интенсивность излучения упала в три раза. Уменьшение интенсивности было подтверждено более поздними наблюдениями [35]. Отсюда следовало ограничение на размеры источника, которое, исходя из временных вариаций, равно 10^{18} см. (оценка размера следует из простого соотношения $L \leq c\Delta t$, где Δt — характерное время вариаций излучения источника, а c — скорость света). Из ширины линии и характерного времени изменения интенсивности вытекает также, что температура среды в области излучения не должна превышать $5 \cdot 10^4$ К, а плотность газа должна быть больше 10^6 см⁻³, для того, чтобы позитроны могли замедлиться достаточно быстро (за полгода) [36].

Таким образом, в качестве возможных источников исключаются какие-либо семейства звезд (сверхновые, пульсары и т. д.), распределенные вблизи галактического центра, поскольку в этом случае необходимо предположить высокую их плотность в области с масштабом 10^{18} см.

Более естественно допустить там наличие какого-то пекулярного источника [7а, в, 37]. В частности, в литературе в качестве такового обсуждается черная дыра. Исходя из модельных предположений, были получены ограничения на ее массу, которая не должна превышать $10^6 M_\odot$ [38], но возможно, что ее величина меньше $10^2 M_\odot$ [39]. Отметим, что эти ограничения никак не связаны с обсуждаемым аннигиляционным излучением.

Анализ данных [40] позволил обнаружить еще одну компоненту e^+e^- -аннигиляционного излучения в направлении центральных областей Галактики. Эти наблюдения были выполнены с помощью детекторов, имеющих довольно низкое угловое разрешение ($\gtrsim 50^\circ$). Измеренный поток излучения оказался существенно выше того, что дает обсуждавшийся выше источник в центре Галактики. Поэтому было сделано естественное предположение, что указанный избыток излучения имеет диффузную природу, т. е. обусловлен процессами e^+e^- -аннигиляции в межзвездном пространстве, где позитроны образуются в процессах нуклеосинтеза радиоактивных ядер.

3.3. Линия от распада ^{26}Al , наблюдавшаяся в направлении центра Галактики. Несколько лет назад на спутниках НЕАО-3 [41] и SMM [42] было обнаружено интенсивное излучение в линии $E_\gamma = 1,8$ МэВ (ширина линии не превышала 3 кэВ). Это излучение было отождествлено с β -распадом ^{26}Al , который образуется в процессах нуклеосинтеза в звездах. Измеренная интенсивность линии оказалась равной

$(6,4 \pm 2,6) \cdot 10^{-4}$ фотон/ $\text{см}^2\text{с}$. Предполагалось, что обнаруженное излучение имеет диффузное происхождение, т. е. исходит от распределенных в пространстве источников. Здесь, правда, следует отметить, что измерения проводились на гамма-телескопах, имеющих невысокое угловое разрешение (оно равнялось 40° и 130° для HEAO-3 и SMM соответственно).

Исходя из наблюдаемой величины интенсивности излучения была оценена масса ^{26}Al в центральной части Галактики. Ее величина оказалась равной $3 M_\odot$. Отсюда следует требование к источникам: они должны генерировать ^{26}Al в среднем с массой $3 \cdot 10^{-6} M_\odot$ в год. Как оказалось, такое количество не может быть создано в процессе вспышек сверхновых, если их частота в центре такая же, как и в среднем по Галактике. Однако оценки показали, что необходимое количество может быть произведено при вспышках новых звезд, а также звездами Вольфа — Райе или пульсирующими красными гигантами (см., например, статьи [78, 43]).

Дальнейшие исследования источника излучения линии ^{26}Al связаны с экспериментом, проведенным на баллоне в институте М. Планка (ФРГ) [44]. Наблюдения показали сильную концентрацию излучения к центру Галактики. Размеры области излучения не превышают 10° (ограничение обусловлено угловым разрешением телескопа). Отсюда можно предположить либо сильную концентрацию сверхновых к центру Галактики [44], либо наличие там какого-то пекулярного компактного объекта [45]. В связи с последней моделью представляется интерес предположение об общей природе линий ^{26}Al и аннигиляционной линии e^+e^- , исходящих из области вблизи центра Галактики [46]: в результате распада радиоактивного ^{26}Al образуются гамма-фотоны ($E_\gamma = 1,8$ МэВ) и позитроны. Аннигиляция последних приводит к генерации гамма-фотонов с $E_\gamma = 0,51$ МэВ.

3.4. Гамма-линии от источника SS 433. От галактического источника SS 433 была зарегистрирована узкая линия 1,497 МэВ [47], а также две спектральные особенности: при $E_\gamma \approx 1,2$ МэВ [47] и при 6,695 МэВ [48]. Источник SS 433 представляет собой компактный объект, и согласно оптическим и радионаблюдениям в нем имеются струи газа, движущегося с высокой скоростью.

Интерпретация указанных особенностей спектра излучения SS 433 состоит в том, что они представляют собой гамма-линии, смещенные в силу эффекта Доплера. Так, линию 1,497 МэВ связывают со смещенной в голубую сторону линией ^{24}Mg : (1,369 МэВ) [47] или с линией 1,380 МэВ, генерируемой в процессе ядерной реакции ^{14}N (p, γ) ^{15}O [49]. Аналогичная интерпретация линий $E_\gamma = 1,2$ МэВ [50] и $E_\gamma = 6,695$ МэВ [51].

3.5. Гамма-линии от сверхновых звезд. Интерес к исследованию излучения сверхновых в гамма-диапазоне особенно возрос в связи с произошедшей 23 февраля 1987 г. вспышкой сверхновой в Большом Магеллановом Облаке (сверхновая СН 1987A). В процессах нуклеосинтеза в звездах генерируются различные элементы, в том числе и радиоактивные. Поэтому на разных стадиях развития сверхновой (соответствии с характерным временем распада элементов, см. раздел 2) можно ожидать от нее излучения в линиях железа, титана или алюминия и т. д. (см., например, [7a]).

На первых этапах развития сверхновой ожидается излучение в линии ^{56}Fe ($E_\gamma = 0,857$ МэВ), возникающего при β -распаде ^{56}Co . Излучение в этой линии может стать видимым в момент, когда оболочка становится прозрачной для соответствующих гамма-фотонов. Как показали численные расчеты, для СН 1987A максимум в излучении в этой линии должен наступать спустя примерно год после взрыва и интенсивность излучения в максимуме достигнет величины $2 \cdot 10^{-4}$ фотон/ $\text{см}^2\text{с}$ [52].

Проведенные к настоящему моменту (к середине 1988 г.) наблюдения дали следующие результаты. Измерения обсерватории Рентген на комплексе

«Мир» — «Квант», а также японский спутник Гинга зафиксировали жесткое рентгеновское излучение в направлении СН 1987А. Согласно одной из интерпретаций (см. [53]) это излучение возникает при «охлаждении» (комптонизации) гамма-квантов с $E_\gamma = 0,857$ МэВ в результате их столкновений с электронами в оптически толстой оболочке сверхновой.

По мере расширения оболочки и ее просветления для гамма-фотонов излучение должно смешаться в жесткую область до тех пор, пока не станет наблюдаемой сама линия $E_\gamma = 0,857$ МэВ. В конце 1987 г. появились сообщения о регистрации излучения СН 1987А в линиях $E_\gamma = 0,857$ МэВ и $E_\gamma = 1,238$ МэВ, возникающих при распаде ^{56}Co [54]. Потоки в этих линиях имеют величину порядка 10^{-3} фотон/ см^2 с. Интересно отметить, что регистрация этого излучения произошла на шесть месяцев раньше, чем предсказывалось в теоретических моделях. Вопрос о возможной причине этого обсуждается в [54в].

На более поздних стадиях развития сверхновых может стать наблюдаемой линия от распада ^{44}Ti ($E_\gamma = 1,157$ МэВ). Поскольку период полураспада ^{44}Ti имеет величину порядка сотни лет, что сравнимо со временем между вспышками сверхновых в Галактике, то эта линия представляется весьма перспективной для поиска сверхновых звезд, невидимых в других диапазонах волн [55]. Считая среднее расстояние до сверхновых в Галактике равным 7 кпк, можно ожидать потока в линии порядка 10^{-5} фотон/ см^2 с [56].

Исследования излучения относительно старых остатков сверхновых обнаруживают у них особенности, которые могут быть интерпретированы как гамма-линии. Так, в спектре Крабовидной туманности обнаружена особенность при $E_\gamma \approx 80$ кэВ [57]. Представляется возможным, что эта особенность является циклотронной линией излучения, генерируемой в магнитосфере пульсара, на что указывает обнаруженная позднее переменность в интенсивности «особенности» при $E_\gamma \approx 80$ кэВ с периодом 33 мс [58].

Аналогичная особенность при $E_\gamma \approx 50$ кэВ была обнаружена в спектре источника Нег X-1 [59а]. Оказалось, что излучение в этой линии также является пульсирующим. Это служит веским указанием на генерацию излучения в окрестности пульсара и, следовательно, на его циклотронную природу.

Циклотронная линия при $E_\gamma \approx 11$ — 20 кэВ обнаружена также у источника 4U 0115 + 63, что приводит для магнитного поля к оценке $H \approx 1,2 \cdot 10^{12}$ Э [59б].

4. Диффузное гамма-излучение. Предыдущий раздел был посвящен анализу данных в области энергий $E_\gamma < 30$ МэВ. Переходим теперь к энергиям $E_\gamma = 30$ МэВ — 5 ГэВ. Этот интервал энергий выделен тем, что он достаточно детально исследован на спутниках SAS-2 и COS-B.

В дальнейшем мы обсудим природу галактического диффузного гамма-излучения, которое, как мы увидим, в основном генерируется космическими лучами в межзвездном пространстве; будут приведены также характеристики ряда дискретных гамма-источников.

4.1. Гамма-излучение галактического диска. Проблема происхождения космических лучей. Распределение интенсивности диффузного гамма-излучения в трех диапазонах энергий: 70—150 МэВ, 150—300 МэВ, 300 МэВ — 5 ГэВ, представлено на рис. 4. Эти данные получены на спутнике COS-B [60]. Первый же взгляд на этот рисунок обнаруживает, что преобладающая часть наблюдаемого потока идет из области галактического диска. Таким образом, диффузное гамма-излучение имеет в основном галактическую природу. Это существенно отличает его от «классического» рентгеновского излучения (2—10 кэВ), диффузная компонента которого изотропна, т. е. имеет метагалактическое происхождение [7з]. Галактика же в рентгеновском диапазоне представляет

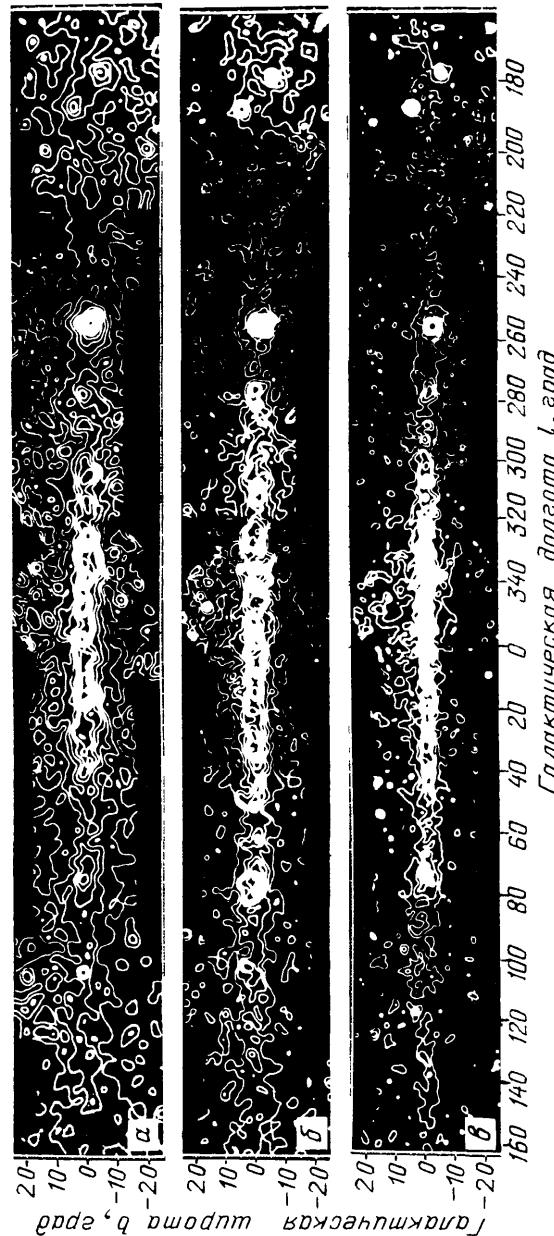


Рис. 4. Карта распределения диффузного гаммаизлучения. a — Интервал 70—150 МэВ. b — Интервал 150—300 МэВ. c — Интервал 300 МэВ — 5 ГэВ. Отметим, как улучшается угловое разрешение телескопа COS-B с увеличением энергии, что легко видеть из сравнения карт рис. a — c

собой множество дискретных источников, и лишь в отдельных ее частях можно видеть небольшие области — источники диффузного излучения.

Указанная выше особенность гамма-излучения представляется особенно важной для проблемы происхождения космических лучей. Дело в том, что, как мы уже упоминали, в основном гамма-излучение галактического диска определяется взаимодействием космических лучей с межзвездным газом. Как ясно из раздела 2 настоящей статьи, в области энергий $E_\gamma < 300$ МэВ гамма-излучение диска связано с тормозными потерями релятивистских электронов, а в области $E_\gamma > 300$ МэВ — с распадом π^0 -мезонов, возникающих при столкновении протонов и ядер космических лучей с межзвездным газом. Таким образом, гамма-астрономия дает уникальную возможность изучать распределение космических лучей в Галактике, определяя интенсивность излучения в различных направлениях. Важность использования для этих целей гамма-астрономии связана также еще и с тем, что в отличие от других диапазонов электромагнитного излучения (радио, оптического, рентгеновского) в гамма-диапазоне Галактика абсолютно прозрачна — пробег гамма-фотонов обсуждаемого диапазона в Галактике намного превышает ее размеры (см. табл. IV).

Проблема происхождения космических лучей имеет довольно длительную историю (см., например, [61]). Один из аспектов этой проблемы, обсуждаемой и в последнее время, связан с тем, где расположены те источники частиц, поток которых мы наблюдаем у Земли как космические лучи. Дискуссии по этому вопросу разгорелись с новой силой именно в связи с результатами наблюдений в гамма-диапазоне (см. [62]).

Согласно одной точке зрения — речь идет о метагалактических моделях происхождения космических лучей, основные источники космических

лучей расположены вне нашей Галактики. Таковыми могут быть наиболее мощные галактики, входящие в ближайшее к нам сверхскопление галактик, например, радиогалактика NGC 4151 (модели, в которых источники удалены на большее расстояние, встречаются с еще более значительными трудностями). В этом случае масштабы изменения плотности космических лучей существенно превышают размеры галактик и даже расстояния между ближайшими из них. В таких моделях во всей нашей Галактике и в ближайших к нам галактиках Большом и Малом Магеллановых облаках плотности и спектр основной части космических лучей должны быть примерно одинаковыми и теми же. Метагалактические модели давно и многократно критиковались (см., например,

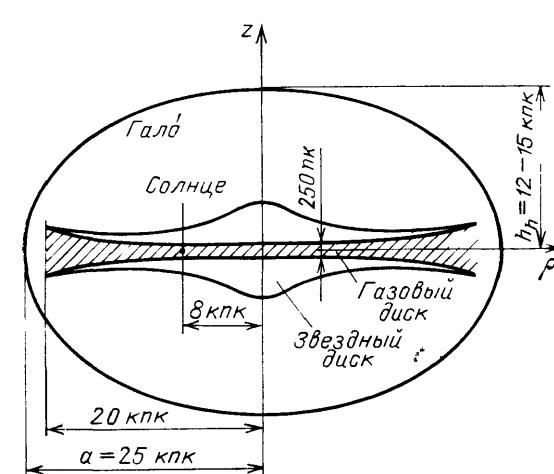


Рис. 5. Схематическое изображение Галактики. Показаны звездный и газовый диски, а также гало. Солнце находится на расстоянии 8 кпк от галактического центра. Протяженность Галактики в радиальном направлении (вдоль координаты ρ) равна $a = 25$ кпк, а в направлении, перпендикулярном галактической плоскости (вдоль координаты z), равна $h_z = 12-15$ кпк

[10e, 61]) и представляются в настоящее время очень маловероятными (мы не касаемся космических лучей со сверхвысокими энергиями $E_\gamma \geq 10^{17}-10^{19}$ эВ).

Напротив, представляются вполне приемлемыми (хотя, строго говоря, и не окончательно доказанными) галактические модели. В применении к нашей Галактике в таких моделях происхождения космических лучей основные источники частиц расположены внутри самой Галактики. Таковы-

ми могут быть сверхновые звезды, пульсары и, возможно, какие-то активные звезды (О-звезды и т. д.). Основная часть звезд в Галактике расположена в галактическом диске. Радиус звездного и газового диска равен примерно 15–20 кпк, а толщина его для различных типов звезд колеблется в пределах 100–400 пк (рис. 5). Звезды, о которых шла речь выше (сверхновые, пульсары), концентрируются ближе к центральной части галактического диска (рис. 6). Возникает вопрос, как будут распределены в Галактике вообще и в галактическом диске в частности космические лучи, испущенные этими источниками. Ответ на него зависит от того,

- 1) как распространяются космические лучи в Галактике;
- 2) каковы размеры области «захвата» космических лучей;

3) каковы условия на границе области «захвата» (уходят ли частицы свободно в метагалактическое пространство, или отражаются от этих границ (последняя модель носит название *close-box model* [61a, 63])?

