

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**Физический
институт
имени
П.Н.Лебедева**

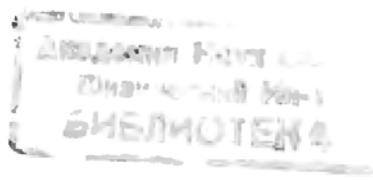
Ф И А Н

ПРЕПРИНТ

3

Коллаборация ГАММА - 400
(ФИАН, МИФИ, НИИЯФ МГУ, ЦСКБ)

**КОСМИЧЕСКОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ
ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ И ПРОЕКТ
ГАММА-ТЕЛЕСКОПА ГАММА-400**



Москва 1995

КОСМИЧЕСКОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ И ПРОЕКТ ГАММА-ТЕЛЕСКОПА ГАММА-400

В работе дается краткий обзор современного состояния исследований космического гамма-излучения высоких энергий. Приведены некоторые экспериментальные результаты о виде спектра диффузного гамма-излучения в области энергий 0,1-30 ГэВ, об энергетических спектрах различных дискретных источников и обсуждается вопрос о возможности экспериментальной проверки теоретических предположений о существовании гамма-излучения Галактики, формируемого гипотетическими суперсимметричными частицами ("нейтралино"). Приведено описание установки ГАММА-400 для регистрации гамма-квантов высокой энергии на борту спутника.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение космического гамма-излучения в настоящее время занимает в астрофизике важное место и развивается в целом ряде направлений (диффузное гамма-излучение, излучение дискретных источников, гамма-линии, гамма-всплески). Исследование космического гамма-излучения в области энергий до 1 ТэВ возможно лишь с использованием спутников или высотных аэростатов при помощи весьма тяжелой и сложной аппаратуры и ведется эпизодически. В результате почти десять лет (с 1982 г. по 1990 г.) измерения практически вообще не велись: после выключения спутника COS-B и вплоть до запуска в июле 1990 г. станции ГАММА и феврале 1991 г. гамма-обсерватории GRO (Compton Gamma-Ray Observatory). Находящийся на GRO прибор EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) рассчитан на регистрацию гамма-квантов с энергией до 30 ГэВ.

При энергии $E_\gamma > 1$ ТэВ сведения о космических гамма-лучах могут быть получены при наблюдениях черенковского свечения ливней в атмосфере, а затем (при еще больших энергиях) из данных о ШАЛ (широких атмосферных ливнях). Интервал же $30 \text{ ГэВ} < E_\gamma < 1 \text{ ТэВ}$ остается совершенно неизученным. Для исследования гамма-излучения в этом интервале энергий предлагается несколько проектов [1, 2, 10, 80], одним из которых является гамма-телескоп ГАММА-400 [1]. В настоящей статье (разделы 3, 4) будут приведены сведения о приборе ГАММА-400 и его возможностях. До этого (в разделе 1) мы остановимся на сопоставлении экспериментальных данных наблюдений космических гамма-лучей высокой энергии и (в разделе 2) - на проблеме

генерации гамма-излучения при взаимодействии частиц темной материи.

Поясним, почему важны планируемые измерения. Во-первых, определение спектра излучения всегда является одной из основных задач астрофизики в любом диапазоне длин волн. В данном случае мы имеем дело с энергиями, характерными для космических лучей, и знание гамма-спектра в этом диапазоне существенно для решения целого ряда задач в проблеме космических лучей [3, 4]. Во-вторых, спектр космического гамма-излучения в интервале $1 \text{ ГэВ} < E_\gamma < 1 \text{ ТэВ}$ оказался связанным с проблемой темной материи.

В настоящее время надежно установлено, что 90% (или даже несколько больше) всей материи во Вселенной не светится и, как принято говорить, образует темную материю - Dark Matter (впрочем, применяется иногда и термин скрытая масса) [5, 6]. Из чего состоит темная материя? Этот вопрос открыт и представляет собой одну из наиболее важных проблем современной физики и астрономии. По последним предположениям [7] на барионы приходится лишь несколько процентов темной материи, примерно на 30% она состоит из нейтрино (вероятно, n_ν) и на 70% из нейтралино. Нейтралино это частицы, именуемые также WIMP (WIMP - Weakly Interacting Massive Particles), еще не обнаружены. Согласно данным, приведенным в [5], масса нейтралино $m_\chi > 45 \text{ ГэВ}$. Один из методов детектирования нейтралино - наблюдение продуктов их аннигиляции. В результате этого процесса должны появляться различные заряженные частицы (в том числе антипротоны), а также гамма-кванты. Анализ процесса аннигиляции нейтралино - не простая задача, ей посвящено много работ (см., например, [8, 9]). Особенno большой интерес представляет процесс $\chi + \chi \rightarrow \gamma + \gamma$, т.е. аннигиляция с образованием двух фотонов. Очевидно, энергия последних равна m_χ . К сожалению, в отношении вероятности этого процесса приводятся различные данные [8-10], да и параметры нейтралино (в том числе их масса) остаются неопределенными. Ниже (в разделе 2) будет приведена оценка интенсивности гамма-линий от аннигиляции нейтралино согласно [9]. Приведенную оценку, однако, следует рассматривать в качестве предварительной, в частности, потому, что она основана на расчетах фона, а не на его измерениях. Такие измерения как раз и могут и должны быть произведены на ГАММА-400. Кроме того, оценка [9] дает наименьшее значение интенсивности, и она не бесспорна.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О КОСМИЧЕСКОМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИИ

Гамма-излучение является продолжением спектра волнового электромагнитного излучения в область высоких энергий и, таким образом, гамма-астрономия расширяет исследования, проводимые методами оптической и рентгеновской астрономии. Несколько условно за нижнюю границу гамма-излучения можно принять энергию $E_\gamma \approx 0,1 \text{ МэВ}$.

Трудности регистрации гамма-квантов помимо необходимости проводить измерения вне атмосферы Земли связаны с малостью их потока относительно заряженных частиц. Так, например, поток гамма-квантов с энергией больше 30 МэВ составляет всего лишь десятитысячную долю от потока протонов первичных космических лучей таких энергий. Тем не менее проведен ряд успешных измерений гамма-лучей на спутниках Земли.