Все эти вопросы довольно подробно обсуждаются в монографиях [86, 61a, 64], и мы только кратко напомним три основные положения:

1. Характер распространения космических лучей в Галактике определяется их взаимодействием с межзвездными магнитными полями. Столкновения частицы с неоднородностями магнитного поля $H(r)$ происходят с частотой

$$v_\mu \approx 2\pi^2 |\omega_H| \frac{k_{\text{res}} W^\pm(k_{\text{res}})}{H_0^2}; \quad (4.1)$$

здесь $\omega_H = eH_0/mc$ — ларморовская частота для нерелятивистской частицы,

$$k_{\text{res}} = \frac{1}{r_H} = \frac{eH}{mc^2} \frac{mc^2}{E},$$

где r_H — ларморовский радиус частицы; $W(k)$ — фурье-образ плотности энергии магнитных неоднородностей масштаба $r \sim 1/k$:

$$W(k) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{H^2(\mathbf{r})}{8\pi} e^{ik\mathbf{r}} d\mathbf{r};$$

$H_0^2/8\pi$ — плотность энергии крупномасштабного галактического магнитного поля (здесь $H < H_0$); знаки «+» и «-» отличают столкновения с неоднородностями, движущимися в двух направлениях вдоль силовой линии магнитного поля. Движение частицы вдоль H_0 обычно можно описывать как диффузию с коэффициентом

$$D_{||} = \frac{v^2}{2} \int_0^1 \frac{1-\mu^2}{v_\mu^+ + v_\mu^-} d\mu, \quad (4.2)$$

где v — скорость частицы, μ — косинус ее пич-угла (т. е. угла между \mathbf{v} и \mathbf{H}_0). Грубо выражение (4.2) можно оценить как

$$D_{||} \sim v^2 \tau, \quad (4.3)$$

где τ определяется величиной интеграла в (4.2) и представляет собой время изменения пич-угла частицы примерно на $\pi/2$.

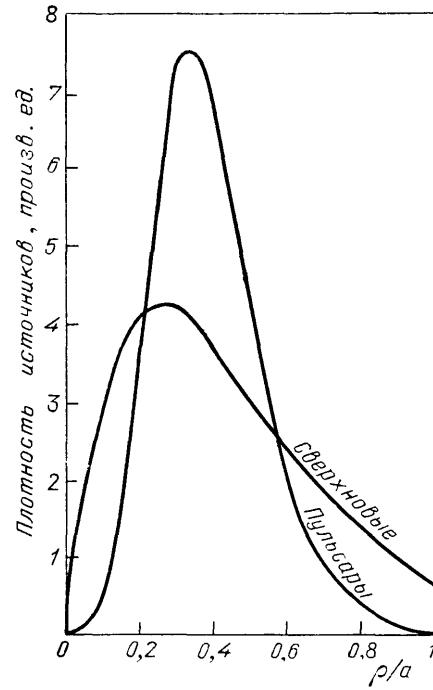


Рис. 6. Распределение плотности вероятных источников (сверхновых и пульсаров) космических лучей в галактическом диске в зависимости от радиуса ρ (здесь $a = 25$ кпк)

В результате «запутанности» силовых линий магнитного поля движение частицы поперек среднего направления поля H_0 можно также описывать как диффузию D_{\perp} [86, 65]. В целом, ввиду примерного равенства величин D_{\parallel} и D_{\perp} , движение заряженной частицы в галактических магнитных полях описывается в первом приближении как *изотропная* диффузия [86].

Кроме того, если частота столкновений в «+» и «-» направлениях различна, то частица начинает двигаться со средней скоростью u [86, 66], величина которой определяется выражением

$$u = V_A \int_0^1 \frac{3(1-\mu^2)}{2} \frac{v_{\mu}^+ - v_{\mu}^-}{v_{\mu}^+ + v_{\mu}^-} d\mu. \quad (4.4)$$

Таким образом, движение космических лучей в Галактике можно описать уравнением (картина считается стационарной)

$$-\nabla(D\nabla f - \mathbf{u}f) + \hat{L}(E)f = Q(\mathbf{r}, E); \quad (4.5)$$

здесь $f(\mathbf{r}, E)$ — функция распределения частиц, $\hat{L}(E)$ описывает энергетические потери частиц или их гибель в межзвездном пространстве, $Q(\mathbf{r}, E)$ — пространственное распределение источников космических лучей, инжектирующих частицы с энергией E . Не останавливаясь на подробностях, отметим, что из анализа совокупности наблюдательных данных (см. гл. 3 и 4 в [86]) следует, что в Галактике преобладает диффузионный перенос космических лучей. Конвекция в процессах распространения если и играет роль, то скорее второстепенную.

2. Из общих соображений (см. [67]) было давно уже ясно, что область распространения космических лучей не может быть ограничена звездным диском, а представляет собой окружающую диск квазисферу, радиус которой порядка 10 кпк (см. рис. 5). Эту область называют гало космических лучей Галактики *). Космические лучи могут длительное время удерживаться в гало, прежде чем выйти в межгалактическое пространство. Это означает, что и плотность космических лучей и, вероятно, напряженность магнитного поля в гало в среднем несущественно отличаются от тех же значений в диске. Долгое время не удавалось получить веских аргументов в пользу существования гало у Галактики. К настоящему времени появились вполне определенные указания на наличие у Галактики гало космических лучей:

а) Электронная компонента космических лучей создает радиогало — речь идет о синхротронном радиоизлучении релятивистских электронов, движущихся в магнитном поле гало, т. е. в магнитном гало.

Размер радиогало можно, в принципе, определить из анализа интенсивности галактического диффузного радиоизлучения в направлении, перпендикулярном галактическому диску. Интенсивность радиоизлучения грубо можно представить в виде (см. (2.28))

$$I_v \propto LH_e, \quad (4.6)$$

где J_e — средняя интенсивность электронов, а H — напряженность магнитного поля. Используя наблюданную интенсивность радиоизлучения в различных направлениях, можно оценить размер области, заполненной электронами космических лучей и магнитным полем. Анализ диффузного радиоизлучения [86, 69] показал, что характерный размер радиогало Галактики порядка 5–10 кпк. Более того, в [69a] на основе радиоданных была определена величина коэффициента диффузии D в зависимости от размера (полутолщины) радиогало h_h . Аналогичная зависимость $D(h_h)$ была получена из анализа

*) У Галактики и, вообще говоря, у других галактик существуют гало разных типов: звездное гало, газовое гало, гало космических лучей, гамма-гало (см. [68]).

данных по химическому составу космических лучей [70]. Обе эти зависимости представлены на рис. 7 в виде двух кривых $D(h_h)$, которые, как можно видеть, пересекаются в одной точке: $h_h \approx 12$ кпк, $D \approx 10^{29}$ см²/с. Таким образом, только в рамках модели с большим гало ($h_h \approx 12$ кпк) и эффективным перемешиванием космических лучей ($D \sim 10^{29}$ см²/с) удается получить совокупность характеристик космических лучей, соответствующих наблюдаемым значениям. Правда, все эти данные наблюдений, а также расчеты еще следует уточнить.

б) Анализ фарадеевского вращения плоскости поляризации галактических и внегалактических радиоисточников, а также измерения степени поляризации радиоизлучения галактик, видных с ребра, дает основания предполагать как у нашей, так и у других галактик существование гало из «магнитных полей» (магнитного гало), окружающего галактический диск, с масштабом не менее 3 кпк и относительно высокой напряженностью магнитного поля [71].

в) Наблюдения некоторых галактик в радиодиапазоне обнаруживают у них довольно обширные радиогало с размером в несколько килопарсек [72].

3. При рассматриваемой постановке задачи нужно рассмотреть также вопрос о том, свободно ли частицы вытекают в межгалактическое пространство или они отражаются от границ гало. В первом случае в спектре электронов должен наблюдаться излом при энергиях, соответствующих равенству времени энергетических потерь и времени диффузационного вытекания из Галактики (см. [10ж]). При принятых параметрах гало космических лучей ($h_h \approx 12$ кпк) этот излом в спектре электронов должен иметь место при энергиях электронов порядка сотен мегаэлектрон-вольт. В модели с отражением такой излом отсутствует.

Спектр электронов космических лучей в указанной области энергий не может быть определен непосредственно у Земли из-за модуляции в околосолнечном пространстве. Однако он может быть восстановлен из анализа диффузных радио- и низкоэнергичного гамма-излучений, которые определяются синхротронными и тормозными потерями этих электронов (см. ниже, выражения (4.8а)) [73, 74]. Согласно результатам таких исследований в спектре электронов, по-видимому, в самом деле имеется излом при указанной выше энергии, что может в принципе свидетельствовать о свободном вытекании космических лучей.

Итак, мы уточнили характеристики модели (отмеченные как 1, 2 и 3), в рамках которой будем анализировать проблему происхождения космических лучей — это диффузионная модель с гало и свободным вытеканием частиц.

Прежде чем перейти непосредственно к анализу некоторых гамма-астрономических данных, отметим, что мы всегда придерживались именно галактической модели происхождения основной части космических лучей (хотя и согласны, что в прошлом эта точка зрения основывалась лишь на косвенных данных). Именно, можно отметить:

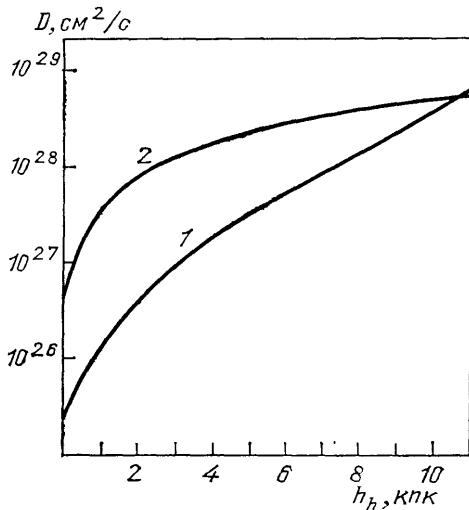


Рис. 7. Зависимости коэффициента диффузии D от размера гало h_h . 1 — Вычислена из анализа данных по химическому составу космических лучей, 2 — получена по данным об электронной компоненте космических лучей и диффузном галактическом радиофоне

1) Электронная компонента космических лучей заведомо имеет галактическое происхождение. Дело в том, что из-за комптоновских потерь на реликтовых фотонах в межгалактическом пространстве электроны не могли бы к нам дойти даже от ближайшей радиогалактики NGC 4151 [10e, 86].

2) В Галактике безусловно имеются источники, которые вполне могут обеспечить необходимую светимость в космических лучах ($L_{\text{cr}} \sim 10^{40} - 10^{41}$ эрг/с). Таковыми являются вспышки сверхновых звезд [61]. Распределение сверхновых звезд в галактическом диске представлено на рис.6 кривой 1.

В рамках обсуждавшейся галактической модели можно рассчитать ожидаемое распределение плотности космических лучей. Результаты

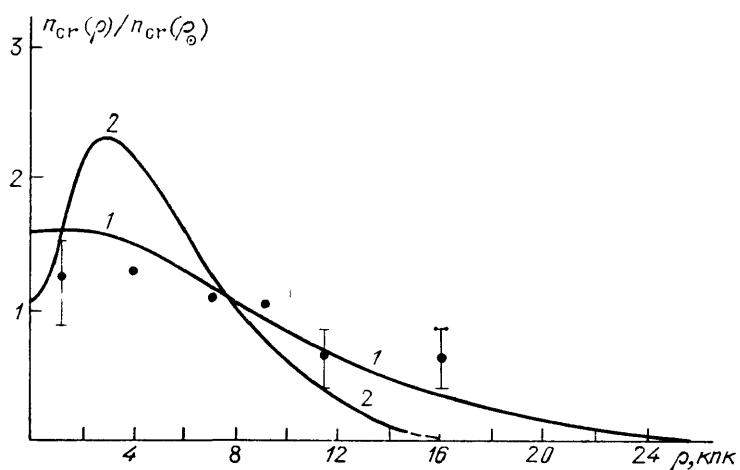


Рис. 8. Распределение относительной плотности космических лучей в галактическом диске в зависимости от его радиуса ρ ; $n_{\text{cr}}(\rho_{\oplus})$ — плотность космических лучей у Земли, $\rho_{\oplus} \approx 8$ кпк. 1 — Распределение космических лучей в диске при наличии у Галактики обширного гало, $h_h \approx 15$ кпк, 2 — распределение космических лучей в диске, размер гало равен $h_h = 600$ пк

расчета представлены на рис. 8 кривой 1. В качестве источников космических лучей в расчетах были приняты сверхновые, распределение которых в галактическом диске показано кривой 1 на рис. 6.

Достаточно большая величина коэффициента диффузии в Галактике и наличие у нее обширного гало, как можно видеть, приводит к эффективному перемешиванию космических лучей. В результате распределение их плотности в диске (кривая 1 на рис. 8) существенно отличается от распределения источников (кривая 1 на рис. 6).

Тем не менее, характерной особенностью рассматриваемой модели, как можно видеть, является то, что плотность космических лучей должна спадать к периферии диска. Отсюда становится очевидным тот критерий, по которому можно было бы определить, являются ли космические лучи по своему происхождению галактическими или метагалактическими. В первом случае мы должны наблюдать градиент космических лучей, во втором случае — его отсутствие.

Ответ на этот вопрос можно было бы получить из анализа диффузного гамма-излучения галактического диска. Действительно, как уже отмечалось, гамма-излучение диска в области энергии $E_{\gamma} > 300$ МэВ определяется взаимодействием протонно-ядерной компоненты, которая составляет подавляющую часть космических лучей, с межзвездным газом.

Для оценки интенсивности гамма-излучения применима приближенная формула вида (см. (2.31))

$$J_{\gamma} \sim n_g J_{\text{cr}} L, \quad (4.7)$$

где n_g — средняя плотность газа, J_{cr} — интенсивность протонов, L — протяженность области диска, заполненной газом и космическими лучами. Из сравнения выражений (4.6) и (4.7) видно, что для изучения протонно-ядерной компоненты гамма-астрономия столь же важна, как радиоастрономия для исследования электронной компоненты. Как и в случае обсуждавшегося выше анализа распределения электронов в Галактике, исходя из радиоданных, гамма-астрономия позволяет оценить плотность протонов космических лучей в различных областях галактического диска.

Для этого, правда, необходимо знать распределение газа в Галактике. Известно, что в галактическом диске основная масса газа заключена в двух его компонентах: атомарном и молекулярном водороде (рис. 9). Распределение первой компоненты достаточно хорошо известно из радиоданных (линия 21 см). Общая масса атомарного водорода равна примерно $5 \cdot 10^9 M_\odot$, причем около 20 % этой массы содержится во внутренней части галактического диска, т. е. заключена в области с центром в центре Галактики и с радиусом 8 кпк, где 8 кпк — это расстояние от центра диска до Солнца. Остальные 80 % атомарного водорода находятся во внешней части диска, т. е. в той части диска, радиус которой превышает 8 кпк. В центральной части толщина диска атомарного водорода равна 200 пк, а к периферии увеличивается до 1000 пк (см. рис. 5).

Молекулярный водород содержится в основном во внутренней части галактического диска. Его масса оценивается на линии CO (2,6 мм), возбуждение которой связывают со столкновениями молекул H_2 и CO. Процедура оценки массы H_2 связана с рядом предположений, поэтому ее величина по данным различных авторов колеблется в довольно широких пределах. В целом, по-видимому, можно считать, что масса H_2 во внутренней части Галактики равна $10^9 M_\odot$, и она составляет там до 50 % всей массы газа [75].

Имеются несколько попыток оценить градиент космических лучей из гамма-данных [62]. Последние результаты по данным COS-B, согласно работе [7d], представлены на рис. 8. В пределах ошибок эти данные, на наш взгляд, не противоречат расчетам градиента космических лучей, полученных в рамках обсуждавшейся модели, как, впрочем, они не противоречат, по-видимому, и однородному распределению космических лучей.

Важным выводом, который следует из анализа гамма-данных, является то, что градиент космических лучей, если он существует (что, как нам кажется, несомненно будет подтверждено в будущих экспериментах), невелик. Отсюда ясно, что экспериментальные данные указывают на эффективное перемешивание космических лучей в Галактике, что возможно только в рамках диффузационной модели. Кроме того, расчетные кривые распределения плотности космических лучей n_{cr} в диске удается привести в соответствие с распределением n_{cr} , полученным из гамма-данных [7d], только в случае, если протяженность Галактики в радиальном направлении достаточно велика, $a \approx 25$ кпк, а гало — обширно, $h_h \approx 15$ кпк (см. рис. 5). Таким

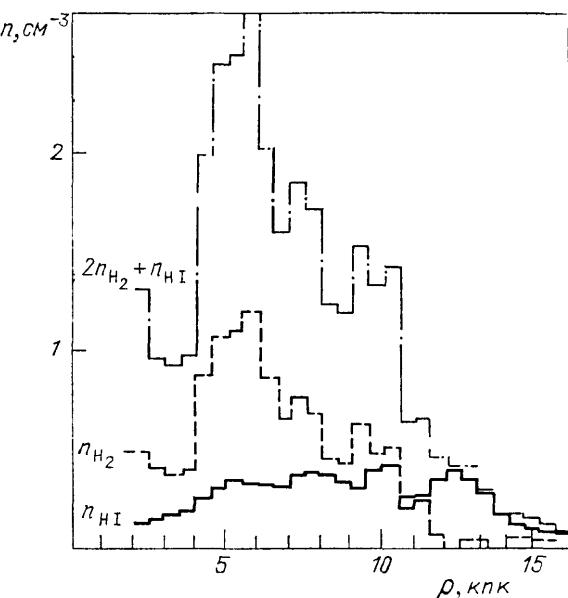


Рис. 9. Распределение плотности атомарного (НI) и молекулярного (Н₂) водорода в галактическом диске

образом, гамма-данные указывают на большое гало и диффузионный характер распространения космических лучей.

В качестве примера на рис. 8 представлен результат расчета плотности космических лучей в модели с небольшим гало ($h_h = 600$ пк), что и является в данном случае препятствием для перемешивания космических лучей (результаты расчета представлены кривой 2 на рис. 8).

Как можно видеть, в этом случае распределение плотности космических лучей становится подобным распределению их источников (сравни кривую 1 на рис. 6 и кривую 2 на рис. 8).

Отметим также две важных особенности диффузного гамма-излучения галактического диска:

1. Излучение галактического диска в основном связано с процессами взаимодействия космических лучей с газом. Это, в частности, следует из того, что, согласно [75], имеется хорошая корреляция между интенсивностью гамма-излучения и толщиной газа в различных направлениях.

2. Существенная часть (~ 50 %) гамма-излучения галактического диска, светимость которого при $E_\gamma \geq 100$ МэВ порядка 10^9 эрг/с, образуется во внешней его части, т. е. при $\rho > 8$ кпк [76]. Более того, заметный поток гамма-излучения наблюдается даже в частях галактического диска, удаленных на расстояние до $\rho \sim 16-18$ кпк от центра [76]. Отсюда следует, что даже в этих периферийных областях еще высока плотность газа и плотность космических лучей.

4.2. Высокоширотное гамма-излучение. Гамма-гало Галактики. Вопрос о происхождении высокоширотного излучения (условно говоря, излучения для галактических широт $b \geq 10^\circ$) представляется менее ясным, чем низкоширотного ($b < 10^\circ$), которое в основном определяется излучением галактического диска. Поскольку проблема высокоширотного гамма-излучения в литературе почти не обсуждалась и в целом является новой, мы остановимся на ней довольно подробно.

В качестве возможных источников высокоширотного излучения рассматриваются:

- а) взаимодействие космических лучей с газом в локальной окрестности галактического диска (т. е. на расстояниях, меньших нескольких сотен парсек от Земли);
- б) взаимодействие космических лучей с фотонами и газом в гало;
- в) излучение Метагалактики.

В этом списке возможных источников высокоширотного излучения наибольший интерес вызывает роль гало, поскольку существование излучения диска и Метагалактики не вызывает сомнений. Наличие же заметного гамма-гало не столь очевидно.

Гамма-гало прежде всего должно быть связано с комптоновскими потерями релятивистских электронов, поскольку плотность газа в гало скорее всего слишком мала, чтобы было заметно соответствующее гамма-излучение [77]. Гало Галактики заполнено фотонами различных энергий. Это реликтовые фотоны, имеющие среднюю энергию $\epsilon_{ph} \approx 6,7 \cdot 10^{-4}$ эВ, которые однородно заполняют все пространство с плотностью энергии $w_{ph} \approx \approx 0,25$ эВ/см³ ($\epsilon_{ph} \approx 2,43 \cdot 10^{-4}$ Т; $T = 2,7$ К). Кроме того, в гало имеются инфракрасные ($\epsilon_{ph} \sim 0,1 \div 10^{-2}$ эВ) и оптические фотоны ($\epsilon_{ph} \sim 1$ эВ) галактического происхождения (источники-звезды, пылевые облака и т. д.). Плотность их распределения в пространстве неоднородна (см. [78]). В максимуме (в центральных областях Галактики) плотность энергий w_{ph} может достигать нескольких эВ/см³, однако она быстро спадает с удалением от галактического центра.

Оценим среднюю величину энергии релятивистского электрона, который, рассеиваясь на этих фотонах, генерирует гамма-фотоны со средней энергией $E_\gamma = 100$ МэВ. Используя выражение (2.23), получаем табл. V.

Таблица V

Вид фотонов	Энергия электрона $E_e = mc^2 (3E_\gamma / 4\epsilon_{ph})^{1/2}$, ГэВ
Оптические ($\epsilon_{ph} \approx 1$ эВ)	4
Инфракрасные ($\epsilon_{ph} \approx 10^{-2}$ эВ)	40
Реликтовые ($\epsilon_{ph} \approx 6 \cdot 10^{-4}$ эВ)	150

В силу указанной выше неоднородности распределения инфракрасных и оптических фотонов рассеяние на них электронов существенно, по-видимому, только для центральных областей Галактики. Гамма-излучение периферийных областей Галактики в основном обусловлено рассеянием на реликтовых фотонах [79].

Таким образом, в отличие от излучения галактического диска, где гамма-фотоны с $E_\gamma \approx 100$ МэВ генерируются низкоэнергичными электронами ($E_e \approx 300$ МэВ), в гало это излучение связано с высокоэнергичными электронами с энергией $E_e \sim 100$ ГэВ.

Из-за энергетических потерь (синхротронных и комптоновских)

$$\frac{dE}{dt} = 8E = -\beta E^2, \quad (4.8a)$$

$$\beta = \frac{32\pi c}{9} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \left(w_{ph} + \frac{H^2}{8\pi} \right) \left(\frac{1}{mc^2} \right)^2$$

электроны столь высоких энергий не могут заполнить весь объем гало. Время жизни таких электронов в Галактике определяется величиной

$$\tau(E) = \int \frac{dE}{b(E)},$$

и при постоянной величине коэффициента диффузии в межзвездном пространстве D электрон может удалиться от места своего рождения в среднем на расстояние $\lambda(E) \sim (D\tau(E))^{1/2}$. Если коэффициент диффузии зависит от энергии электронов $D = D(E)$, то их пробег $\lambda(E)$ имеет значение [80]

$$\lambda^2(E) = \int \frac{D(E)}{b(E)} d(E). \quad (4.8b)$$

Таким образом, характерный масштаб области гало, заполненный высокоэнергичными электронами, рождамыми в галактическом диске, определяется величиной $\lambda(E) < h_h$.

Для галактического коэффициента диффузии вида (см. [10ж])

$$D(E) = D_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^\mu, \quad E > E_0, \quad (4.9)$$

где $D_0 \sim 10^{29}$ см²/с, $E_0 \sim 1$ ГэВ и $\mu \approx 0,4-0,6$; размер области $\lambda(E)$ зависит от энергии как

$$\lambda(E) \propto E^{-(1-\mu)/2} = E^{-(0,2-0,3)}. \quad (4.10)$$

Результаты численных расчетов распределения плотности электронов различных энергий в гало показаны на рис. 10 (z — координата в направлении, перпендикулярном галактической плоскости).

Ранее обычно при расчетах гамма-излучения гало изменение энергии электронов в самом гало не учитывалось, т. е. предполагалось, что распределение электронов в гало не зависит от энергии. Тогда

$$J_\gamma \propto J_e(E) h_h, \quad (4.11)$$

где h_b — характерный размер гало. Реально же, как ясно из (4.8) и конкретных расчетов, характерный размер гало для каждой энергии электронов различный. Поэтому интенсивность гамма-излучения гало

$$J_\gamma \propto J_e(E) \lambda(E). \quad (4.12)$$

Используя выражения (2.24) и (4.12), видим, что зависимость интенсивности гамма-излучения гало J_γ от энергии гамма-фотона E_γ в направлении, перпендикулярном галактическому диску, имеет вид

$$J_\gamma \propto E_\gamma^{-(\gamma_0+2)/2} = E_\gamma^{-(2,1 \div 2,15)}, \quad (4.13)$$

причем величина спектрального индекса гало постоянна и примерно равна 2,1 в довольно широком интервале энергий гамма-фотонов: от десятков

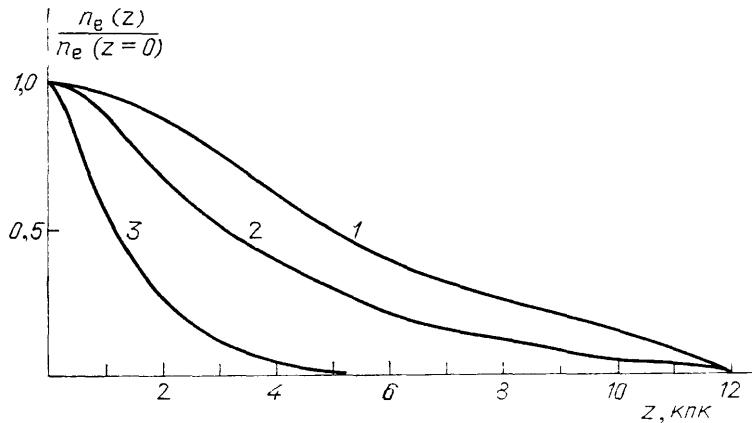


Рис. 10. Распределение относительной плотности $n_e(z)/n_e(z=0)$ электронов в гало для координаты $\rho = 0$; плотность $n_e(z=0)$ соответствует плотности электронов в центре Галактики. 1 — $n_e(z)$ для низкоэнергичных электронов с $E < 1 \text{ ГэВ}$, 2 — $n_e(z)$ при энергиях $E = 30 \text{ ГэВ}$, 3 — $n_e(z)$ при энергиях $E = 10^3 \text{ ГэВ}$

кэВ до десятков ГэВ. Здесь γ_0 — спектральный индекс электронов, инжектируемых галактическими источниками, который получен из сопоставления спектра электронов у Земли и радиоданных. Значение γ_0 равно 2,1—2,4 (см. [86, 62б, 69а]).

Укажем также спектральные характеристики других компонент высокосиротного излучения.

Тормозное излучение электронов в диске существенно при энергиях гамма-фотонов $E_\gamma < 100 \text{ МэВ}$. Оно генерируется электронами с $E < 300 \text{ МэВ}$, которые согласно радиоданным имеют в этой области энергий спектр $J_e \propto \infty E^{-(2,1 \div 2,3)}$ [62б, 69а, 73]. Тогда спектр тормозных фотонов имеет вид

$$J_\gamma(E_\gamma) \propto E_\gamma^{-(2,1 \div 2,3)}. \quad (4.14)$$

В области более высоких энергий $E_\gamma \geq 300 \text{ МэВ}$ спектр гамма-излучения определяется распадом π^0 -мезонов, и при энергиях гамма-фотонов более нескольких ГэВ он повторяет спектр протонов космических лучей:

$$J_\gamma(E_\gamma) \propto E_\gamma^{-2,75}. \quad (4.15)$$

Мягкое гамма-излучение $E_\gamma \leq 10 \text{ МэВ}$ скорее всего по своему происхождению является метагалактическим и имеет спектр (см. [81])

$$J_\gamma(E_\gamma) \propto E_\gamma^{-2,7}. \quad (4.16)$$

В дальнейшем для удобства назовем: а) «газовым» гамма-излучением излучение галактического диска, генерируемое в результате взаимодействия космических лучей с атомарным и молекулярным водородом; б) «фотонным» гамма-

излучением — гамма-излучение галактического гало, образуемое при комптоновском рассеянии релятивистских электронов на низкоэнергичных фотонах. Таким образом, для любого направления наблюдений гамма-поток равен сумме «газового», «фотонного» и метагалактического излучений.

В отличие от нетеплового радиоизлучения, имеющего как в диске, так и в гало синхротронную природу, гамма-излучение состоит из нескольких компонент, причем их спектральные характеристики различны. Поэтому в зависимости от энергетического интервала или от исследуемого направления определяющей в наблюдаемом потоке может быть та или иная компонента, и соответственно могут меняться характеристики излучения.

Подчеркнем здесь также неидентичность характеристик радио- и гамма-гало. Если радиоизлучающие электроны ($E \approx 100$ МэВ — 10 ГэВ) заполняют квазисферическую область (для них $\lambda(E) \gg h_h$), то в гамма-диапазоне

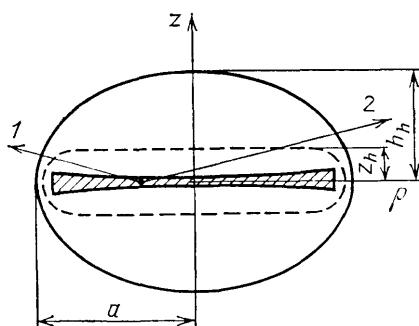


Рис. 11. Изображение Галактики. Показаны газовый диск (заштрихованная область), гало космических лучей (масштаб h_h) и гамма-гало для $E_\gamma = 100$ МэВ, обусловленное рассеянием электронов на реликтовых фотонах (область, обозначенная штриховой линией с размером z_h). Показаны также направления на антицентр (1) и центр (2), в которых относительный вклад излучения гало в общем наблюдаемом на Земле гамма-потоке будет наибольшим. $a = 25$ кпк, $h_h = 12$ кпк

($E_\gamma \sim 100$ МэВ) гало скорее не сфера, а толстый диск, толщина которого равна 1–3 кпк (рис. 11). Это связано с тем, что гамма-фотоны в гало генерируются электронами с весьма большой энергией ($E \sim 100$ ГэВ; см. рис. 10), для которых $\lambda(E) < h_h$. Отсюда в частности следует, что если интенсивность излучения квазисферического радиогало имеет сравнимую величину для направлений как вдоль, так и перпендикулярно галактической плоскости, то излучающая толща гамма-гало является наибольшей для низкоширотных направлений, с $b \lesssim 10^\circ$ (что особенно должно проявляться в направлении центра Галактики; см. рис. 11).

Наконец, весь диапазон нетеплового радиоизлучения (от десятков МГц до нескольких ГГц) определяется излучением электронов с энергиями, лежащими в относительно узком интервале: от сотен МэВ до нескольких ГэВ. В гамма-диапазоне излучение гамма-фотонов даже одной и той же энергии (скажем, $E_\gamma \approx 100$ МэВ) может быть обусловлено как тормозным излучением относительно низкоэнергичных электронов ($E \sim 100$ МэВ), так и комптоновским рассеянием высокоЭнергичных электронов ($E \sim 100$ ГэВ).

Пространственное распределение концентрации космических лучей, необходимое для оценки интенсивности различных компонент галактического гамма-излучения, вычислялось в рамках обсуждавшейся выше диффузионной модели распространения космических лучей. Результаты численных вычислений [62б] интенсивности гамма-излучения Галактики в направлении, перпендикулярном галактической плоскости, представлены на рис. 12. Из рисунка видно, что галактическое излучение может дать значительную часть наблюдаемого высокоширотного потока. При этом важно отметить, что согласно численным расчетам [62б] доля излучения гало в общем потоке Галактики может быть значительной.

В этой связи важно подчеркнуть следующее. Довольно общепринятой точкой зрения было то, что галактическое гамма-излучение в основном связано только с излучением диска, генерируемым в локальной галактической окрестности, для умеренных и высоких широт $|b| > 5^\circ$ (см., например, [84]). Однако расчеты интенсивности гамма-излучения показали [62б], причем это

оказалось довольно неожиданным, что доля гало в наблюдаемом потоке может быть достаточно большой — составлять десятки процентов от наблюдаемого высокоширотного потока. Таким образом, на высоких, а в свете сказанного выше тем более на умеренных широтах (см. рис. 11) можно ожидать наблюдаемых эффектов гамма-излучения, связанных с гало.

Посмотрим, прежде всего, есть ли какие-то наблюдательные указания на существование гамма-гало.

Первые детальные измерения потока диффузного излучения были проведены на спутнике SAS-2, причем был измерен также высокоширотный поток

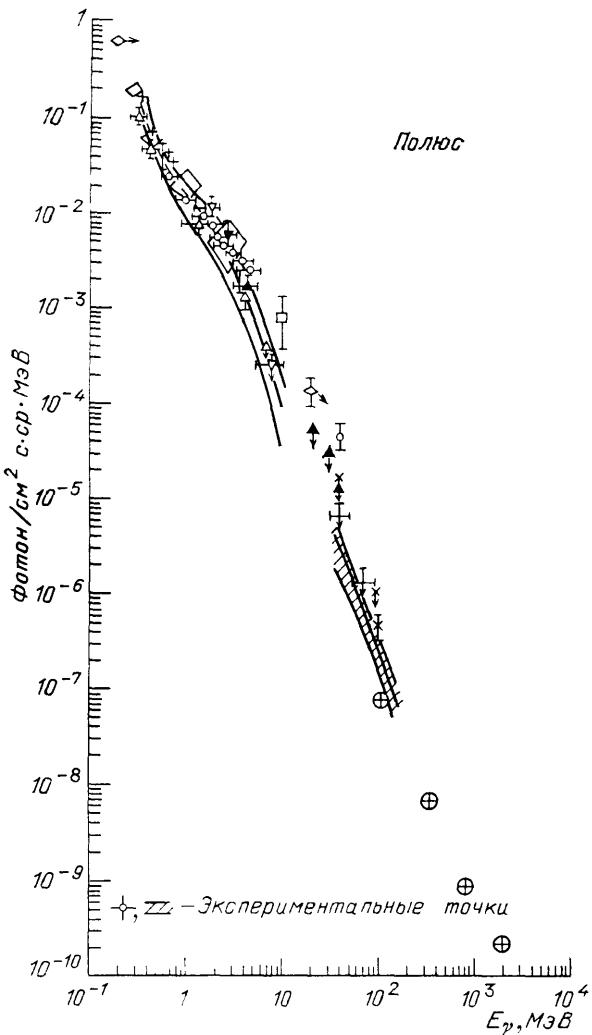


Рис. 12. Спектр наблюдаемого гамма-излучения в направлении на полюс Галактики (перпендикулярно галактической плоскости) [81a]. Показаны также результаты расчета высокоширотного гамма-излучения в рамках рассматриваемой диффузионной модели Галактики с обширным гало (⊕) [62]

в области энергий 30 МэВ — 150 МэВ (см. рис. 12; заштрихованная область на этом рисунке — измерения SAS-2). Часть этого излучения связывали только с излучением диска, а оставшаяся доля считалась метагалактическим изотропным излучением (см., например, обзор [82]), т. е. галактическое гамма-излучение по своей природе предполагалось только «газовым». Последующие измерения, проведенные на COS-B, в основном были связаны с исследованием низких и умеренных широт ($|b| \leq 30^\circ$), хотя был также измерен поток и в направлении высоких широт (правда, в небольшой части неба и с плохой статистикой измерений; рис. 13).

Анализ гамма-излучения в направлении низких широт $|b| < 5^\circ$ показал хорошую корреляцию между измеренной интенсивностью гамма-излучения и общей толщиной газа (атомарный водород + молекулярный водород). Таким

образом, было показано, что излучение галактического диска генерируется в основном за счет взаимодействия космических лучей с межзвездным газом, а роль дискретных гамма-источников, скорее всего, невелика (рис. 14, *a*).

Аналогичный анализ в направлении умеренных широт $|b| \lesssim 30^\circ$ осложнялся отсутствием данных о распределении молекулярного водорода. Однако в ряде работ общая толща газа в этих направлениях оценивалась исходя из вариаций числа галактик с изменением направления наблюдений. Предполагалось, что эти вариации обусловлены поглощением оптического излучения межзвездной пылью, а толща пыли пропорциональна общей толще газа [83].