Для регистрации гамма-излучения используются устройства, анализирующие вторичные заряженные частицы, образованные в конверторе первичными гамма-квантами. Для выделения гамма-квантов на фоне большого потока заряженных частиц конверторы и детекторы продуктов конверсии (электронов и позитронов) обычно окружают сцинтилляционным экраном, в котором заряженные частицы создают сигналы, подаваемые на схему антисовпадений. В качестве детекторов продуктов конверсии используются как сцинтилляционные и черенковские счетчики, так и различные типы (модификации) искровых камер (в том числе проволочные искровые, дрейфовые и др.) В качестве примера на Рис.1 показан прибор для регистрации гамма-излучения, размещенный на спутнике COS-B. При помощи этого прибора, а также работавшего ранее SAS-2 удалось получить целый ряд интересных сведений о гамма-излучении в диапазоне энергий до 1-3 ГэВ. Эффективная площадь прибора, экспонировавшегося на спутнике SAS-2, составляла 640 см^2 , а у прибора на спутнике COS-B - 500 см^2 . Время жизни спутников SAS-2 и COS-B составляло семь месяцев и семь лет соответственно. Прибор ГАММА-1 (Рис.2), размещенный на станции ГАММА, обладал большей площадью, равной 1400 см^2 . Время его жизни составило около одного года.

Ниже мы остановимся также на результатах, полученных при помощи прибора EGRET, размещенного на борту космической обсерватории GRO. Схема прибора показана на Рис.3. Максимальная эффективная площадь составляет 2000 см^2 (для гамма-квантов с $E_\gamma > 200 \text{ МэВ}$). Максимальный эффективный геометрический фактор (светосила) составляет $1000 \text{ м}^2\text{ср}$. Помимо светосилы (геометрического фактора), определяющей число отсчетов прибора при данной величине потока, важной характеристикой приборов является угловое разрешение. Для приборов, экспонированных на SAS-2, COS-B, и для EGRET оно составляло примерно $2,5^\circ$, $2,5^\circ$ и $1,6^\circ$, соответственно. Установки, обладающие хорошим угловым разрешением, позволяют выделять дискретные источники гамма-излучения и изучать зависимость диффузного гамма-излучения от направления.

1.1. ДИФФУЗНОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ

В отличие от диффузного рентгеновского излучения (в интервале 2-10 кэВ), которое является квазизотропным, диффузное гамма-излучение сосредоточено главным образом в галактическом диске. Такой характер пространственного распределения указывает

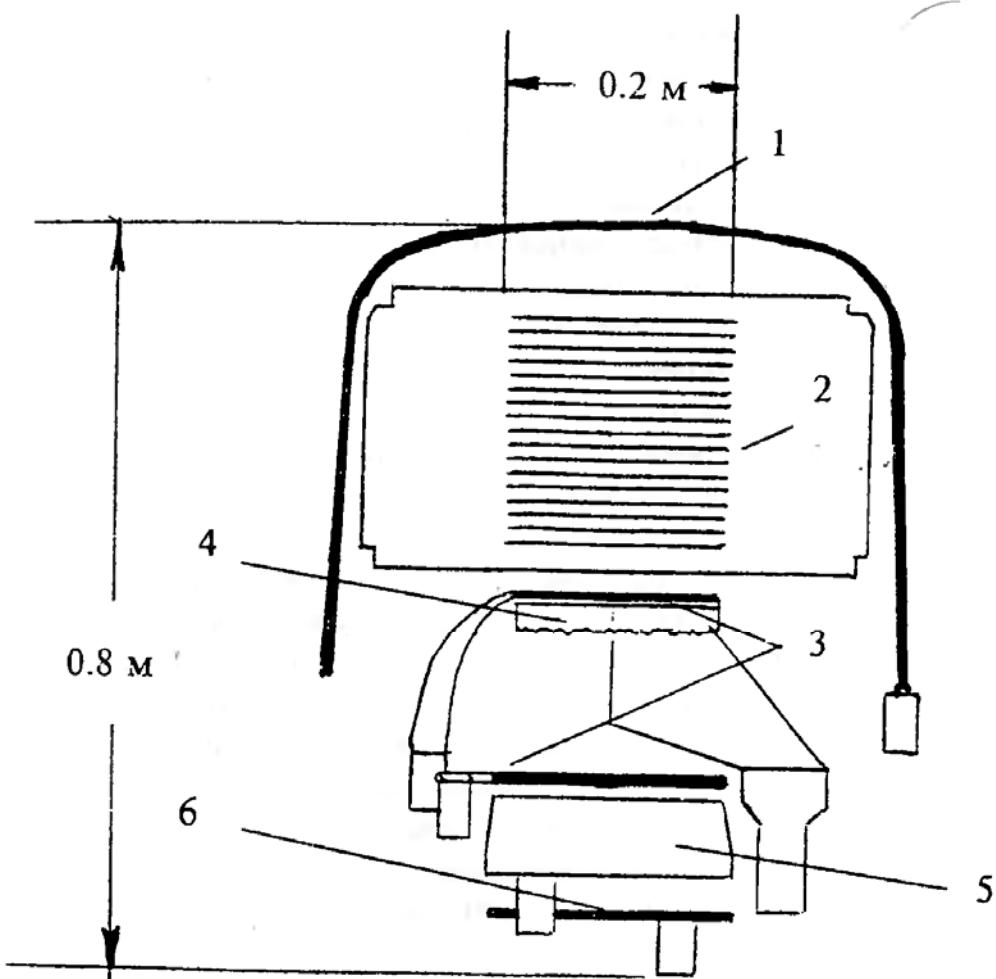


Рис.1. Схема гамма-телескопа COS-B.

1 - антисовпадательный экран; 2 - проволочные искровые камеры; 3 - сцинтилляторы времяпролетной системы;
 4 - черенковский детектор; 5 - калориметр;
 6 - сцинтиллятор ограничения энергии.