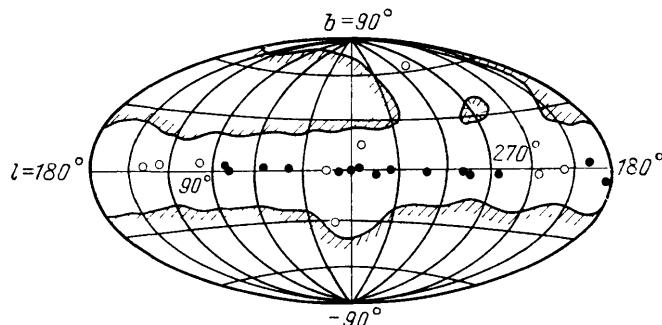


Рис. 13. Распределение источников COS-B по небесной сфере (в галактических координатах l и b). Темные кружки обозначают источники с потоком $> 1,3 \cdot 10^{-6}$ фотон/см²с, а светлые — с потоками меньше этого предела (для энергий $E_\gamma > 100$ МэВ). На рисунке область неба, исследованная COS-B, отделена от неисследованной области штриховкой

На основе этого в работе [84] утверждалось, что имеется достаточно хорошая корреляция между интенсивностью гамма-излучения и оцененной таким образом общей толщиной газа. Отсюда следует, что гамма-излучение в направлении умеренных широт также в основном связано со взаимодействием космических лучей с межзвездным газом для широт $|b| > 5^\circ$. Поскольку толщина газового диска равна сотням парсек, наблюдаемое при $|b| \gtrsim 10^\circ$ излучение образуется в так называемой локальной галактической окрестности, т. е. генерируется на расстояниях, меньших, чем несколько сотен парсек от Земли (см. рис. 11). В этих предположениях, зная толщу газа, можно оценить излучательную способность $q_1(E_\gamma)$ (см. (2.29)) у Земли в гамма-диапазоне (табл. VI). Интегральная локальная излучательная способность в интервале энергий 70 МэВ — 5 ГэВ имеет величину [84] $q_1(70\text{--}5000\text{ МэВ}) = 2,52 \cdot 10^{-26}$ фотон/атом·с·ср, а энергетическую зависимость $q_1(E_\gamma)$ в этой области энергий можно представить в виде [75]

$$q_1(E_\gamma) \propto E_\gamma^{-1,8}.$$

Исходя из предположения о «локальной» природе излучения при $|b| > 5^\circ$, появляется возможность определить спектр электронов вблизи Земли (поскольку можно считать, что вариации спектра и плотности космических лучей на масштабах в сотни парсек незначительны) в области энергий, которая недоступна для непосредственных наблюдений из-за модуляции в околосолнечном пространстве. Речь идет об энергиях электронов $E < 1$ ГэВ, которые ответственны за гамма-излучение диска в диапазоне $E_\gamma < 100$ МэВ (см. рис. 1). Такой анализ был выполнен в работе [74].

Таблица VI

Энергетическая область E_γ , МэВ	Излучательная способность, 10^{-26} (ср·с·атом Н) ⁻¹
70—150	$0,96 \pm 0,08$
150—300	$0,72 \pm 0,05$
300—5000	$0,63 \pm 0,04$

Характеристики спектра электронов в области энергий $E \lesssim 1$ ГэВ могут быть определены также из анализа диффузного радиофона Галактики, который обусловлен синхротронным излучением этих частиц (см. выражение (2.28)). Представим спектр электронов в виде $J_e(E) = KE^{-\gamma_e}$, где K — постоянная, а спектральный индекс γ_e может зависеть от энергии E . Из радиоданных и непосредственных измерений потока космических лучей

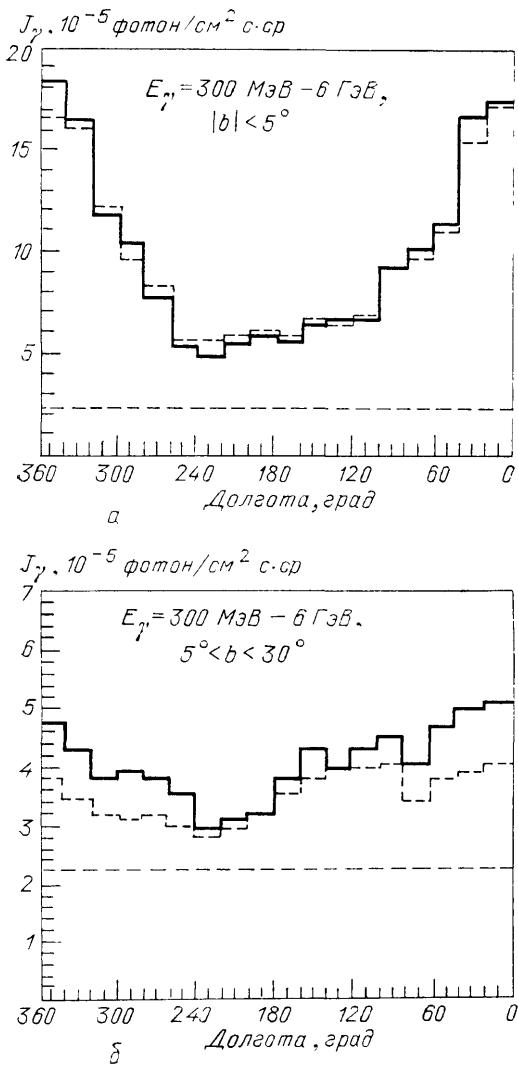


Рис. 14. Распределение интенсивности гамма-излучения для $E_\gamma = 300$ МэВ—6 ГэВ в зависимости от галактической широты b . Сплошная линия — наблюдаемое излучение, штриховая — оцениваемый вклад излучения галактического диска, который определяется взаимодействием космических лучей с газом [86]. *a* — Для области галактических широт $|b| < 5^\circ$. *б* — Для широт $5^\circ < b < 30^\circ$

у Земли известно, что спектр электронов имеет излом при энергиях $E \sim 1$ ГэВ. Величина изменяется от $\gamma_e \approx 3$ при $E > 1$ ГэВ до $\gamma_e \approx 2,1-2,4$ при $E < 1$ ГэВ [86, 626].

Используя полученный из радиоданных спектр электронов, можно оценить локальную излучательную способность Галактики при энергиях $E_\gamma \approx 100$ МэВ. Вычисленная таким образом излучательная способность q_1 оказалась, однако, несколько ниже той, которая получена непосредственно из гамма-данных (см. табл. VI) в приведенных выше предположениях. В результате спектр электронов космических лучей при $E < 1$ ГэВ, восстановленный по гамма-данным, оказался несколько круче того, который был получен из радиоданных. Однако, как отмечается в [74], это различие может быть малосущественно, учитывая неопределенность в наблюдательных данных.

В приведенном выше анализе предполагалось, что галактическое гамма-излучение в направлении умеренных широт имеет локальное происхождение, т. е. генерируется только галактическим диском. Однако обсуждавшиеся выше численные расчеты [62д] свидетельствуют о возможности довольно большого потока гамма-гало в этих направлениях. Так ли это на самом деле, есть ли какие-то указания на вклад гамма-гало в наблюдаемый поток? По-видимому, первая попытка выделить компоненту высокоширотного галактического излучения, не связанного с газом, была предпринята в работе [85]. Под компонентой гамма-излучения, связанной с газом, подразумевалось излучение галактического диска, обусловленное взаимодействием космических лучей с нейтральным газом (атомарным и молекулярным). В указанной работе [85] сообщалось о наличии в наблюдаемом потоке компоненты гамма-излучения, связанной с гало, причем доля этого излучения была для высоких широт довольно значительной. Однако позднее ни авторы указанной выше статьи, ни какие-либо другие научные группы не подтвердили этот результат (во всяком случае для широт $|b| > 30^\circ$); возможно, это связано с его малой статистической значимостью.

Другая попытка выделить галактическое излучение нелокального происхождения была предпринята в работе [86], где анализировалось излучение в направлении широт $|b| \leq 30^\circ$. Анализ излучения позволил обнаружить наличие компоненты галактического излучения, не связанной с галактическим диском (т. е. не связанной ни с атомарным, ни с молекулярным водородом) для достаточно высоких широт, $5^\circ < |b| < 30^\circ$ (см. рис. 14, б).

По нашему мнению, обнаруженный избыток излучения действительно может быть связан с гамма-гало. Оно определяется комптоновским рассеянием релятивистских электронов в гало, поскольку, как показывали численные расчеты [87], данный процесс может обеспечить необходимый поток гамма-фотонов (рис. 15). Причина, по которой вклад гало становится существенным при значении широт $|b| \sim 10^\circ$, особенно в направлении центра, ясна из рис. 11.

Таким образом, предположение о существовании у Галактики гамма-гало получило экспериментальное подтверждение.

В заключение приведем данные о диффузном гамма-излучении в других диапазонах энергий.

В области энергий $E_\gamma < 30$ МэВ имеются результаты лишь эпизодических наблюдений на спутниках и баллонах. Здесь удается выделить низкоширотное галактическое излучение, которое связывают с тормозным излучением электронов космических лучей в диске [88]. Высокоширотное гамма-излучение, как обычно предполагается, обусловлено излучением Метагалактики, хотя нельзя исключить, что и здесь какая-то часть потока обусловлена гало. Спектр высокоширотного гамма-излучения представлен на рис. 11 [81а].

Интервал $E_\gamma = 5-100$ ГэВ до настоящего времени вообще не исследован.

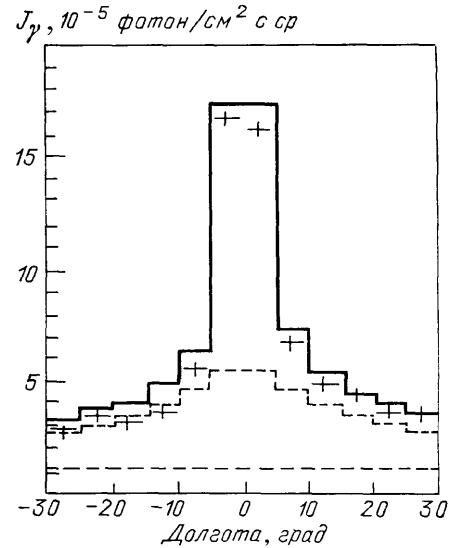


Рис. 15. Распределение интенсивности гамма-излучения для энергий $E_\gamma = 300$ МэВ — 6 ГэВ в направлении галактического центра ($310^\circ - 50^\circ$) в зависимости от галактической широты [87]. Крестами обозначены наблюдаемые значения интенсивности. Штриховая линия указывает вклад гало за счет «комptonовского» гамма-излучения, сплошная кривая — суммарный поток (диск + гало) галактического излучения. Указанная изотропная компонента определяется только метагалактическим излучением и аппаратурными эффектами. Ее величина определена из работ [7е, 62б]

В области энергий $E_\gamma \geq 10^{12}$ эВ регистрация гамма-квантов производится по создаваемым ими в атмосфере оптическим вспышкам (излучение Вавилова — Черенкова). Сложность регистрации гамма-квантов обусловлена тем, что такие же вспышки генерируются более интенсивным изотропным потоком высокозэнергичных космических лучей. По этой причине надежно выделить диффузное гамма-излучение в этом диапазоне не представляется возможным. Однако в отличие от заряженных космических лучей гамма-кванты распространяются почти не рассеиваясь (т. е. по прямой). Это обстоятельство позволяет регистрировать излучение отдельных источников, включая галактический диск. Результаты измерения потоков в направлениях, близких к галактической плоскости при $E_\gamma > 10^{12}$ эВ, представлены в работах [7г, 89]. Средний поток гамма-излучения оценивается величиной 3×10^{-7} фотон/см²ср [89в]. Измерения показали, что максимальный поток излучения идет из направлений $b \sim 5^\circ$, а не в направлении $b = 0^\circ$. (В то же время в области энергий $E_\gamma \sim 1$ ГэВ максимум потока приходится на широты $b \approx 0$.) В работе [89а] было высказано предположение, что этот эффект связан с тем, что излучение в области энергий $E_\gamma > 10^{12}$ эВ обусловлено комптоновскими потерями электронов, а не распадом π^0 -мезонов. Минимум излучения при $b \approx 0$ обусловлен поглощением низкоэнергичных фотонов ($\epsilon_{ph} \sim 1$ эВ) пылью, что приводит к уменьшению интенсивности комптоновского излучения непосредственно из диска.

В этой связи отметим, что согласно выражениям (4.13) и (4.15) «комptonовский» спектр гамма-излучения является более жестким, чем излучение, образуемое от распада π^0 -мезонов. Поэтому представляется вероятным, что при достаточно больших энергиях гамма-фотонов «комptonовское» излучение в общем потоке преобладает.

В области еще более высоких энергий $E_\gamma \geq 5 \cdot 10^{14}$ эВ имеется лишь несколько попыток измерений диффузного гамма-фона [90]. Выделение ливней, вызванных первичными гамма-фотонами, пытаются осуществить по характеристикам широких атмосферных ливней, создаваемых частицами в атмосфере Земли. Так, гамма-фотоны создают ливни, обедненные мюонами [7г]. Например, в эксперименте [90а] было зарегистрировано 8 событий, отождествленных с гамма-фотонами. Излучение в этом диапазоне заведомо имеет галактическую природу (если, конечно, исключить возможность, что эти ливни либо созданы высокозэнергичными ядрами (протонами), либо вторичными гамма-фотонами, образовавшимися непосредственно в атмосфере Земли), поскольку пробег таких гамма-фотонов не превышает размера Галактики (см. табл. II). Измеренный в [91] поток оценивался величиной $E_\gamma \approx (3,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-13}$ см⁻²с⁻¹ср⁻¹ при $E_\gamma \geq 4 \cdot 10^{14}$ эВ.

Вопрос о природе этого излучения представляется открытым, однако в работе [91] его связывают с неразрешенными дискретными источниками в локальной галактической окрестности (т. е. на расстояниях не более сотен парсек от Земли).

Теоретические оценки гамма-потока при этих энергиях дают следующие значения. Поток галактического гамма-излучения от распада π^0 -мезонов в направлении на галактический центр равен $E_\gamma \approx 10^{-13}$ см⁻²с⁻¹ср⁻¹ при энергиях $E_\gamma > 10^{14}$ эВ [145]. Если же в метагалактическом пространстве имеются высокозэнергичные протоны ($E \geq 10^{18}$ эВ), то за счет их взаимодействия с реликтовыми излучением ($p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$) с последующим комптоновским рассеянием электронов на реликтовых фотонах образуется изотропный поток гамма-излучения, который для наблюдателя на Земле характеризуется величиной $E_\gamma \approx 1,9 \cdot 10^{-13}$ см⁻²с⁻¹ср⁻¹ при энергии $E_\gamma > 7 \cdot 10^{13}$ эВ [145а].

5. Дискретные гамма-источники в области энергий 30 МэВ — 5 ГэВ. Наблюдения дискретных источников в этом диапазоне начались еще в шестидесятые годы, когда появились первые сообщения о регистрации потока от

некоторых из них в ходе экспериментов на баллонах (см. обзор [5]). Статистическая значимость таких измерений была невелика, и впоследствии существование некоторых из источников подтверждено не было (напротив, подтвердилось наличие излучения от Краба и молекулярного облака ρ -Змееносца).

В ходе полета спутника SAS-2 был зарегистрирован поток от четырех источников: пульсаров Краб и Вела, а также гамма-источников Геминга и Лебедь X-3 [92].

В ходе последующего полета COS-B было обнаружено уже 25 источников [76], из которых удалось отождествить лишь четыре. Это уже упоминавшиеся пульсары Краб и Вела, молекулярное облако ρ -Змееносца и квазар 3C 273. В направлении остальных источников не удалось обнаружить какои-либо из известных объектов, имеющих заметный поток в радио-, оптическом или рентгеновском диапазонах.

Таким образом, одним из наиболее интересных результатов миссии COS-B явилось обнаружение нового класса источников, излучающих в основном в гамма-диапазоне.

5.1. Неотождествленные источники гамма-излучения. Первоначальный список COS-B содержал 21 неотождествленный источник (см. уточнение этого списка в [93, 94]). Распределение гамма-источников по галактическим координатам показано на рис. 13. При этом согласно определению, принятому группой COS-B, источником гамма-излучения называется объект, поток которого превышает фон на пять стандартных отклонений.

Каковы же параметры неотождествленных гамма-источников? Прежде всего, как видно из рис. 13, подавляющее число из них является галактическими, поскольку они концентрируются вблизи галактической плоскости.

Кроме того, они имеют характерные параметры, приведенные в табл. VII.

Таблица VIII

Угловой размер	$\lesssim 2^\circ$
Измеряемый поток в области $E_\gamma = 100$ МэВ—1 ГэВ	$\sim (1-5) \cdot 10^{-6}$ фотон/см 2 с
Расстояние до источников	2—7 кпк
Оцениваемая светимость в области $E_\gamma = 100$ МэВ—1 ГэВ	$\sim (0,4-5) \cdot 10^{36}$ эрг/с

К настоящему моменту предложено несколько различных моделей неотождествленных источников. Здесь можно отметить уже упоминавшуюся в разделе о гамма-всплесках возможность генерации гамма-излучения в процессе акреции вещества на поверхность компактных объектов. В частности, представляет интерес генерация гамма-излучения в процессе акреции на черную дыру [95]. Как показывают оценки, такой процесс может обеспечить светимость в гамма-диапазоне порядка 10^{34} — 10^{35} эрг/с (однако в связи с этой моделью см. [96]).

Наличие среди немногих отождествленных источников одного молекулярного облака и двух пульсаров позволяет предположить, что значительная часть этих источников также представляет собой молекулярные облака или пульсары. Характеристики излучения этих объектов и связанные с ними модели мы обсудим ниже.

5.2. Гамма-излучение молекулярных облаков. Галактические молекулярные облака — это самые массивные объекты в Галактике. Их масса может достигать величины $10^6 M_\odot$. Они представляют собой скопления плотного ($n_H \approx 10^2$ — 10^5 см $^{-3}$) и холодного ($T \sim 10$ — 50 К) молекулярного водорода. Размер скоплений облаков не превышает примерно 100 пк. Степень ионизации газа в облаках мала, $n_i/n_H \approx 10^{-5} \div 10^{-8}$.

Общее число облаков в Галактике равно нескольким тысячам, а общая масса молекулярного водорода, как уже отмечалось, равна примерно $10^9 M_\odot$ [97].

В принципе от молекулярных облаков можно ожидать большого потока гамма-излучения, поскольку одним из основных процессов генерации гамма-излучения является взаимодействие космических лучей с газом, а масса газа в облаках велика. Однако возникает вопрос, насколько легко космические лучи проникают внутрь облаков. Дело в том, что в такой плотной среде становятся значительными ионизационные потери, причем [10e]

$$\frac{dE_k}{dt} = -7,62 \cdot 10^{-9} Z^2 n_H \left(\frac{2AMc^2}{E_k} \right)^{1/2} \left(11,8 + \ln \frac{E_k}{AMc^2} \right) \frac{\text{эВ}}{\text{с}}; \quad (5.1)$$

Ze и AM — заряд и масса частицы, а E_k — ее кинетическая энергия. Данная проблема исследовалась в нескольких работах [98], где было показано, что низкоэнергичные космические лучи с энергией меньше некоторой (которая по разным оценкам колеблется от десятков МэВ до нескольких ГэВ) не могут проникать глубоко внутрь облака.

Однако это утверждение находится, казалось бы, в явном противоречии с результатами анализа гамма-излучения комплексов молекулярных облаков, в которых не обнаружено указаний на какое-либо уменьшение плотности космических лучей по сравнению с межзвездной средой [99]. Более того, для некоторых из облаков следует предполагать, что в них плотность космических лучей выше межоблачной [100]. Отсюда следует, что внутри молекулярных облаков или в их ближайшей окрестности должен действовать механизм, способный трансформировать какие-то виды энергии в энергию ускоренных частиц.

Прежде всего упомянем модели, в которых предполагаемыми источниками космических лучей являются сверхновые звезды [101] или звезды с сильным звездным ветром (O- и B-звезды) [102], которые находятся внутри или в непосредственной близости от молекулярных облаков. Ускорение частиц в этом случае происходит на ударных фронтах оболочек сверхновых или звездного ветра. Подробнее о механизмах ускорения на ударных волнах см. [103]. Здесь лишь отметим, что отличительной особенностью указанного механизма ускорения, описываемого уравнением

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla(u f - D \nabla f) - \frac{\operatorname{div} u}{3} \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^3 f) = 0 \quad (5.2)$$

(здесь f — функция распределения ускоренных частиц, p — импульс частицы), является возможность генерации степенных спектров ускоренных частиц; при этом для сильных ударных волн показатель спектра не зависит ни от величины скорости u и ее скачка Δu на ударном фронте, ни от величины коэффициента диффузии D . В этом случае величина спектрального индекса является универсальной, и спектр ускоренных частиц (в используемой нормировке

$$N(>p) = \int_p^\infty f d^3 p$$

имеет вид

$$f \propto p^{-4}. \quad (5.3)$$

Другая модель, развитая в работах [104], состоит в том, что гибнущие за счет ионизационных потерь низкоэнергичные протоны с $E_k \sim 1$ МэВ генерируют в окрестности молекулярного облака сходящийся поток альфа-волн. Эти волны могут эффективно взаимодействовать с электронами, но существенно больших энергий, для которых ионизационные потери энергии не существенны. В результате электроны с энергиями порядка сотни МэВ, находящиеся в облаке, оказываются окруженными сходящимся потоком магнитогидродинамических волн. В такой ситуации (см. [105]) процесс

ускорения частиц оказывается еще более эффективным, чем обсуждавшееся выше ускорение на фронтах ударных волн. Функция распределения электронов описывается уравнением (5.2), а спектр ускоренных частиц имеет вид

$$f \propto p^{-3}. \quad (5.4)$$

Ряд вопросов, связанных с условиями возбуждения и затухания магнитогидродинамических волн, учетом трехмерности геометрии задачи и т. д. обсуждаются в работах [98б, 106]. Такой механизм, если он действительно реализуется, что в общем остается под вопросом, по-видимому, может обеспечивать ускорение электронов в облаках до энергии $E \lesssim 300$ МэВ.

И, наконец, обсудим еще одну модель, в которой источником ускорения заряженных частиц является наблюдаемая турбулентность нейтрального газа облаков (различные аспекты этой модели обсуждаются в работах [107]). В соответствии с наблюдениями спектр турбулентности имеет вид [108]

$$u(L) \text{ км/с} = 1,1L^\alpha \text{ (пк)} \quad (5.5)$$

для $0,01 < L < 10$ пк. Здесь u — скорость газа в масштабе L . Параметр α равен приблизительно 0,3—0,6. Под действием силы трения между ионизованной и нейтральной компонентами возбуждается турбулентность ионизованного газа, а взаимодействие последней с магнитным полем возбуждает случайные электромагнитные поля (вынужденные МГД-колебания, поддерживаемые вынуждающей силой — турбулентностью нейтрального газа). Спектр случайных магнитных полей вблизи масштабов $L \gtrsim L_{\min}$ имеет вид [107а]

$$H^2(L) = H_0^2 \left(\frac{L_{\min}}{L} \right)^3, \quad L > L_{\min}, \quad (5.6)$$

где L_{\min} — это масштаб, в котором становятся существенными диссипативные процессы. Таким образом, энергия магнитного поля $H^2/8\pi$, в отличие от случая, рассмотренного в (4.1), концентрируется в основном в малых масштабах $L \sim L_{\min}$. Характер движения заряженных частиц зависит от соотношения между ларморовским радиусом частицы r_H и масштабом L_{\min} . В случае, когда частица замагничена, $r_H \ll L_{\min}$, они движутся вдоль запутанных силовых линий, что может описываться как пространственная диффузия, воздействие же случайных электромагнитных полей приводит к ускорению типа ускорения Ферми II порядка. В целом распространение частиц в облаке описывается уравнением вида [107б]

$$\frac{\partial f}{\partial t} - D_x \frac{v}{c} \nabla^2 f - D_p \frac{\partial}{\partial p} p \frac{c}{v} \frac{\partial}{\partial p} (pf) = 0, \quad (5.7)$$

где D_x и D_p — коэффициенты диффузии в координатном и импульсном пространстве, v и p — скорость и импульс частицы. Под действием такого ускорения, описываемого коэффициентом D_p , в облаке формируются степенные спектры ускоренных частиц вида

$$f \propto p^{-1} \quad (N(>p) = \int_p^\infty f dp),$$

или, возвращаясь к использованной выше нормировке

$$N(>p) = \int_p^\infty fp^2 dp,$$

получим

$$f \propto p^{-3}. \quad (5.8)$$

Ускорение частиц продолжается до тех пор, пока ларморовский радиус r_H не сравняется с L_{\min} . Воздействие рассматриваемого механизма на незамагни-

ченные частицы неэффективно. При стандартных параметрах галактических молекулярных облаков рассматриваемый механизм может ускорять частицы, как протоны, так и электроны, до энергий порядка 10 ГэВ. Таким образом, данный механизм также может объяснить повышенный поток гамма-излучения из молекулярных облаков. Более того, в рамках этой модели удается объяснить ряд особенностей спектров позитронов и антипротонов в космических лучах [107в, г], которые не находят своего объяснения в рамках стандартных моделей происхождения космических лучей (кривые 2 на

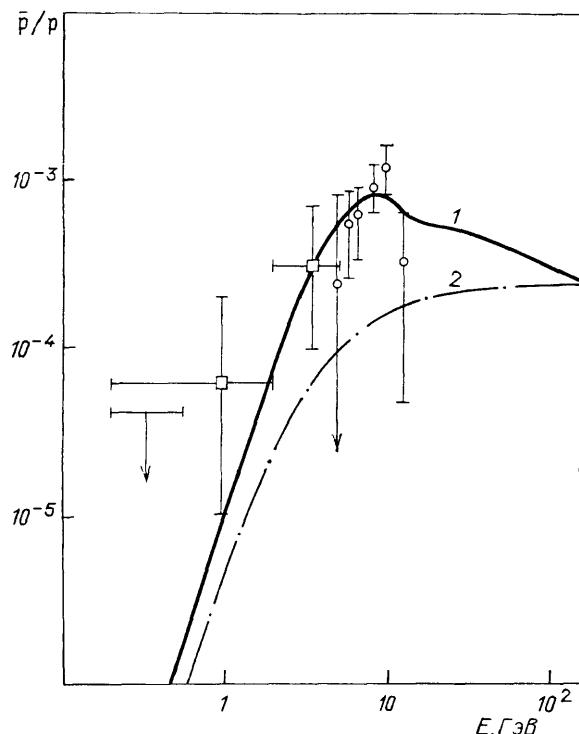


Рис. 16. Отношение плотностей антипротонов (\bar{p}) и протонов (p) около Земли. Кривая 1 соответствует рассматриваемой диффузионной модели Галактики с ускорением частиц в облаках [107 в, г], 2 — стандартной диффузионной модели (см. [86])

рис. 16 и 17). Из этих рисунков видно, что в рамках модели с ускорением частиц в молекулярных облаках (кривые 1 на рис. 16 и 17) можно получить необходимую (более высокую по сравнению с ожидаемой в рамках стандартной модели) интенсивность антипротонов и позитронов у Земли, а также соответствующие наблюдаемым спектральные особенности этих частиц.

5.3. Гамма-излучение пульсаров. Наличие среди отождествленных гамма-источников двух пульсаров (Вела и Краб) позволяет предположить, что во всяком случае какая-то часть неотождествленных источников также является пульсарами. В этой связи были предприняты попытки обнаружить гамма-излучения от известных радиопульсаров [109], а также анализировалось гамма-излучение неотождествленных источников на предмет переменности их гамма-излучения [110].

Все эти попытки связать пульсары с гамма-источниками каталога COS-B (т. е. при $E_{\gamma} \geq 100$ МэВ) успеха не имели. Однако в направлении неотождествленного источника 2 CG 065 + 00 в радиодиапазоне и области энергий гамма-фотонов $E_{\gamma} > 10^{12}$ эВ удалось обнаружить пульсар, имеющий период 6,1 мс [111].

Естественно, что в основном имеющиеся данные о гамма-излучении пульсаров связаны с исследованиями пульсаров Краб [112] и Вела [113].

Светимость пульсара Краб, имеющего период 33 мс, составляет 65 % светимости Крабовидной туманности (для энергий $E_{\gamma} > 50$ МэВ). Свети-

мость этого пульсара в интервале энергий $E_\gamma = 50\text{--}300 \text{ МэВ}$ равна $2 \cdot 10^{35} \text{ эрг/с}$. Спектр излучения пульсара в гамма-диапазоне $E_\gamma \approx 100 \text{ МэВ}$ описывается единым степенным законом. Спектральный индекс дифференциального потока имеет величину $\alpha_\gamma \approx 2.0$.

Излучение пульсара Вела имеет несколько иные характеристики. Прежде всего весь гамма-поток ($\sim 90 \%$) сверхновой Вела определяется пульсаром. Анализ излучения (речь идет о пульсирующей компоненте) позволил обнаружить пять различных компонент со своими временными

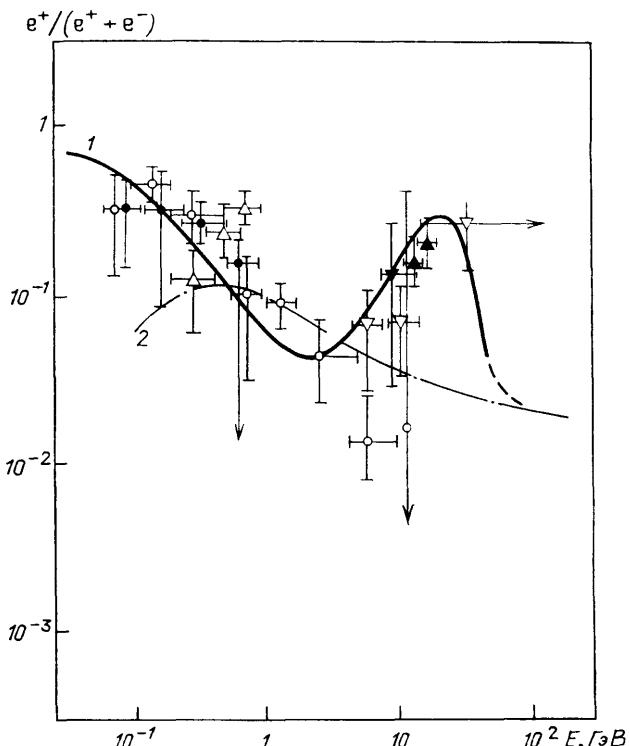


Рис. 17. Отношение плотностей позитронов (e^+) и электронов ($e^+ + e^-$) около Земли. Кривая 1 соответствует диффузионной модели Галактики с ускорением частиц в областях [107 г], 2 — стандартной диффузионной модели (см. [86])

и спектральными характеристиками, что может указывать на то, что излучение пульсара генерируется в различных частях его магнитосферы. В целом же поток от Веды не может быть описан единым степенным законом. Гамма-светимость Веды в диапазоне 50 МэВ — 10 ГэВ оценивается величиной $4 \cdot 10^{34} \text{ эрг/с}$.

Существующие теоретические модели [114—116] пока что не в состоянии объяснить весь спектр гамма-излучения от десятков МэВ до 10^{12} эВ . Развиваемые модели связывают это излучение с синхротронными, комптоновскими и «изгибными» потерями энергии электронов в сильных магнитных полях магнитосфер пульсаров, однако в рамках одной модели удается объяснить лишь отдельные интервалы наблюдаемого спектра.

Отметим здесь, что светимость в гамма-диапазоне от быстровращающихся пульсаров, согласно теоретическим оценкам [114—116], вполне может быть порядка 10^{36} эрг/с . В целом же процессы формирования спектров ускоренных частиц в магнитосферах пульсаров и генерации электромагнитного излучения в различных диапазонах длин волн представляют собой отдельную большую проблему, ряд аспектов которой изложен в обзорной статье [116].

Возможно также, что некоторые неотождествленные гамма-источники являются быстровращающимися белыми карликами [153].

5.4. Излучение сверхновых звезд. Анализ гамма-излучения сверхновых звезд представляет интерес в связи с тем, что они рассматриваются как основные источники космических лучей в Галактике. В отличие от обсуждавшегося выше излучения сверхновых при $E_\gamma \sim 1$ МэВ, генерируемого в результате β -распада ^{56}Co , не связанное с пульсаром гамма-излучение при энергиях $E_\gamma \sim 100$ МэВ, по-видимому, образуется в результате взаимодействия космических лучей, генерируемых этой звездой, с газом окружающей оболочки. Отметим, что на ранних стадиях развития сверхновой генерация космических лучей скорее всего связана либо с образующимся внутри пульсаром, либо с ускорением частиц случайными электромагнитными полями (ускорение Ферми II порядка), возбуждаемый за ударными фронтами оболочки, а также непосредственно на ударном фронте.

Вспышка сверхновой, происшедшая 23 февраля 1987 г. (СН 1987A) в галактике Большого Магелланова Облака, в связи с вышесказанным представляет особый интерес. С 1604 г., когда наблюдалась сверхновая Кеплера, СН 1987A — первая сверхновая, которую видели на Земле невооруженным глазом. В силу сравнительной близости к нам (расстояние около 55 кпк) вполне возможно, в принципе, исследовать гамма-излучение СН 1987A. На этом пути можно было бы выяснить, на каких стадиях развития сверхновой происходит ускорение основной части космических лучей: образуются ли они непосредственно после взрыва или их генерация происходит спустя некоторое время на образующихся ударных фронтах оболочек.

Рассмотрим характеристики гамма-излучения сверхновой, генерируемое частицами, ускоренными на ударном фронте (см. [117]). При сбросе оболочки сверхновой на ее периферии образуется тонкая оболочка сжатого газа [118]. С наружной стороны эта оболочка ограничена ударной волной, распространяющейся по звездному ветру, оставленному предсверхновой, с внутренней стороны оболочка ограничена волной разгрузки. В системе покоя оболочки через внутренний и внешний фронты ударных волн в оболочку втекает газ. На обоих фронтах происходит ускорение частиц механизмом Ферми I порядка. Особенность ускорения состоит в том, что оно происходит в сходящихся потоках газа, втекающих в оболочку. Благодаря сносу ускоренных частиц потоками газа они заключены внутри оболочки. За фронтами ударных волн плотность ускоренных частиц уменьшается экспоненциально — с характерной длиной $l \sim D/u$, где D — коэффициент диффузии ускоренных частиц, u — скорость течения газа. Таким образом, ускоренные частицы и газ сосредоточены в наружной оболочке, которая благодаря этому оказывается довольно мощным источником гамма-излучения с энергией от примерно 100 МэВ до 10–100 ГэВ. Полное число гамма-квантов (большинство которых имеет энергию 70–100 МэВ), испускаемых оболочкой в единицу времени, равно [117]

$$Q_\gamma^{\text{tot}} \approx \frac{10(k-3)\sigma_0}{64\pi m_N c u_w} \beta \frac{R(t)}{t^2} \dot{M}^2, \quad (5.9)$$

где k — показатель спектра в зависимости плотности от расстояния $\rho \propto r^{-k}$ для внешнего края внутренней оболочки ($k \approx 10$), $\sigma_0 = 3.2 \cdot 10^{-26}$ см² — нормировочное рр-сечение, m_N — масса нуклона, u_w — скорость ветра ($u_w \approx 10^6$ см/с), β — доля кинетической энергии газа, переходящей при пересечении фронта ударной волны в энергию ускоренных частиц ($\beta \approx 0.1$), \dot{M} — величина потери массы предсверхновой ($\dot{M} \sim 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ для СН 1987A и $\dot{M} \sim 10^{-5} M_\odot/\text{год}$ для типичной предсверхновой — красного гиганта) и $R(t)$ — расстояние от центра до внешней оболочки в момент времени t . Радиус оболочки может быть выражен формулой

$$R(t) = Br_{\text{пп}} \left(\frac{t}{t_{\text{пп}}} \right)^\alpha,$$

где B — безразмерный параметр гидродинамического решения, характерное значение которого составляет 1—2; $r_{\text{n}} = 1 \cdot 10^{16}$ см, $t_{\text{п}} \approx 1 \cdot 10^7$ с, $\alpha = 0,8$ —0,9. Из (5.9) следует, что основным физическим параметром, определяющим полный поток гамма-излучения, является скорость потери массы предсверхновой \dot{M} . Эта величина для СН1987А мала, благодаря чему ожидаемый поток гамма-излучения на Земле не может быть зарегистрирован:

$$F_{\gamma}^{\text{tot}} \approx 1 \cdot 10^{-9} \left(\frac{t}{10^7 \text{ с}} \right)^{-1,1} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}.$$

Для обычной сверхновой, вспыхнувшей в центре нашей галактики, поток $F_{\gamma}^{\text{tot}} \approx 1 \cdot 10^{-4} (t/10^7 \text{ с})^{-1,1} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$; он может быть зарегистрирован простейшими детекторами.