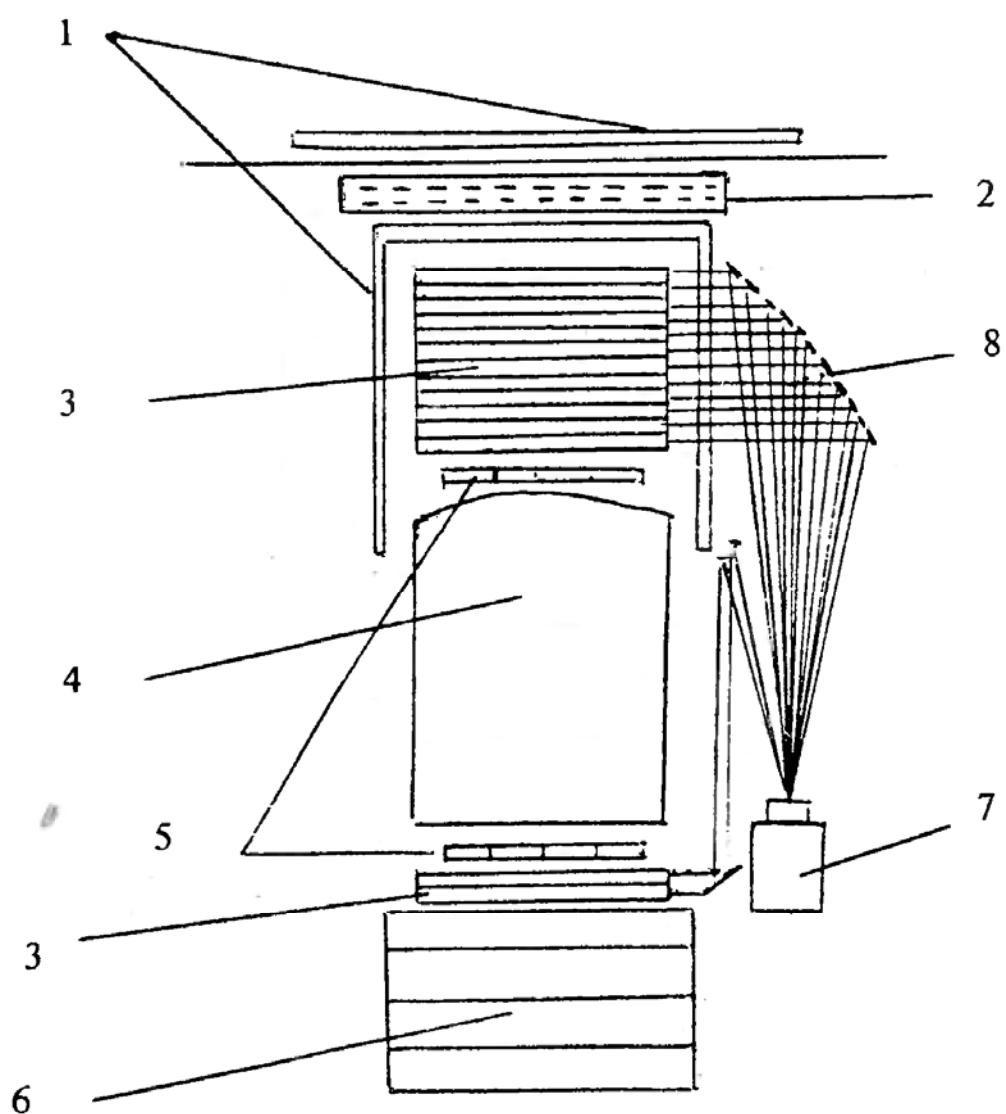


Рис.2. Схема гамма-телескопа ГАММА-1.

1 - антисовпадательная система; 2 - кодирующая апертура; 3 - оптические искровые камеры; 4 - газовый черенковский счетчик; 5 - сцинтилляторы времяпролетной системы; 6 - калориметр для измерения энергии; 7 - видикон; 8 - система зеркал.