Гамма-излучение от наружной оболочки имеет характерные особенности, позволяющие отличить его от гамма-излучения внутренней оболочки: гамма-излучение с $E_{\gamma} \sim 100$ МэВ должно появляться через несколько дней после вспышки сверхновой, в то время как излучение от внутренней оболочки появляется лишь после ее просветления, т. е. через несколько месяцев; гамма-излучение внутренней оболочки сопровождается рентгеновским и радиоизлучением.

Перейдем теперь к ускорению частиц внутри оболочки (источники частиц — пульсар или ускорение внутренней турбулентностью) и к генерации гамма-излучения.

Светимость сверхновой в гамма-диапазоне на ранних стадиях ее развития исследовалась в работах [119]. Некоторые из оценок мы приведем применительно к СН 1987А. Они делаются в предположении, что внутри оболочки имеется источник космических лучей со светимостью L_p . Гамма-излучение от сверхновой становится наблюдаемым, начиная с момента, когда оболочка становится прозрачной для гамма-фотонов.

Для фотонов с энергиями $E_{\gamma} \geq 70$ МэВ момент «просветления» наступает спустя примерно несколько месяцев после взрыва. Для примера укажем, что при $L_p \approx 10^{41}$ эрг/с поток таких гамма-фотонов имеет величину порядка $(3-6) \cdot 10^{-5}$ фотон/ $\text{см}^2 \text{ с}$, что существенно превышает чувствительность телескопа «Гамма-1» ($\sim 2 \cdot 10^{-7}$ фотон/ $\text{см}^2 \text{ с}$).

Примерно в тот же момент, что и для $E_{\gamma} \sim 70$ МэВ, или несколько позже оболочка становится прозрачной для гамма-фотонов с энергиями $E_{\gamma} \geq 10^{12}$ эВ и $E_{\gamma} \geq 10^{15}$ эВ.

Следует отметить, что гамма-поток от сверхновой в условиях расширяющейся оболочки будет довольно быстро падать и активное время наблюдения излучения от сверхновой может составлять не более нескольких лет.

В этой связи крайне необходимы безотлагательные исследования уже сейчас, поскольку для наблюдений мы располагаем ограниченным временем, а следующая «подходящая» сверхновая может вспыхнуть еще через несколько сотен лет.

Вспышка СН 1987А произошла в каком-то смысле в неудачный момент времени и в не самом удачном месте. Крайне неудачный момент времени обусловлен тем, что на орбите сейчас отсутствуют гамма-спутники, поэтому наблюдения в диапазоне $E_{\gamma} \sim 100$ МэВ со спутников невозможны (о необходимости патрульной службы в гамма-диапазоне в частности указывалось в [120]).

«Неудачность» места вспышки определяется тем, что она произошла в южной части неба, в то время как большая часть телескопов (имеются в виду измерения в радио-, оптическом и гамма-диапазонах (с $E_{\gamma} > 10^{12}$ эВ и $E_{\gamma} > 10^{15}$ эВ) сосредоточена в северном полушарии Земли.

Тем не менее попытки измерения потока гамма-излучения от СН 1987А предпринимаются. Так, 19 апреля 1987 года и 5 апреля 1988 года были проведены измерения потока излучения в диапазоне 50—500 МэВ на баллонах.

Удалось получить лишь ограничение сверху: $F_\gamma < 2,9 \cdot 10^{-5}$ фотон/ $\text{см}^2\text{с}$ и $F_\gamma < 9 \cdot 10^{-4}$ фотон/ $\text{см}^2\text{с}$ соответственно [121]. В ноябре 1987 года измерение потока от СН 1987А дала лишь верхний предел $F_\gamma < 2,3 \cdot 10^{-11}$ фотон/ $\text{см}^2\text{с}$ в области энергий $E_\gamma > 10^{12}$ эВ [149]. Однако позднее в мае 1988 года появились сообщения о регистрации излучения от этой сверхновой в области энергий $E_\gamma > 3 \cdot 10^{12}$ эВ с потоком, равным $F_\gamma \approx 2 \cdot 10^{-11}$ фотон/ $\text{см}^2\text{с}$ [122] (последний результат, впрочем, нуждается в подтверждении).

Дальнейшие наши надежды связаны с запуском советско-французского спутника Гамма и американской обсерватории GRO.

5.5. Двойные галактические гамма-источники. Приведем ряд данных о двух загадочных источниках гамма-излучения Лебедь X-3 и Геминга, споры по поводу существования и природы которых продолжаются до сих пор [94, 123, 129].

Гамма-излучение от переменного рентгеновского источника Лебедь X-3, представляющего двойную систему с периодом 4,8 ч, было зарегистрировано в 1972 г. сразу в двух диапазонах энергий гамма-фотонов: $E_\gamma > 40$ МэВ и $E_\gamma > 10^{12}$ эВ [123a]. Поток в области энергий $E_\gamma > 40$ МэВ оказался в среднем равным $F_\gamma \approx (6,4 \pm 2,7) \cdot 10^{-5}$ фотон/ $\text{см}^2\text{с}$. Используя радио- и гамма-данные, удалось оценить расстояние до источника; оно равно примерно 10 кпк. Отсюда была получена оценка на светимость источника Лебедь X-3 в гамма-диапазоне $E_\gamma \geq 10^{15}$ эВ: $L_\gamma \sim 10^{37} - 10^{38}$ эрг/с, что составляет заметную часть светимости всей Галактики в гамма-диапазоне (подробнее об источнике Лебедь X-3 см. обзор [123a]).

Последующие наблюдения на спутнике SAS-2 подтвердили наличие пульсирующего излучения с периодом 4,8 часа от Лебедя X-3, однако измеренный поток оказался примерно в три раза меньшим, чем указано выше [124].

Спутник COS-B вообще не зарегистрировал излучение от Лебедя X-3 на уровне $F_\gamma < 3 \cdot 10^{-6}$ фотон/ $\text{см}^2\text{с}$ [125]. Более того, был поставлен под сомнение факт регистрации излучения от Лебедя X-3 на спутнике SAS-2 [123б, в], с чем группа, проводившая этот эксперимент, не согласна [123г].

Одно из возможных объяснений наличия столь противоречивых данных состоит в том, что имеются долгопериодические вариации излучения этого источника [123а, б]. В результате могут существовать периоды «благоприятных» и «неблагоприятных» фаз наблюдения Лебедя X-3. Сведения о переменности его излучения будут даны в разделе 6.

Источник Геминга является вторым после Велы по измеренной интенсивности в гамма-диапазоне $E_\gamma \sim 100$ МэВ (см. [76]). В то же время его излучение в других диапазонах длин волн незначительно. Попытки обнаружить в направлении этого источника заметный поток в радиодиапазоне не увенчались успехом. Тем не менее на основе оптических и рентгеновских измерений был высказан ряд предположений о связи Геминга с тем или иным объектом в других диапазонах излучения [94, 126].

Важным для идентификации источника Геминга явились сообщения об обнаружении переменности его излучения с периодом 59 с в гамма- и рентгеновском диапазонах [94]. Основываясь на этих данных, были предложены модели источника Геминга, который представляет собой тесную двойную систему, состоящую из двух нейтронных звезд [127] или белого карлика и черной дыры [128].

Однако в работе [129] само существование периода 59 с в гамма-излучении Геминга подвергается сомнению. Здесь можно только повторить, что необходимы дальнейшие исследования в гамма-диапазоне.

5.6. Внегалактические гамма-источники. Выше мы уже отмечали об обнаружении внегалактических гамма-источников: галактик NGC 4151 [130] и CenA [131], а также квазара 3C 273 [76]. Однако для проблемы происхождения космических лучей особый интерес представляет

гамма-излучение ближайших к нам галактик: Большое и Малое Магеллановы Облака (БМО и ММО), а также галактика Туманность Андромеды (M 31). Дело в том, что при метагалактическом происхождении космических лучей их плотность в указанных выше галактиках должна быть такая же, как и у Земли (если не учитывать вклад от локальных источников).

В рамках метагалактических моделей легко оценить ожидаемый поток гамма-излучения, зная распределение газа в этих галактиках из радиоданных. Оценки для галактики БМО и ММО дают следующие потоки [132]:

$$F_{\gamma}^{\text{БМО}} (E_{\gamma} > 100 \text{ МэВ}) \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ фотон/см}^2 \text{ с},$$

$$F_{\gamma}^{\text{ММО}} (E_{\gamma} > 100 \text{ МэВ}) \approx 1 \cdot 10^{-7} \text{ фотон/см}^2 \text{ с},$$

а для галактики M 31 [133]

$$F_{\gamma}^{\text{M31}} (E_{\gamma} > 100 \text{ МэВ}) \approx 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ фотон/см}^2 \text{ с}.$$

Если сравнить приведенные оценки потоков с чувствительностью телескопов «Гамма I» и GRO, то видно, что такие измерения могут быть проведены. Отклонение от этих оценок для F_{γ} указывало бы на галактическое происхождение космических лучей в силу противоречащего метагалактическим моделям непостоянства плотности космических лучей в метагалактическом пространстве.

6. Гамма-излучение в области высоких энергий ($E_{\gamma} > 10^{12}$ эВ и $E_{\gamma} > 10^{15}$ эВ). Выделение двух интервалов энергий ($E_{\gamma} > 10^{12}$ эВ и $E_{\gamma} > 10^{15}$ эВ) обусловлено способами регистрации гамма-фотонов (см. введение). Подробнее об исследовании при этих энергиях см. [7г, ж, 134].

Предложение регистрировать черепковское оптическое излучение, созываемое частицами (и, в частности, гамма-фотонами), было сделано в работах [135а, б], а первые систематические наблюдения в области энергий $E_{\gamma} > 10^{12}$ эВ были начаты в СССР в 1960 г. [135в, г]. Однако в ходе этих наблюдений не удалось получить статистически значимых результатов для гамма-потоков от ряда источников. Позднее были созданы другие установки для измерения излучения при $E_{\gamma} > 10^{12}$ эВ (по регистрации вспышек излучения Вавилова — Черенкова в атмосфере Земли). В результате был зарегистрирован поток гамма-излучения ($E_{\gamma} > 10^{12}$ эВ) от ряда источников, данные о которых представлены в табл. 6 (здесь и далее: 1 ТэВ = 10^{12} эВ; 1 ПэВ = 10^{15} эВ) (табл. VIII).

Таблица VIII

Источники	Период, мс	Поток, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	Расстояние, кпк	Светимость, эрг/с
Пульсары:				
Краб	33	$4 \cdot 10^{-12}$	2,0	$6 \cdot 10^{33}$
Вела	89,2	$3 \cdot 10^{-12}$	0,5	$3 \cdot 10^{32}$
PSR 1937+21	1,56	$2 \cdot 10^{-11}$	5	$2 \cdot 10^{33}$
PSR 1953+29	6,13	$1,2 \cdot 10^{-12}$	3,5	$6 \cdot 10^{33}$
PSR 1802—23	112	$2,3 \cdot 10^{-10}$	2,7	$3 \cdot 10^{35}$
Двойные рентгеновские источники:				
Лебедь X-3		$5 \cdot 10^{-11}$	11,4	$3 \cdot 10^{36}$
Нер X-1		$3 \cdot 10^{-11}$	5	$3 \cdot 10^{35}$
4 U 0115+63		$7 \cdot 10^{-11}$	5	$6 \cdot 10^{35}$
Вела X-1		$2 \cdot 10^{-11}$	1,4	$2 \cdot 10^{34}$
Эстатики сверхновых:				
Крабовидная туманность		$1 \cdot 10^{-11}$	2	$2 \cdot 10^{34}$
SN1987A ($E_{\gamma} > 3$ ТэВ)		$2 \cdot 10^{-11}$	50	10^{38}
Радиогалактики:				
Cen A		$4 \cdot 10^{-12}$	4400	$3 \cdot 10^{40}$
Данные из обзора [7г]				

Заметим, кстати, что приводимые «пороги» $E_\gamma \sim 10^{12}$ эВ для наблюдений по излучению Вавилова — Черенкова и $E_\gamma \sim 10^{13}$ для наблюдений по широким ливням носят несколько условный характер. Так, большие телескопы могли бы понизить пороги $E_\gamma \sim 10^{12}$ эВ до примерно $E_\gamma \sim 10^{11}$ эВ.

Помимо указанных в табл. VI источников, есть противоречивые указания на регистрацию гамма-излучения при $E_\gamma \geq 10^{12}$ эВ от пульсаров PSR 0950 и PSR 1133, источника Геминга, галактики М 31 и от диска Галактики.

В области более высоких энергий, $E_\gamma \geq 10^{15}$ эВ = 1 ПэВ, регистрация гамма-квантов происходит по создаваемым ими широким атмосферным ливням, имеющим свои специфические особенности. Список источников и их характеристики приведены в табл. IX и X.

Таблица IX

Источник	Пороговая энергия E_γ , ПэВ	Поток, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	Расстояние, кпк	Светимость, эр/с
Двойные рентгеновские источники:				
Лебедь X-3	1	$2 \cdot 10^{-14}$	11,4	$6 \cdot 10^{36}$
Her X-1	0,5	$3 \cdot 10^{-12}$	5	$2 \cdot 10^{37}$
Вела X-1	3	$9 \cdot 10^{-15}$	14	$2 \cdot 10^{34}$
LMC X-4	10	$5 \cdot 10^{-15}$	50	10^{38}
Остатки сверхновых:				
Крабовидная туманность	1	$1 \cdot 10^{-13}$	2	$2 \cdot 10^{35}$
Двойной источник с черной дырой (?):				
Лебедь X-1	1	$5,4 \cdot 10^{-13}$	2	10^{36}
Данные из [7г, ж, 154]				

Таблица X. Временные характеристики двойных источников

Источник	Период пульсара	Орбитальный период двойной системы	Период прецессии, дни
Лебедь X-3	12,59 мс (?)	4,8 ч	19,2 (?)
Her X-1	9,22 мс 1,24 с *	1,7 дн	34 (?) 35
4 U 0115+63	3,61 с	24 дн	
Вела X-1	283 с	8,974 дн	
LMC X-4	13,5 с	1,4 дн	30,5
Лебедь X-1		5,6 дн	
Данные из обзоров [7г, ж, 142]			

*) Мы отметим здесь интересную особенность источника Her X-1. Период гамма-излучения пульсара в этом источнике несколько меньше периода его излучения в рентгеновском диапазоне [7г]

Наибольший интерес в рассматриваемом гамма-диапазоне представляет источник Лебедь X-3, который имеет наибольшую светимость среди других галактических источников.

Дифференциальный спектр излучения этого источника в широком диапазоне энергий фотонов описывается единым степенным законом с показателем $\alpha_\gamma \approx 2,1$. Есть указания на существование целого ряда периодов в излучении Лебедя X-3. Помимо периода 4,8 ч, по-видимому, имеются периоды

19,2 дня, 34 дня и 328 дней [7г, 136]. Важно отметить, что в спектре излучения обнаружены пульсации с периодами 12,6 мс [7г] и 9,22 мс [137], что может свидетельствовать о наличии в составе двойной системы Лебедь X-3 миллисекундного пульсара. Если эти результаты наблюдений верны, а это еще открытый вопрос, то предложенная ранее модель источника Лебедь X-3 [138] получает веские наблюдательные подтверждения. Согласно этой модели Лебедь X-3 представляет собой двойную систему, в которую входит быстрый пульсар. Пульсар инжектирует космические лучи, взаимодействие которых с веществом атмосферы массивного компонента двойной системы приводит к генерации гамма-излучения.

Наблюдаемое гамма-излучение от Лебедя X-3 едва ли возможно объяснить излучением электронов из-за их сильных энергетических потерь в магнитных полях нейтронной звезды. По-видимому, гамма-фотоны наблюдавших энергий генерируются при взаимодействии ускоренных протонов с атомными ядрами газа за счет рождения и распада π^0 -мезонов. В рамках этой модели можно оценить «светимость» этого источника в космических лучах (практически в протонах) [139]:

$$L_p = 1,8 \cdot 10^{40} \frac{F_\gamma(E_\gamma > 10^{15} \text{ эВ})}{1,6 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}} \frac{\Omega}{4\pi} \left(\frac{r}{13 \text{ кпк}} \right)^2 \cdot \frac{0,1}{\tau_\gamma \cdot T} \text{ эрг/с},$$

где Ω — телесный угол, в котором излучается пучок протонов, $T = 4,8$ ч — орбитальный период, τ_γ — время, в течение которого протоны бомбардируют мишень с оптимальной для генерации гамма-фотонов толщиной, F_γ — наблюдаемый на Земле поток излучения от Лебедя X-3 при энергиях $E_\gamma > 10^{15}$ эВ.

Оцениваемая по формуле (6.1) светимость Лебедя X-3 в протонах может составить величину до $10^{40} - 10^{41}$ эрг/с. Отсюда следует, что такого типа источники (Cyg X-3 и Her X-1) могут инжектировать заметную часть галактических космических лучей. Напомним, что светимость Галактики в космических лучах равна $10^{40} - 10^{41}$ эрг/с; см., например, [86].

Здесь, однако, следует отметить, что сам по себе факт существования излучения от Лебедя X-3 нельзя считать окончательно установленным (в этой связи см. [140]). То же относится и к другим дискретным гамма-источникам в этой области энергий. Практически все они наблюдаются на уровне 3σ , и окончательное решение вопроса об их существовании может быть получено в ходе будущих экспериментов. В этой связи отметим ряд проектов установок для $E_\gamma > 10^{11} - 10^{15}$ эВ [141] (см. также обзоры [7г, ж]).