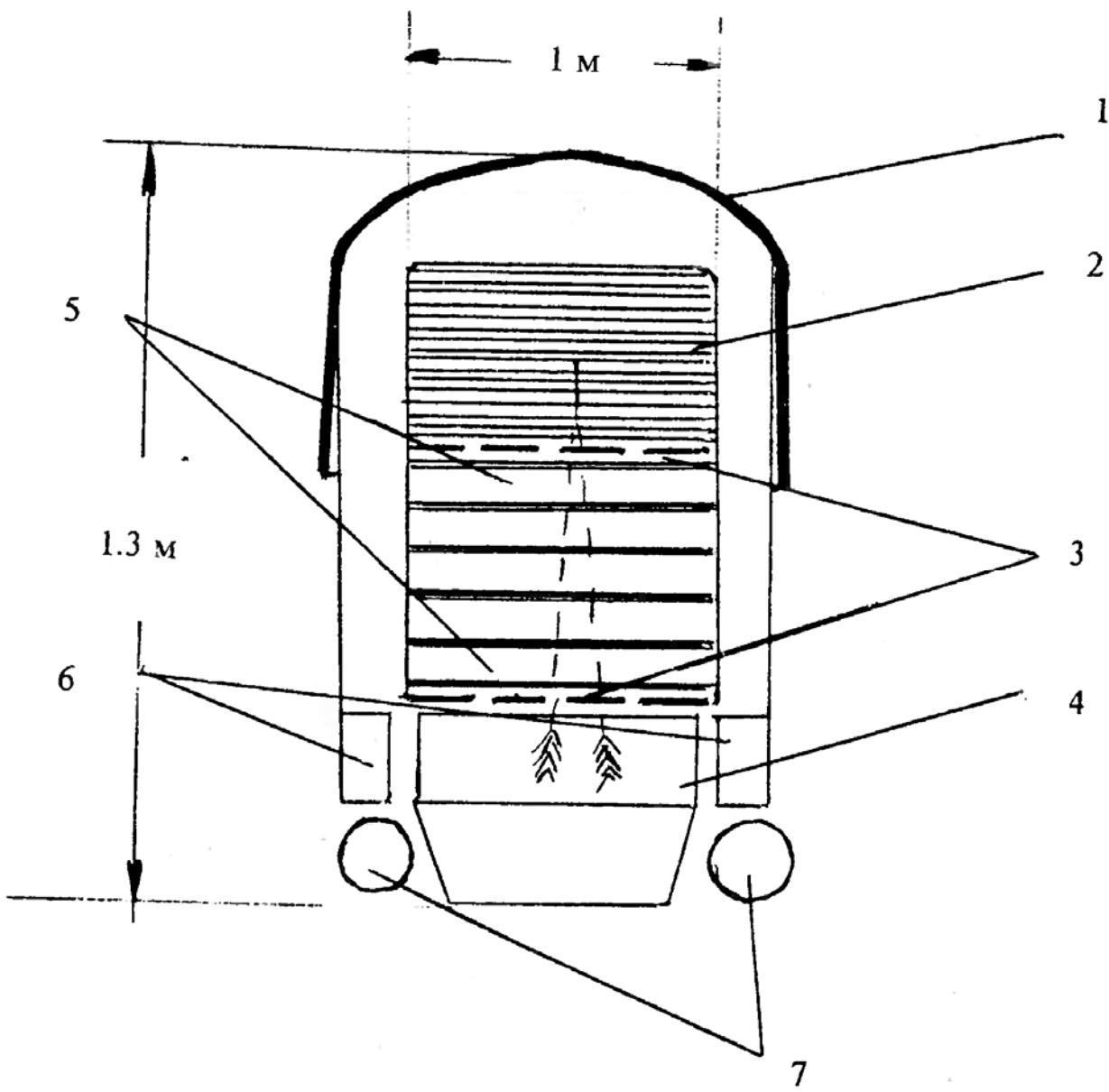


Рис.3. Схематическое изображение гамма-телескопа EGRET.

1 - антисовпадательная система; 2 - проволочные искровые камеры; 3 - сцинтилляторы времязадержкой системы; 4 - калориметр (CsJ); 5 - широкозазорные искровые камеры; 6 - блоки электроники; 7 - система очистки газа искровых камер.

на галактическое происхождение основной части космического гамма-излучения.

Наблюдаемое пространственное распределение гамма-излучения (концентрация в галактическом диске) находит естественное объяснение в рамках представлений о его галактической природе и о механизмах генерации гамма-квантов в Галактике. При энергиях гамма-квантов ниже 100 МэВ основной вклад в гамма-излучение дает тормозное излучение релятивистских электронов, входящих в состав космических лучей, тогда как при энергиях больше 300 МэВ доминирующую роль играют гамма-кванты от распада π^0 - мезонов, рождающихся при взаимодействии протонов и ядер космических лучей с межзвездным веществом. В обоих случаях для образования гамма-квантов необходимо наличие межзвездного газа и, таким образом, интенсивность диффузного гамма-излучения зависит от распределения межзвездного вещества в Галактике. Это вещество сосредоточено в области, примыкающей к экваториальной плоскости Галактики, причем его плотность в центральной части больше, чем на периферии Галактики, а космические лучи заполняют галактическое гало более или менее равномерно. В этих условиях интенсивность галактического гамма-излучения больше в области, близкой к галактическому диску, и растет в направлении на центр Галактики. В результате максимальная интенсивность излучения наблюдается в направлении галактического центра, меньшее значение интенсивности наблюдается в противоположном направлении (на антицентр). Основные механизмы образования гамма-излучения, связанные с взаимодействием космических лучей с веществом Галактики подробно описаны в [4] и мы приводим здесь лишь итоговые формулы.

При рассеянии релятивистских электронов космических лучей на ядрах или протонах межзвездного газа возникает тормозное гамма-излучение. Его интенсивность в случае неионизованного межзвездного газа ($\sim 90\%$ H и $\sim 10\%$ He) приблизительно может быть выражена соотношением

$$J_\gamma(E_\gamma) = 1,5 \cdot 10^{-2} M(L) J_e(>E_\gamma)/E_\gamma , \quad (1)$$

где $J_e(>E_\gamma) = \int_{E_\gamma}^{\infty} J_e(E) dE$ - число электронов космических лучей с энергией больше E_γ , $M(L) = MN(L)$, $N(L) = \int_0^L n(r) dr$ - число атомов на

луче зрения (L - характерный размер области вдоль луча зрения), M - среднее значение массы атома (в нашем случае $M=2 \cdot 10^{-24}$ г).

В частности, в случае степенного вида спектра электронов $J_e(E) = AE^{-k}$ соответствующий спектр тормозных гамма-квантов будет иметь вид

$$J_\gamma(E_\gamma) = \{A/(k-1)\} E_\gamma^{-k}. \quad (2)$$

Следовательно, спектр тормозного излучения подчиняется степенному закону с тем же показателем спектра, что спектр электронов.

В случае генерации галактического гамма-излучения протонами и ядрами космических лучей в объеме пространства с характерным размером L , заполненном газом с концентрацией n_H , интенсивность гамма-излучения оказывается равной

$$J_\gamma(E_\gamma) = n_H L J_{\text{кл}}(E_0), \quad (3)$$

где $J_{\text{кл}}(E_0)$ - энергетический спектр протонов космических лучей и предполагается, что $E_\gamma \sim E_0$.

Как указывалось выше, процесс генерации гамма-квантов протонами космических лучей можно считать превалирующим в области энергий гамма-квантов с $E_\gamma > 300$ МэВ. В соответствии с (3), в этом случае энергетический спектр гамма-излучения будет подобен энергетическому спектру протонов.

Укажем еще на один механизм генерации гамма-излучения - так называемый обратный комптон-эффект. В этом случае образование гамма-квантов не связано с взаимодействием космических лучей с межзвездным газом, а обусловлено рассеянием релятивистских электронов на мягких фотонах - оптических, инфракрасных, реликтовых. Отметим, что в отличии от других механизмов генерации гамма-излучения обратный комптон-эффект приводит к образованию гамма-квантов во всем объеме Галактики, а не только в галактическом диске. Это связано с тем, что плотность фотонов в Галактике падает по мере удаления от галактической плоскости гораздо медленнее, чем плотность вещества. В случае, если энергетический спектр электронов описывается степенной функцией $J_e(E) = AE^{-k}$, энергетический спектр гамма-излучения, возникающего в результате обратного комптоновского рассеяния, имеет вид

$$J_\gamma(E_\gamma) \sim E_\gamma^{-(k+1)/2}. \quad (4)$$

Измерения, выполненные приборами для регистрации гамма-излучения на спутнике SAS-2 (1972 г.) и на спутнике COS-B (1975-1982 гг.), дали следующие результаты для спектра диффузного гамма-излучения.