7. Заключительные замечания. Мы обсудили результаты гамма-астрономии и некоторые стоящие перед ней проблемы. Наши надежды на близкое будущее связаны с запусками спутников «Гамма» и GRO (область регистрации фотонов с энергией от десятков МэВ до десятков ГэВ), а также с созданием новых наземных установок по детектированию фотонов с энергиями $E_\gamma \geq 10^{12}$ эВ и $E_\gamma \geq 10^{15}$ эВ. Эти области энергий в той или иной мере уже освоены, хотя измерений проведено еще совершенно недостаточно. Дальнейшее гармоническое развитие гамма-астрономии невозможно без расширения области энергий, в которой проводятся исследования (см. табл. I). Здесь следует отметить два проекта: GRASP [55] и «Гамма-400» [143], которые могли бы успешно решить эту задачу. Осуществление первого из них позволит «соединить» хорошо исследованную область рентгеновского излучения с гамма-диапазоном. Второй проект предназначен для изучения вообще не исследованной области от нескольких до сотен ГэВ. Необходимость осуществления этих проектов очевидна, и задержка их реализацией может затормозить развитие гамма-астрономии, да и всей астрофизики в целом.

Впрочем, вряд ли нужно подчеркивать, что не менее актуально получение более точных и статистически обеспеченных данных и в тех гамма-диапазонах, в которых наблюдения уже начаты.

В частности, отметим статью [155]. В ней сообщается о возможном обнаружении каких-то нейтральных частиц с энергией больше $5 \cdot 10^{17}$ эВ, испускаемых источником Лебедь X-3. При таких энергиях до Земли от Лебедя X-3 могли бы дойти даже нейтроны. Поэтому в [155] речь идет именно о нейтральных частицах, а не конкретно о гамма-фотонах, как это обычно делается. Впрочем, и при меньших энергиях $E > 10^{12}$ эВ природа нейтрального излучения, исходящего от космических источников, с уверенностью не установлена [156]. Мы уже не говорим о том, что, как подчеркнуто в тексте, еще не отпали сомнения в том, что нейтральное излучение с $E > 10^{15}$ эВ вообще надежно зарегистрировано.

Нет сомнения в том, что каждый шаг на пути освоения гамма-диапазона приведет к появлению новых проблем, разрешение которых позволит продвинуться в изучении процессов, происходящих во Вселенной. Что же касается авторов настоящей статьи, то их, так сказать, «частный интерес» — использовать гамма-астрономические данные для решения ряда вопросов, связанных с проблемой происхождения космических лучей.

В заключение мы хотели бы поблагодарить В. С. Бескина, В. С. Березинского, Дж. Биньями, Р. Буккери, И. Г. Митрофанова и В. С. Птушкина за обсуждение ряда вопросов, нашедших отражение в обзоре. Мы также благодарим Дж. Б. Г. М. Блумена и Р. А. Сюняева, прочитавших рукопись и сделавших ряд замечаний. Мы признательны также ряду авторов (и в особенности Р. С. Лингенфелтеру), приславших нам оттиски и препринты.

Список обозначений.

- m — масса электрона, $m = 9,108 \cdot 10^{-28}$ г.
- M — масса протона. $M = 1,072 \cdot 10^{-24}$ г.
- e — заряд электрона, $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ CGS.
- c — скорость света, $c = 2,9979 \cdot 10^{10}$ см/с.
- k — постоянная Больцмана, $k = 1,380 \cdot 10^{-16}$ эрг/град.
- $\frac{r}{x}$ — обозначения диапазонов излучения: радио- и рентгеновского.
- E_k — кинетическая энергия частицы.
- E — энергия частицы.
- p — импульс частицы.
- γ — спектральный индекс частиц,
- α — спектральный индекс излучения.
- n — плотность частиц.
- ϵ_{ph} — энергия низкоэнергичных фотонов.
- v — частота излучения.
- r_H — ларморовский радиус релятивистских частиц.
- ρ, z — цилиндрические координаты, в данном случае ρ — координата (радиус) вдоль галактического диска, z — координата перпендикулярно галактическому диску.
- M_\odot — масса Солнца; $M_\odot = 1,99 \cdot 10^{33}$ г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] The Early Years of Radio Astronomy/Ed. by W. T. Sullivan. — Cambridge: Univ. Press, 1984.
2. Holt S. S., McCray R.//Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1982. V. 20. P. 323.
3. Sunyaev R., Kaniovsky A., Efremov V. V. et al.//Nature. 1987. V. 330. P. 227.
Dotani T. et al.//Ibidem. P. 230.
Сюняев Р. А., Ефремов В. В., Каниовский А. С. и др.//Письма Астрон. ж. 1988. Т. 14. С. 579.
4. Hayakawa S.//Prog. Theor. Phys. 1952. V. 8. P. 571.
Hutchinson G. W.//Phil. Mag. 1952. V. 43. P. 847.
Morrison P.//Nuovo Cimento. 1958. V. 7. P. 858.
Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И.//УФН. 1964. Т. 84. С. 201.

5. Fazio G. G./X- and Gamma-Ray Astronomy. — Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1973.
6. Fichtel C. E., Hartman R. C., Kniffen D. A. et al./Astrophys. J. 1975. V. 198. P. 163.
Bignami G. F., Boella G., Burger J. J. et al./Space Sci. Instrum. 1975. V. 1. P. 245.
Авиньон М., Агринье В., Акимов В. В. и др./Астрон. ж. 1986. Т. 63. С. 856.
Kniffen D., Kurfess J., Schönfelder V., Fichtel C., Hövstadter R., Pinkau K., Fishman G./The Gamma-Ray Observatory Science Plan. — 1985.
7. a) Ramaty R., Lingenfelter R. E./Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. 1982. V. 32. P. 235.
б) Bignami G. F., Hermann W./Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1983. V. 21. P. 67.
в) Ramaty R., Lingenfelter R. E./Ann. New York Acad. Sci. 1987. V. 470. P. 215.
г) Weekes T. G./Phys. Rep. 1988. V. 160. Nos. 1, 2.
д) Bloemen J. B. G. M./Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1989 (in press),
е) Lingenfelter R. E./Proc. of the 20th ICRC. — Moscow, 1988. — V. 8. P. 7.
ж) Protheroe R. J./Ibidem. P. 21.
з) Boldt E./Phys. Rep. 1987. V. 146. P. 215.
8. a) Stecker F. W. Cosmic Gamma Rays. — Baltimore, Md: Mono Book Corp, 1971.
б) Астрофизика космических лучей/Под общей ред. В. Л. Гинзбурга. — М.: Наука, 1984.
в) Ramanan Murthy P. V., Wolfendale A. W. Gamma Ray Astronomy. — Cambridge: Univ. Press, 1986.
9. Bolt E., Sermitsios P./Astrophys. J. 1969. V. 157. P. 557.
Агаронян Ф. А. и др./Изв. АН СССР. Сер. физ. 1979. Т. 43. С. 2499.
10. а) Беленький С. З. Лавинные процессы в космических лучах. — М., Л.: Гостехиздат. 1948.
б) Гайтлер В. Квантовая теория излучения. — 3-е изд. Пер. с англ. Под ред. Н. Н. Боголюбова. — М.: ИЛ, 1956.
в) Хаякава С. Физика космических лучей/Пер. с англ. Под ред. И. П. Иванченко. — М.: Мир, ч. 1, 1973; ч. 2, 1974.
г) Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. — М.: Наука, 1977.
д) Берестецкий В. Б., Лившиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. — М.: Наука, 1980.
е) Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. — 3-е изд. — М.: Наука, 1987.
- [11] Caraveo P. A., Bignami G. F., Mitrofanov I. G., Vacanti G./Astrophys. J. 1988. V. 327. P. 203.
12. а) Stephens S. A., Badhwar G. D./Astrophys. and Space Sci. 1981. V. 76. P. 213.
б) Dermer C. D./Astron. and Astrophys. 1986. V. 157. P. 223.
13. Ramaty R., Murphy R. J./Space Sci. Rev. 1987. V. 45. P. 213.
14. Железняков В. В./Итоги науки и техники. Сер. «Астрономия». 1983. Т. 22. С. 135; Изв. вузов СССР. Сер. «Радиофизика». 1987. Т. 30. С. 144.
15. Аагопян Ф. А., Атоyan A. M./Phys. Lett. Ser. B. 1981. V. 99. P. 301.
Агаронян Ф. А., Кирilloв-Угрюмов В. Г., Котов Ю. Д./Астрофизика. 1983. Т. 19. С. 139.
16. Ramaty R., Kozlovsky B., Lingenfelter R. E./Astrophys. J. Suppl. 1979. V. 40. P. 487.
17. Stecker F. W., Morgan D. L., Bredekamp J./Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. P. 1469.
18. Silk J., Srednicki M./Ibidem. 1984. V. 53. P. 624.
Olive K. A., Silk J./Ibidem. 1985. V. 55. P. 2362.
Stecker F. W./Ibidem. 1986. V. 56. P. 2551.
Daly R. A./Astrophys. J. Lett. 1988. V. 324. P. L47.
19. Silk J., Bloemen J. B. G. M./Phys. Rev. Lett. 1988 (in press).
20. Eicher D., Adams J. H. Jr./Astrophys. J. 1987. V. 317. P. 551.
- [21] а) Mazets E. P., Golenetskii S. V., Ilinskii V. N., Gur'yan Yu. A., Aptekar' R. L., Panov V. N., Sokolov I. A., Sokolova Z. Ya., Kharitonova T. V./Astrophys. and Space Sci. 1981. V. 82. P. 261.
Lamb D. Q./Ann. New York Acad. Sci. 1983. V. 422. P. 237.
б) Мазец Е. П., Голенецкий С. В./Итоги науки и техники. Сер. «Астрономия». 1987. Т. 32. С. 16.

22. Rieger E.//Proc. of the Workshop «Accreting Neutron Stars»/Ed. by W. Brinkman J. Trümper. — Garching/München, FRG, 1982. — P. 229. — 1987. — V. I. P. 37.
23. a) Bárát C.,
б) Митрофанов И. Г., Вильчинская А. С., Долидзе В. Ш. и др.— Препринт ИКИ № 1450. — Москва, 1988.
24. Mazets E. P., Golopetski S. V., Ilinskii V. N. et al./Astrophys. and Space Sci. 1981. V. 80. P. 1.
25. Shklovskii I., Mitrofanov I.//Mon. Not. RAS. 1985. V. 212. P. 545.
26. Бисноватый - Коган Г. С., Илларионов А. Ф. Препринт ИКИ АН СССР № 1292. — Москва, 1987.
27. Nolan P. L., Share G. H., Chupp E. L. et al./Nature. 1984. V. 311. P. 360.
28. Gamma-Ray Bursts//Proc. of AIP Conf. No. 141/Ed. by E. P. Liang, V. Petrosian. — New York, 1986.
29. Tegrele J., Evans W. D., Klebesadel R. W., Laros J. G./Nature. 1980. V. 285. P. 383.
30. Лозников В. М., Мелиоранский А. С., Кудрявцев М. И. и др.//Письма Астрон. ж. 1980. Т. 6. С. 614.
- [31] Kazanas D./Nature. 1988. V. 331. P. 320.
32. Johnson W. N., Harnden F. R., Haymes R. C./Astrophys. J. Lett. 1972. V. 172. P. LI.
Johnson W. N., Haymes R. C./Astrophys. J. 1973. V. 184. P. 103.
Haymes R. C. et al./Ibidem. 1975. V. 201. P. 593.
33. Leventhal M., MacCallum C. J., Huters A. F., Stang P. D./Astrophys. J. Lett. 1978. V. 225. P. L11.
34. Riegler G. R. et al./Ibidem. 1981. V. 248. P. L13.
35. a) Leventhal M., MacCallum C. J., Huters A. F., Stang P. D./Ibidem. 1982. V. 260. P. LI.
Paciesas W. S., Cline T. L., Teegarden B. J. et al./Ibidem. P. L7.
б) Leventhal M., MacCallum C. J./Proc. of the 19th ICRC. — La Jolla, USA, 1985. — V. 1. P. 213.
36. Bussard R. W., Ramaty R., Drachmann R. J./Astrophys. J. 1979. V. 228. P. 928.
37. Карадашев Н. С., Новиков И. Д., Полнарев А. Г., Штерн Б. Е./Астрон. ж. 1983. Т. 60. С. 209.
Novikov I. D., Stern B. E./Proc. of Triest Symposium «Structure and Evolution of Active Galactic Nuclei»/Ed. by G. Giuricin et al. — Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1986. — P. 149.
Kardashev N. S., Novikov I. D., Stern B. E./Proc. of the IAU Symposium No. 119 «Quasars». — Bangalore, 1986. — P. 383.
38. Linden Bell D., Rees M. J./Mon. Not. RAS. 1971. V. 152. P. 461.
Lacy J. H./Astrophys. J. 1980. V. 241. P. 132.
Rees M. J./Nature. 1988. V. 333. P. 523.
39. Ozernoy L. M./Large Scale Characteristics of the Galaxy. — Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1979. — P. 395.
40. Alberne F., Leborgne J. F., Vedrenne G. et al./Astron. and Astrophys. 1981. V. 94. P. 214.
- [41] Mahoney W. A., Ling J. C., Wheaton W. A., Jacobson A. S./Astrophys. J. 1984. V. 286. P. 578.
42. Share G. H. et al./Ibidem. 1985. V. 292. P. L61.
43. Bignami G. F./Nature. 1987. V. 325. P. 302.
Clayton D. D., Leising M. D./Phys. Rep. 1987. V. 144. P. 1.
44. Ballmoos P., von Diehl R., Schönfelder V./Astrophys. J. 1987. V. 318. P. 654.
45. Hayakawa S./Prog. Theor. Phys. (in press).
46. Webber W. R., Schönfelder V., Diehl R./Nature. 1976. V. 233. P. 692.
47. Lamb R. C., Ling J. C., Mahoney W. A. et al./Nature. 1983. V. 305. P. 37.
48. Wheaton W. A., Ling J. C., Mahoney W. A., Jacobson A. S./Bull. Am. Astron. Soc. 1984. V. 16. P. 472.
49. Boyd R. N., Wiescher M., Newsom G. H., Collins G. W. II/Astrophys. J., 1984. V. 276. P. L9.
50. Margon B./Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1984. V. 22. P. 507.
- [51] Ramaty R., Kozlovsky B., Lingenfelter R. E./Astrophys. J. Lett. 1984. V. 283. P. L13.
52. Chan K. W., Lingenfelter R. E./Ibidem. 1987. V. 318. P. LSI.
53. Ebisuzaki T., Shibasaki N./Astrophys. J. 1988. V. 328. P. 699.
Гребенев С. А., Сюняев Р. А./Письма в Астрон. ж. 1987. Т. 13. С. 945; 1988. Т. 14. С. 675.

54. a) Matz S. M., Share G. H., Leising M. D. et al.//Nature. 1988. V. 331. P. 416.
 b) Wilson R. et al.//IAU Circ. 1988. No. 4535.
 c) Cook W. R. et al.//Ibidem. No. 4527.
 d) Roster A. C. et al.//Ibidem. No. 4535.
 Pinto P. A., Woosley S. E.//Nature. 1988. V. 333. P. 534.
55. GRASP Assessment Study: SCI (86) 4. — ESA, 1986.
56. Chan K. W., Lingenfelter R. E.//^{7e}. — 1987. — V. 1. P. 164.
57. Ling J. C., Mahoney W. A., Willet J. B., Jacobson A. S.//Astrophys. J. 1979. V. 231. P. 896.
58. Strickman M. S., Kurfess J. D., Johnson W. N.//Astrophys. J. Lett. 1982. V. 253. P. L23.
59. a) Voges W., Pietsch W., Reppin C. et al.//Astrophys. J. 1982. V. 263. P. 803.
 b) Joss P. C., Rappaport S. A.//Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1984. V. 22. P. 537.
60. Mayer-Hasselwander H., Bennett K., Bignami G. F. et al.//Astron. and Astrophys. 1982. V. 105. P. 164.
- [61] a) Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей.— М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1963; доп. англ. издание: Origin of cosmic rays.— Oxford: Pergamon Press, 1964.
 б) Гинзбург В. Л.//УФН. 1988. Т. 155. С. 185; ^{7e}. — 1988. — V. 7. P. 7.
62. a) Fichtel C. E., Kniffen D. A.//Astron. and Astrophys. 1984. V. 134, P. 13.
 Harding A. K., Stecker F. W.//Astrophys. J. 1985. V. 291. P. 471.
 Bloemen J. B. G. M., Dame T. M., Grenier I. A. et al.//^{7e}. — 1987. — V. 1. P. 125.
 Mayeur C. J., Richardson K., Rogers M., Szabelski J. et al.//Ibidem. — P. 133.
 Dogiel V. A., Uryson A. V.//Astron. and Astrophys. 1988. V. 197. P. 335.
63. Shapiro M. M., Silberberg R.//Ann. Rev. Nucl. Sci. 1970. V. 20. P. 323.
64. Топтыгин И. Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. — М.: Наука, 1983.
65. Зубин К. П., Истомин Я. Н.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 836.
66. Wentzel D.//Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1974. V. 12. P. 71.
67. Гинзбург В. Л.//УФН. 1953. Т. 51. С. 343.
68. Ginzburg V. L.//Menon Festschrift. — India, 1988 (in press).
 Sancisi R.//Сб. статей, посвященный 70-летию В. Л. Гинзбурга. — М.: Наука, 1989.
 Догель В. А.//Ibidem.
69. a) Буланов С. В., Догель В. А., Сыроватский С. И.//Космич. исслед. 1972. Т. 10. С. 532, 721; 1975. Т. 13. С. 787.
 б) Bulanov S. V., Surovatskii S. I., Dogiel V. A.//Astrophys. and Space Sci. 1976. V. 44. P. 255.
 Phillips S., Kearsey S., Osborne J. L. et al.//Astron. and Astrophys. 1981. V. 103. P. 405.
 Kanbach G.//Space Sci. Rev. 1983. V. 36. P. 273.
 Beuermann K., Kanbach G., Berkhuijsen E. M.//Astron. and Astrophys. 1985. V. 153. P. 17.
70. Ginzburg V. L., Khazan Y. M., Ptuskin V. S.//Astrophys. and Space Sci. 1980. V. 68. P. 295.
- [71] Sofue Y., Fujimoto M., Wielebinski E.//Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1986. V. 24. P. 459.
 Hummel E., Lesch H., Wielebinski R., Schlikeiser R.//Astron. and Astrophys. 1988. V. 197. P. L29.
72. Ekers R. D., Sancisi R.//Ibidem. 1977. V. 54. P. L973.
 Alien R. J., Baldwin J. E., Sancisi R.//Ibidem. 1978. V. 62. P. 397.
 Beck R. J., Biermann P., Emerson D. T. et al.//Ibidem. 1979. V. 77. P. 25
 Klein R., Urbanik M., Beck R., Wielebinski R.//Ibidem. 1983. V. 127. P. 177.
 Hummel E., Sancisi R., Ekers R. D.//Ibidem. 1984. V. 133. P. 1.
 Klein R., Wielebinski R., Beck R.//Ibidem. P. 19.
 Hummel E., Smith P., van der Heist J. M.//Ibidem. V. 137. P. 138.
73. Webber W. R., Simpson G. A., Cane H. V.//Astrophys. J. 1980. V. 236. P. 448.
 Webber W. R.//Composition and Origin of Cosmic Rays/Ed. by M. M. Shapiro. — Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1983. — P. 83.
 74. Gualandris E. I., Strong A. W.//Astron. and Astrophys. 1984. V. 140. P. 357.
 Strong A. W.//³⁵⁶. — V. 1. P. 333.

75. Bloemen J. B. G. M., Strong A. W., Blitz L., Cohen R. S. et al.//*Astron. and Astrophys.* 1986. V. 154. P. 25.
76. Bloemen J. B. G. M., Blitz L., Hermse W.//*Astrophys. J.* 1984. V. 279. P. 136.
77. York D. G.//*Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1982. V. 20. P. 221.
78. Kniffen D. A., Fichtel C. E.//*Astrophys. J.* 1981. V. 250. P. 389.
Bloemen J. B. G. M.//*Astron. and Astrophys.* 1985. V. 145. P. 391.
79. Bignami G. F., Piccinotti G.//*Ibidem.* 1977. V. 59. P. 233.
80. Сыроватский С. И.//*Астрон. ж.* 1959. Т. 34. С. 17.
- [81] a) Fichtel C. E., Simpson G. A., Thompson D. J.//*Astrophys. J.* 1978. V. 222. P. 833.
б) Bignami G. F., Fichtel C. E., Hartman R. C., Thompson D. J.//*Ibidem.* 1979. V. 232. P. 649.
82. Гальпер А. М., Лучков Б. И., Прилуцкий О. Ф.//*УФН.* 1979. Т. 128. С. 313.
83. D'Al oglie G., de Bernardis P., Mazi S. et al.//*Astrophys. J.* 1985. V. 289. P. 609.
84. Strong A. W., Bignami G. F., Bloemen J. et al.//*Astron. and Astrophys.* 1982. V. 115. P. 404.
85. Strong A. W., Bennett K., Bignami G. F. et al.//*Proc. of the 18th ICRC.* — Bangalore, India, 1983. — V. 9. P. 90.
86. Bloemen J. B. G. M., Reich P., Reich W., Schlickeizer R.//*Astron. and Astrophys.* 1988. V. 204. P. 88.
87. Bloemen J. B. G. M., Dogiel V. A.//*Astron. and Astrophys.* 1989 (in press).
88. Graiser U., Schönfelder V.//*Astrophys. J.* 1982. V. 263. P. 677.
Schönfelder U./*Adv. Space. Res.* 1983. V. 3. P. 59.
Lavigne J. M., Mandrou P., Niel M., Agrinier B. et al.//*Astrophys. J.* 1986. V. 308. P. 370.
Schönfelder V., Ballmoos P. V., Diehl R.//^{7e}. — 1987. — V. 1. P. 109.
89. a) Fomin V. P., Vladimirsky B. M., Stepanian A. A.//*Proc. of the 15th ICRC.* — Plovdiv, Bulgaria, 1977. — V. 1. P. 12.
б) Weekes T. C., Heilmeier H. F., L'Heureux J.//*Proc. of the 16th ICRC.* — Kyoto, Japan, 1979. — V. 1. P. 126.
в) Dowthwaite J. C., Harrison A. B., Kirkman I. W. et al.//*Astron. and Astrophys.* 1985. V. 142. P. 55.
90. a) Nikolsky S. I., Stamenov J. M., Ushev S. Z.//*J. Phys. Ser. G.* 1987. V. 13. P. 883.
б) Sugai K., Toyoda Y., Kamata K. et al.//^{7e}. — 1987. — V. 1. P. 310.
Kakimoto F., Kaneko T., Yoshii H. et al.//*Ibidem.* — P. 307.
- [91] Агафонян Ф. А., Мамиджанян Э. А., Никольский С. И., Туккиш Е. И.//*Астрофизика.* 1985. Т. 23. С. 55.
92. Thompson D. J., Fichtel C. E., Hartman R. C. et al.//*Astrophys. J.* 1977. V. 213. P. 252.
93. Pollock A. M. T., Bloemen J. B. G. M., Grenier I. A. et al.//^{7e}. — 1987. — V. 1. P. 88.
Simpson G., Mayer-Iasseldander H. A.//*Ibidem.* — P. 89.
94. Bignami G. F.//*Riv. Nuovo Cimento.* 1984. V. 7. P. 1.
95. Сюняев Р. А., Колыхалов П. И.//*Астрон. ж.* 1979. Т. 56. С. 338.
Machado L., Treves A.//*Space Sci. Rev.* 1983. V. 36. P. 161.
96. Агафонян Ф. А., Атоян А. М.//*ЖЭТФ.* 1983. Т. 85. С. 1857.
97. Giant Molecular Clouds/Ed. by P. M. Solomon, E. G. Edmunds. — Oxford: Pergamon Press, 1980.
Solomon P. M., Rivolo A. R.//*The Galaxy*/Ed. by G. Gilmore, B. Caswell. — 1987. — P. 105.
98. a) Scilling J., Strong A. W.//*Astron. and Astrophys.* 1976. V. 53. P. 253.
Cesarsky C. J., Völk H. J.//*Ibidem.* 1978. V. 70. P. 367.
б) Догель В. А., Шаров Г. С.//*Письма Астрон. ж.* 1985. Т. 11. С. 816.
99. Bloemen J. B. G. M., Caraveo P. A., Hermse W., Lebrun F., Maddalena R. J. et al.//*Astron. and Astrophys.* 1984. V. 139. P. 37.
100. Issa M., Wolfendale A. W.//*Nature.* 1981. V. 292. P. 430.
Wolfendale A. E.//*Quart. J. RAS.* 1983. V. 24. P. 226.
Morfill G. E., Bignami G. F., Forman M.//*Astrophys. J.* 1984. V. 284. P. 858.
Pollock A. M. T., Bennett K., Bignami G. F. et al.//³⁵⁶. — P. 338.
- [101] Richardson K. M., Wolfendale A. W.//^{7e}. — 1987. — V. 1. P. 93.
Morfill G. E., Tenorio-Tagle G.//*Space Sci. Rev.* 1983. V. 36. P. 93.
Stephens S. A.//³⁵⁶. — p. 205.
102. Cesarsky C. J., Montmerle T.//*Space Sci. Rev.* 1983. V. 36. P. 173.
Völk H. J., Forman M.//*Astrophys. J.* 1982. V. 253. P. 188.

103. Б е р е ж к о Е. Г., К р ы м с к и й Г. Ф.//УФН. 1988. Т. 154. С. 49.
 Völk H. J.//^{7e} — 1988. — V. 7. Р. 157.
 Б е р е ж к о Е. Г., Е л ш и н В. К., К р ы м с к и й Г. Ф., П е т у х о в С. И.//
 Генерация космических лучей ударными волнами. — Новосибирск: Наука, 1988.
104. M o g f i l l G. E.//Mon. Not. RAS. 1982. V. 198. P. 583; Astrophys. J./1982. V. 262.
 Р. 749.
105. Б у л а н о в С. В., Д о г е л ь В. А., С ы р о в а т с к и й С. И.//Симпозиум
 КАПГ по солнечно-земной физике. — Ашхабад, 1979. — С. 152.
106. Д о г е л ь В. А., Ш а р о в Г. С.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 2070;
 1987. Т. 51. С. 1802.
107. a) D o g i e l V. A., G u r e v i c h A. V., I s t o m i n Ya. N. et al.//Proc. of Joint
 Varennna-Abasurmani Intern. School and Workshop «Plasma Astrophysics»: ESA-SP-
 251. — 1986. — Р. 287.
 б) D o g i e l V. A., G u r e v i c h A. V., I s t o m i n Ya. N., Z y b i n K. P.//
 Mon. Not. RAS. 1987. V. 228. Р. 843.
 в) Д о г е л ь В. А., Ш а р о в Г. С.//Письма Астрон. ж. 1988. Т. 14. С. 417.
 г) D o g i e l V. A., S h a r o v G. S.//Astron. and Astrophys. 1989 (in press).
 д) Д о г е л ь В. А.//ИЗВ. вузов СССР. Сер. «Радиофизика». 1987. Т. 30. С. 187.
108. L a r s o n R. B.//Mon. Not. RAS. 1981. V. 194. Р. 809.
 M u e g s P. C.//Astrophys. J. 1983. V. 270. Р. 105.
 B l i t z L.//Proc. of a Summer School. — Sterling, Scotland, 1987.
109. B u c c h e r i R., B e n n e t t K., B i g n a m i G. F. et al.//Astron. and Astro-
 phys. 1983. V. 128. Р. 245.
110. D 'A m i c o N.//Spare Sci. Rev. 1983. V. 36. Р. 195.
- [111] a) B o r g i a k o f f V., B u c c h e r i R., F a n c i F.//Nature. 1983. V. 304. Р. 417.
 б) C h a d w i c k P. M., D o w t h w a i t e J. C., H a r r i s o n A. B. et al.//
 Nature. 1985. V. 317. Р. 236.
112. C l e a r J., B e n n e t t K., B u c c h e r i R. et al.//Astron. and Astrophys. 1987.
 V. 174. Р. 85.
113. C r e n i e r I. A., H e r m s e n W., C l e a r J.//Ibidem. 1988. V. 206. Р. 117.
114. L o m i n a d z e J. G., M a c h a b e l i G. Z., U s o v V. V.//Astrophys. and Space
 Sci. 1983. V. 90. Р. 19.
115. C h e n g K. S., H o C., R u d e r m a n M.//Astrophys. J. 1986. V. 300. Р. 500, 522.
116. В е с н и н В. С., Г у р е в и ч А. В., И с т о м и н Я. Н.//УФН. 1986. Т. 150.
 С. 257.
 M i c h e l F. C.//Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. Р. 1.
117. B e r e z i n s k i i V. S., P t u s k i n V. S.//Astron. and Astrophys. 1989 (in
 press).
118. N a d y o z h i n D. K.//Astrophys. and Space Sci. 1985. V. 112. Р. 225.
 C h e v a l i e r R. A.//Astrophys. J. 1982. V. 259. Р. 302.
119. B e r e z i n s k y V. S., P r i l u t s k y O. F.//Ibidem. 1978. V. 66. Р. 325.
 Б е р е з и н с к и й В. С., Г и н з б у р г В. Л.//Письма Астрон. ж. 1987. Т. 13.
 С. 931; Nature. 1987. V. 329. Р. 807.
 Y a m a d a Y., N a k a m i g a T., K a s a h a g a K., S a t o H.//Prog. Theor.
 Phys. 1988. V. 79. Р. 416.
120. Б е р е з и н с к и й В. С., Г и н з б у р г В. Л., П р и л у ц к и й О. Ф.//Письма
 Астрон. ж. 1984. Т. 10. С. 98.
- [121] S o o d R. K., T h o m a s J. A., W a l d r o n L. et al.//Proc. Astron. Soc. Austral.
 1988 (in press).
122. B o n d I. A., B u d d i n g E., C o n w a y M. J. et al.//ICR-Report 161-88-7-KEK
 Preprint 88-7. — Tokyo, April 1988.
123. a) В л а д и м и р с к и й Б. М., Г а л ь п е р А. М., Л у ч к о в Б. И., С т е -
 п а н я н А. А.//УФН. 1985. Т. 145. С. 255.
 б) H e r m s e n W.//Proc. of the 18th ESLAB Symposium «X-ray Astronomy». —
 1984.
 в) H e r m s e n W., B e n n e t t K., B i g n a m i G. F. et al.//³⁵⁶. — Р. 95.
 г) F i c h t e l C. E., T h o m p s o n D. J., L a m b R. C.//Astrophys. J. 1987.
 д) H e r m s e n W., B e n n e t t K., B l o e m e n J. B. G. M. et al.//Ibidem.
 1987. V. 175. Р. 141.
124. L a m b R. C., F i c h t e l C. F., H a r t m a n R. C. et al.//Astrophys. J. Lett.
 1977. V. 212. Р. L63.
125. S w a n e n b u r g B. N., B e n n e t t K., B i g n a m i G. F.//Ibidem. 1981.
 V. 243. Р. L69.
126. M o f f a t A. J. F., S c h l i c k e i z e r R., S h a r a M. M. et al.//Astrophys. J.
 Lett. 1983. V. 271. Р. L45.
127. N u l s e n P., F a b i a n A.//Nature. 1984. V. 312. Р. 48.
128. Б и с н о в а т ы й - К о г а н Г. С. — Препринт ИКИ СССР № 932. — Москва,
 1984.
129. B u c c h e r i R., D 'A m i c o N., H e r m s e n W., S a c c o B.//Nature. 1985.
 V. 316. Р. 131.
130. Г а л ь п е р А. М., Л у ч к о в Б. И.//Письма Астрон. ж. 1979. Т. 5. С. 317.

- [131] Balmoos P., von Diehl R., Schoufeder V.//*Astrophys. J.* 1987. V. 312. P. 134.
132. Ginzburg V. L.//*Nature. Phys. Sci.* 1972. V. 239. P. 8.
- Ginzburg V. L., Ptuskin V. S.//*Astrophys. and Astron.* 1984. V. 5. P. 99.
133. Ozel M. E., Beghuijsen E. M.//*Ibidem.* 1987. V. 172. P. 378.
134. Никольский С. И.//*Вестн. АН СССР.* 1988. № 3. С. 83.
135. а) Коккони Дж./'Труды международной конференции по космическим лучам. — М.: Наука, 1960. — Т. 2. С. 327.
 б) Засепин Г. Т., Чудаков А. Е./*ЖЭТФ.* 1961. Т. 41. С. 655.
 в) Chudakov A. E., Zatsepin V. I., Nesterova N. M. et al./*J. Phys. Soc. Japan.* 1962. V. 17. Suppl. A3. P. 106.
 г) Чудаков А. Е., Дадыкин В. Л., Засепин В. И., Нестерова Н. М./*Тр. ФИАН СССР.* 1964. Т. 26. С. 118.
136. Нешпор Ю. И., Зыскин Ю. А./*Письма Астрон. ж.* 1986. Т. 12. С. 452.
137. Зыскин Ю. Л., Нешпор Ю. И., Степанян А. А. и др./*Астрон. цирк.* 1987. № 1508.
138. Berezhinsky V. S.//*Proc. of DUMAND 1979 Workshop/Ed. by J. Learned.* — 1979. — V. 1. P. 245.
- Vestrand T., Eichler D.//*Astrophys. J.* 1982. V. 261. P. 251.
139. Berezhinsky V. S.//³⁵⁶. — P. 75.
140. Bonnet-Bidard J.-M., Chardin G.//*Phys. Rep.* 1988. V. 170 P. 32.
- [141] Авакян В. В., Авуджанян А. Т., Агаджанян С. А. и др./*Вопросы атомной науки и техники.* 1987. Вып. 2(33). С. 12.
 Никольский С. И., Синицына В. С./*Ibidem.* С. 30.
 Bailon P., Fontaine G., Ghesquiere C. et al./*THEMISTOCLE: A Physics Experiment with High Energy Cosmic Gamma-Rays.* — October 1987.
 Campbell M. K., Kronin J. W., Gibbs K. G. et al./*A Proposal for a Large Array at Fly's Eye II.* — Chicago, 1987.
 Gibbs K. G./*The Chicago Air Shower Array (CASA); Workshop on Non-Accelerator Particle Physica.* — New York, 1987.
142. Lamb R. C., Weeks T. C.//*Science.* 1987. V. 238. P. 1528.
143. Dogiel V. A., Kostin A. P., Kurnosova L. V. et al./^{7e}. — 1987. — V. 2. P. 356.
 Dogiel V. A., Fradkin M. A., Kurnosova L. V. et al./*Space Sci. Rev.* 1988. V. 49. P. 215.
144. Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов /Под ред. В. Н. Цытовича, И. Н. Ойргеля. — М.: Наука, 1987.
145. а) Березинский В. С., Кудрявцев В. А./*Письма Астрон. ж.* 1988. Т. 14. С. 873.
 б) Урысон А. В./*Кр. сообщ. ФИАН СССР.* 1988. Т. 10. С. 56.
146. Мазец Е. П. и др./*Письма Астрон. ж.* 1978. Т. 4. С. 349.
 Higdon J., Lingenfelter R./*High Energy Transient in Astrophysics: Proc. of AIP Conf. No. 115/Ed. by S. Woosley.* — New York, 1984. — P. 568.
147. Mazets E. P. et al./*Nature.* 1981. V. 290. P. 378.
148. а) Митрофанов И. Г., Позаненко А. С./*ЖЭТФ.* 1987. Т. 93. С. 1951.
 б) Митрофанов И. Г./*Физика нейтронных звезд: Пульсары и барстеры.* — Л., 1988. — С. 70.
149. Rubenheimer B. C., de Jager O. C., Nel A. R. et al./*Astron. and Astrophys.* 1988. V. 193. P. LII.
150. Nuclear Spectroscopy in Astrophysics: Proc. of AIP Conf./*Ed. by N. Gherels, G. Share.* — New York, 1988.
- [151] Mirkamami T., Fujii M., Nayashida K. et al./*Nature.* 1988. V. 335. P. 234.
152. Мазец Е. П., Голенецкий С. В., Ильинский В. Н. и др./*Письма Астрон. ж.* 1979. Т. 7. С. 307.
153. Усов В. В./*Ibidem.* 1988. Т. 14. С. 606.
154. Fomin Yu. A., Kamukov N. N., Khrenov B. A. et al./^{7e}. — 1987. — V. 1. P. 397.
155. Cassiday G. L., Cooper R., Dawson B. R. et al./*Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 62. P. 383.
156. Schwarzschild B. R./*Phys. Today.* November 1988. P. 17.