Дифференциальный спектр диффузного излучения в области энергий от нескольких сот кэВ до 1-3 ГэВ может быть представлен в виде

$$J(E) = 5,26 \cdot 10^{-3} E^{-1,91} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{рад}^{-1} \text{МэВ}^{-1} \quad (5)$$

для направления на галактический центр и

$$J(E) = 9,14 \cdot 10^{-4} E^{-1,88} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{рад}^{-1} \text{МэВ}^{-1} \quad (6)$$

для направления на антицентр (в области галактических широт $\pm 10^\circ$) [11]. Соответствующий этим выражениям спектр и экспериментальные точки показаны на Рис.4. Поскольку энергетический спектр гамма-квантов, рождаемых протонами космических лучей, подобен спектру протонов (см. соотношение (3)), а последний имеет вид $E^{-2,7}$, то можно ожидать, что при энергиях гамма-квантов $E_\gamma > 10^3$ МэВ экспериментальный гамма-спектр будет становиться более крутым.

Измерения, выполненные прибором EGRET, позволили продвинуться в область более высоких энергий вплоть до ~ 30 ГэВ. Результаты измерений установкой EGRET [12] диффузного гамма-излучения в направлении на галактический центр (в области галактических долгот $-10^\circ < l < 10^\circ$ и широт $-50^\circ < b < 50^\circ$) показаны на Рис.5, где также приведены расчетные спектры гамма-излучения, образуемого при тормозном излучении электронов (1), при рассеянии на фотонах малой энергии (2) и при взаимодействии протонов космических лучей с межзвездным веществом (3); пунктиром (4) показан суммарный расчетный спектр диффузного гамма-излучения. Следует подчеркнуть, что данные EGRET получены для достаточно широкого интервала энергий (примерно от 50 МэВ до 30 ГэВ) получены одним и тем же прибором, что существенно повышает их достоверность. Как можно видеть из сопоставления Рис.4 и Рис.5, в перекрывающейся области энергий результаты измерений спектра приборами EGRET и COS-B хорошо согласуются между собой, а при энергиях выше нескольких ГэВ происходит изменение (укручение) спектра гамма-излучения. Если пытаться, как обычно это делается, представить спектр в виде степенной функции E^{-k} , то в интервале энергий от 0,1 МэВ до 100 МэВ $k \sim 1,9$, а при энергиях выше нескольких ГэВ значение k лежит в интервале 2,19 - 2,64.

Диапазон энергий от 30 ГэВ до 1000 ГэВ остается все еще не обследованным. Что касается области энергий выше 1000 ГэВ, то прямые измерения потоков гамма-квантов затруднены (требуются приборы очень большой светосилы), но разработаны косвенные методы регистрации квантов очень высокой энергии при наземных наблюдениях широких атмосферных ливней (ШАЛ).

В основе метода ШАЛ лежит то обстоятельство, что падающие на земную атмосферу частицы высоких энергий (заряженные - протоны и электроны, или незаряженные - нейтроны и гамма-кванты) при взаимодействии с веществом атмосферы в результате каскадного процесса размножения создают множество частиц (ливень), полное число которых пропорционально энергии первичной частицы. Возможность использования этого метода для исследования гамма-излучения определяется тем, насколько эффективно можно в эксперименте отделить ШАЛ, созданные незаряженными фотонами, от ШАЛ, генерированных протонами, нейтронами, ядрами и электронами. Поскольку поток гамма-квантов

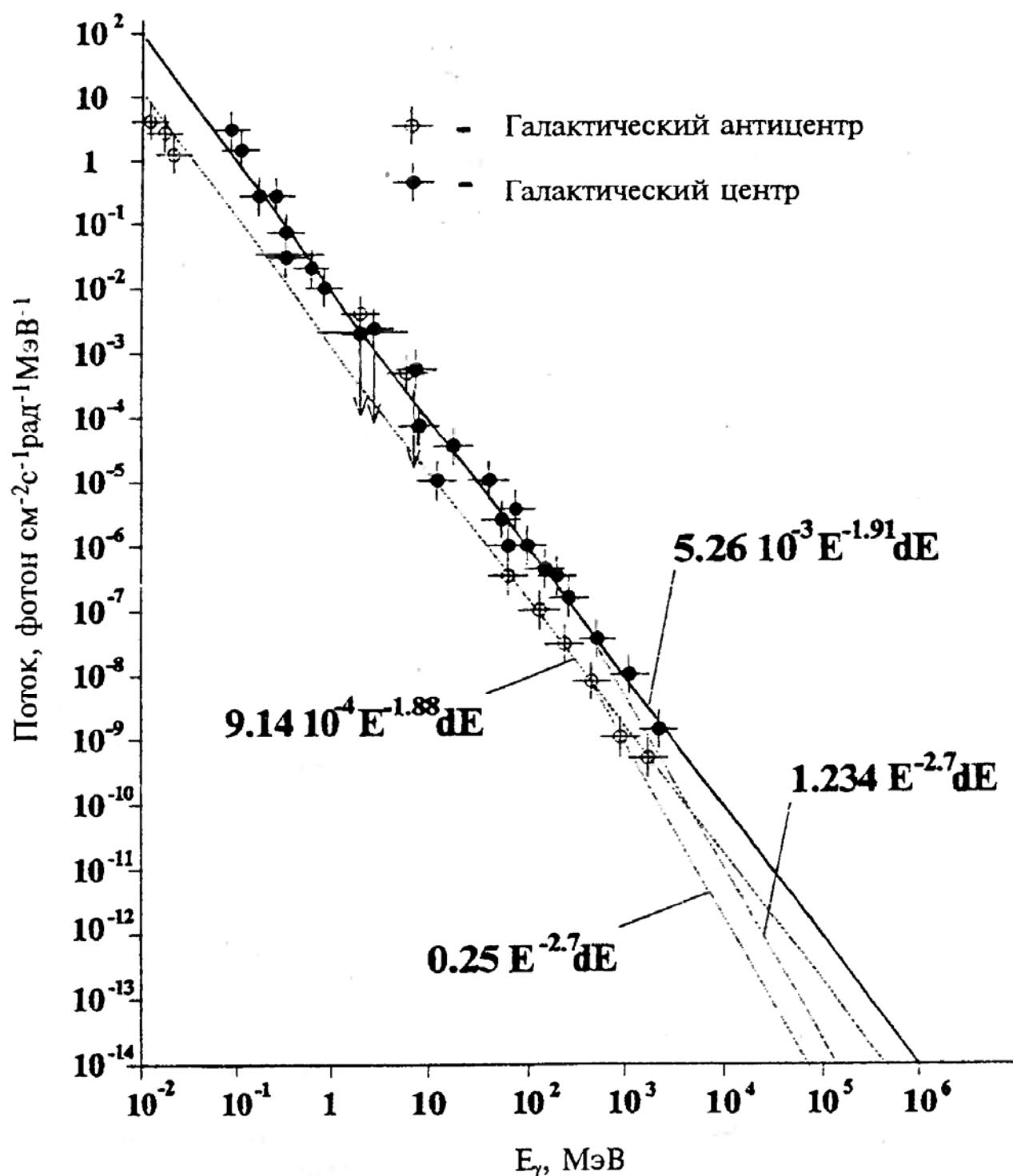


Рис.4. Энергетические спектры гамма-излучения по данным SAS-2 и COS-B.

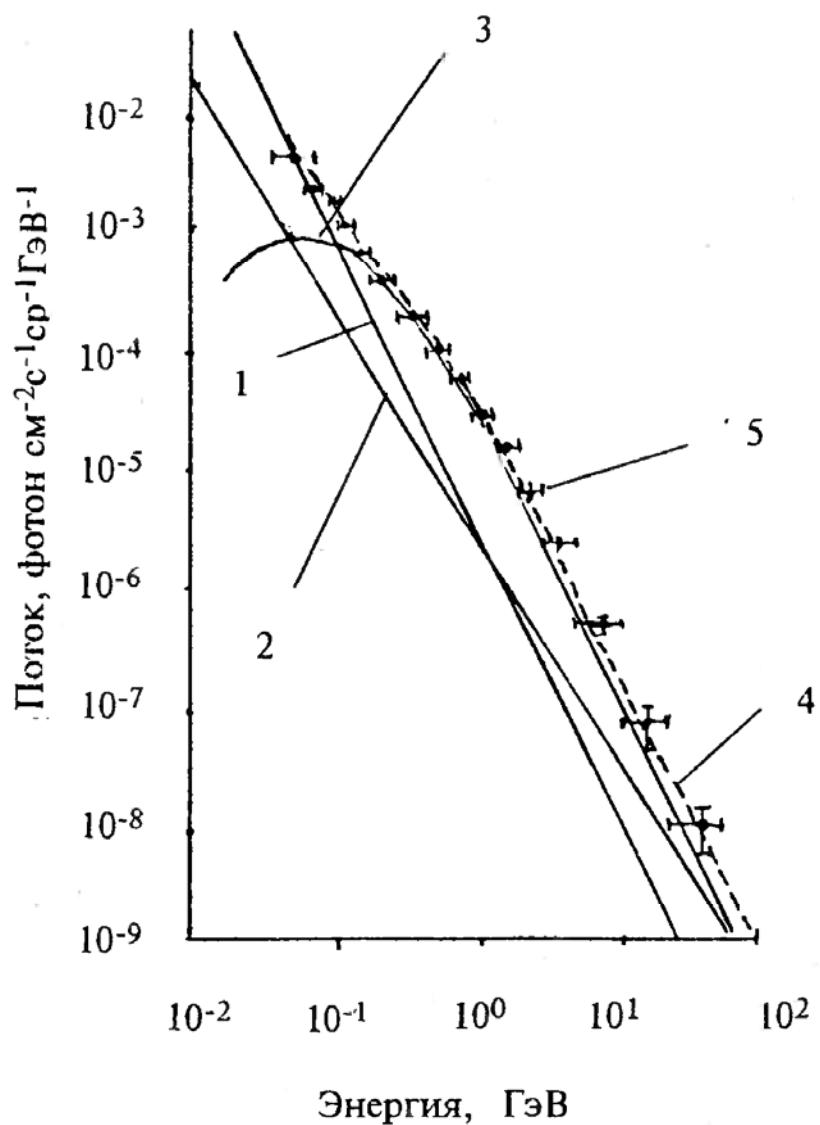


Рис.5. Энергетический спектр диффузного гаммаизлучения по данным прибора EGRET.

- 1 - тормозное излучение электронов (расчет);
- 2 - рассеяние на фотонах малых энергий (расчет);
- 3 - взаимодействие протонов с межзвездным газом (расчет);
- 4 - суммарный спектр (расчет);
- 5 - экспериментальные данные EGRET.

примерно на 4-5 порядков меньше потока протонов, то эффективность сепарации ливней, созданных заряженными частицами, должна достигать 0,9999. При проведении исследований в области энергий выше 10 - 100 ТэВ обычно определяют полное число частиц в ливне на уровне наблюдения и, зная характеристики ШАЛ, определяют энергию первичной частицы. Для выделения ШАЛ, связанных с гамма-квантами, предлагается использовать различие в составе частиц ливней, созданных протонами (нейтронами), и ливней, созданных гамма-квантами (электронами). В первой группе ливней (протонных) среди образующихся при взаимодействии частиц будут присутствовать адроны, в том числе короткоживущие заряженные π -мезоны, которые при распаде дадут проникающие μ -мезоны (мюоны). В ливнях, образуемых гамма-квантами (и электронами), адроны и мюоны практически будут отсутствовать. Современная техника регистрации ШАЛ позволяет измерять число мюонов в ливне. Предполагается, что если отбирать ливни, обедненные мюонами и адронами, то можно достаточно хорошо выделить первичные гамма-кванты. С нашей точки зрения, достоверность результатов, получаемых при такой процедуре, мала. Во-первых, известно, что при развитии ливня имеют место сильные флуктуации: не исключена возможность, что среди 10000 ливней в одном из них число мюонов будет мало, и такой ливень имитирует чисто электромагнитный каскад (гамма-квант или электрон). Во-вторых, ШАЛ, созданный первичным гамма-квантом, почти не отличается от ШАЛ, созданного первичным электроном; хотя в этой области энергий нет экспериментальных данных о потоке электронов, можно ожидать, что он составляет более 10^{-4} потока протонов, т.е. больше или примерно такой же, как и ожидаемый поток гамма-квантов.

В области энергий ниже 10 ТэВ мощность ШАЛ недостаточна, чтобы фиксировать их по числу электронов на поверхности Земли. В этом диапазоне регистрация ШАЛ осуществляется обычно путем измерения черенковского излучения, создаваемого заряженными частицами в земной атмосфере. Не останавливаясь сколько-нибудь подробно на этой методике, отметим, что она получила достаточно широкое распространение, особенно для изучения дискретных гамма-источников [13]. Однако сделанные выше замечания о трудностях идентификации ШАЛ, инициированных гамма-квантами, остаются в силе и в этом случае. Таким образом, выделить ШАЛ, созданный гамма-квантом, из множества ШАЛ, генерированных заряженными частицами, вряд ли возможно без каких-либо дополнительных сведений, и поэтому к данным о потоке диффузного гамма-излучения при энергиях выше нескольких сот ГэВ следует относиться с большой осторожностью.

Результаты измерений при энергиях больших 100 ГэВ, опубликованные к настоящему времени, показаны на Рис.6. В большинстве работ, связанных с попытками определить поток диффузного гамма-излучения, получены только верхние пределы. Это относится прежде всего к публикациям [14-21], авторы которых проводили отбор ШАЛ, обедненных мюонами (а в

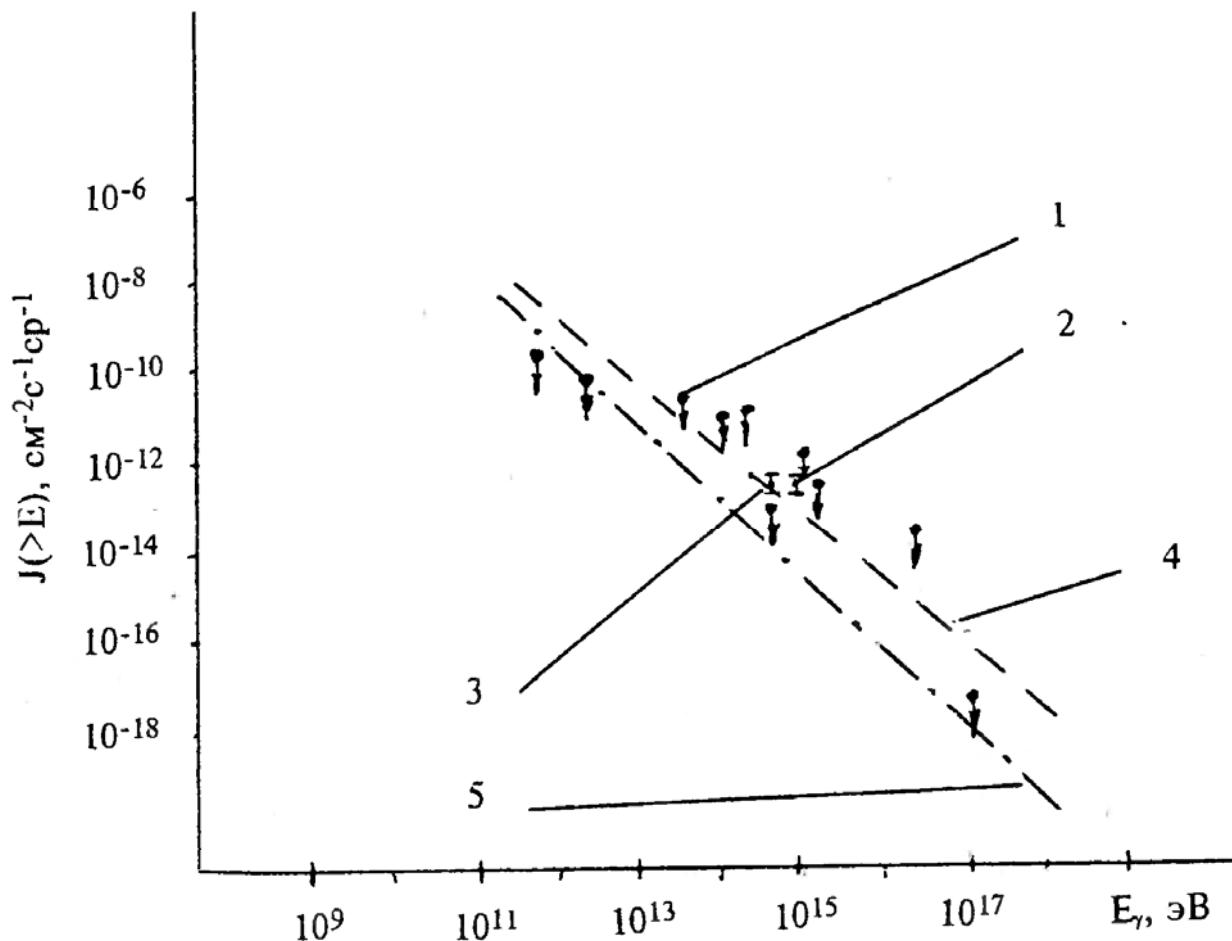


Рис.6. Энергетический спектр диффузного гаммаизлучения в области очень высоких энергий.

1 - данные различных авторов, приведенные в работе [25];
 2 - данные работы [26]; 3 - данные работ [23-24];
 4 и 5 - экстраполяция спектра с показателями $k=2,44$ и
 $k=2,7$, соответственно (отнормированы к данным EGRET).

некоторых работах также и адронами). Только в работе [23, 24], выполненной по той же методике, авторы дают определенное значение для потока гамма-квантов с энергией $E_\gamma > 400$ ТэВ:

$$J_\gamma(E_\gamma > 400 \text{ ТэВ}) = (3,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}.$$

Можно отметить, что в этой работе из полного числа 75000 зарегистрированных ШАЛ использованы 2445 событий, из которых было отобрано по критерию “безмюонных” и “безадронных” всего 8 ливней, причем оказалось, что направления прихода этих ливней лежат преимущественно в области высоких галактических широт: 5 ливней пришли из направления на галактический полюс, а остальные с широт выше 30° . Такое пространственное распределение этих событий едва ли возможно согласовать с общепринятой точкой зрения на природу диффузного гамма-излучения, согласно которой гамма-лучи представляют собой продукт взаимодействия космических лучей с межзвездным веществом в Галактике: в этом случае следует ожидать концентрации гамма-излучения к плоскости Галактики, где существенно выше плотность вещества и, соответственно, больше число взаимодействий.

В работах [25, 26] для оценки потока первичных гамма-квантов используются измерения, проведенные с помощью рентгенэмиссионных камер (РЭК). В [25] проводится сопоставление данных, полученных в РЭК, экспонированных на различных глубинах в атмосфере (от 100 до 700 г/см²), с результатами расчета (по методу Монте-Карло) при разных предположениях об отношении потока первичных гамма-квантов к потоку протонов; таким способом авторы находят наиболее вероятную величину этого отношения и верхнее значение потока гамма-квантов в интервале энергий 5 - 10000 ТэВ, показанное на Рис.6.

Авторы работы [26] предприняли попытку определить поток первичных гамма-квантов с энергией $E_\gamma > 1000$ ТэВ, используя материалы регистрации космических лучей с помощью РЭК, экспонировавшихся на высоте 4400 м (эксперимент “Памир”). Проведя моделирование (методом Монте-Карло) развития в атмосфере каскадов, инициируемых первичными гамма-квантами и заряженными частицами, они нашли, что эффективность регистрации в РЭК определенного класса событий (семейств гамма-квантов с заданными характеристиками) в случае генерации их гамма-квантами якобы в 10^3 - 10^4 раз выше, чем в случае генерации протонами. На основе этого расчета (розыгрыша) они оценили поток “диффузного” гамма-излучения с $E_\gamma > 1000$ ТэВ как

$$J(E_\gamma > 1000 \text{ ТэВ}) = (4,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}$$

(точка 3 на Рис.6) и дали для интервала энергий 300-1000 ТэВ показатель энергетического спектра равный $2,1 \pm 0,3$. Не имея возможности детально проанализировать методы, использованные в [25] и [26], отметим, что при проведении расчетов (методом Монте-

Карло) применяется та или иная модель взаимодействия, что вносит элемент неопределенности; кроме того, сделанные выше замечания о роли флюктуаций и о вкладе событий, связанных с первичными электронами (в работах [25] и [26] роль электронов не обсуждается) остаются справедливыми.

Для сопоставления со спектром диффузного гамма-излучения в области меньших энергий (до 30 ГэВ) на Рис.6 показана экстраполяция результатов, полученных с помощью гамма-телескопа EGRET: для случая, если показатель спектра совпадает с показателем для протонов космических лучей $k=2,44$ (линия 4), и для случая $k=2,7$ (линия 5), что соответствует данным EGRET для интервала энергий 3 - 30 ГэВ. Видно, что имеющиеся экспериментальные значения достаточно сильно отличаются от них.

Совокупность опубликованных данных в силу недостаточной определенности измеренных потоков не позволяет в настоящее время не только судить о характере спектра гамма-излучения, но и вообще говорить о самом факте регистрации диффузного гамма-излучения в области энергий выше ТэВ. Только проведение прямых измерений гамма-излучения при энергиях от 30 до 1000 ГэВ и выше позволит получить достоверную информацию о спектре диффузного гамма-излучения в этом интервале энергий и после сопоставления результатов измерений методикой ШАЛ с прямыми измерения появится возможность продвинуться в область более высоких энергий.

1.2. ДИСКРЕТНЫЕ ГАММА-ИСТОЧНИКИ

В предыдущем разделе обсуждался вопрос о диффузном гамма-излучении, которое характеризуется плавной зависимостью интенсивности от галактических координат и достаточно хорошо коррелирует с распределением плотности межзвездного вещества в Галактике. Однако наблюдения [27-29] показали, что имеются небольшие участки неба, из которых приходит гамма-излучение, отличающееся по интенсивности и (или) временными характеристикам от излучения близких соседних областей. Такие объекты получили название дискретных источников и, т.к. их угловые размеры, как правило, меньше разрешающей способности гамма-телескопа, ихнередко называют также точечными.

В результате наблюдений на спутнике COS-B был составлен каталог дискретных источников [29], включивший 25 объектов, из которых только 4 были идентифицированы с астрофизическими объектами, наблюдавшимися в других энергетических интервалах: это галактические гамма-источники 2CG184-05 (пульсар PSR 0531+21 в Крабовидной туманности), 2CG263-02 (пульсар PSR 0833-45, именуемый Вела), 2CG353+16 (молекулярное облако в созвездии Змееносца, pOph) и внегалактический источник 2CG289+64 (квазар 3C273). Остальные гамма-источники не были идентифицированы, возможно, по той причине, что они слишком слабые, и соответствующие им астрофизические объекты также плохо наблюдаются в других спектральных интервалах.

Для указанных четырех гамма-источников, а также для гамма-источника 2CG195+04 (обнаруженного в созвездии Близнецов на спутнике SAS-2 и названного Геминга), по данным измерений на COS-B удалось построить энергетические спектры. В излучении источников 2CG184-05 и 2CG263-02 была выделена периодическая компонента, что помогло идентифицировать их с известными пульсарами. В то же время в измерениях COS-B не наблюдалось гамма-излучения от рентгеновского источника CygX-3 (Лебедь X-3), зарегистрированное в наблюдениях SAS-2. Обзор результатов, полученных при измерениях на SAS-2 и COS-B в интервале энергий от 70 МэВ до нескольких ГэВ, приводится в [1, 3, 30].

После окончания в 1982 году работы гамма-телескопа COS-B гамма-астрономические наблюдения в этом интервале энергий в течение девяти лет практически не проводились. В июле 1990 года в СССР был выведен на орбиту гамма-телескоп ГАММА-1, а в феврале 1991 г. в США гамма-телескоп EGRET. Гамма-телескоп ГАММА-1 функционировал до марта 1992 г. и, хотя вследствие аварии в системе питания координатных искровых камер угловые измерения с этим прибором не проводились, он позволил осуществлять исследование переменных гамма-источников. Так, помимо регистрации солнечных гамма-вспышек высокой энергии [31], удалось измерить пульсирующее излучение источников 2CG263-02 (Вела), 2CG184-05 (Краб), а из сопоставления с измерениями прошлых лет получить сведения о временной эволюции этих гамма-источников [32, 32a]. Анализ наблюдений в области рентгеновского источника Геркулес (Her X-1) впервые дал возможность зарегистрировать пульсирующее гамма-излучение этого объекта (с периодом $p=1,2377513$ с, близким к периоду рентгеновского пульсара) в интервале энергий 50 МэВ - 5 ГэВ [33].

Ряд новых сведений о дискретных гамма-источниках получен в результате измерений гамма-телескопом EGRET, установленным на гамма-обсерватории COMPTON. Наблюдения пульсаров PSR0833-45 (Вела) и PSR0531+21 (Краб) позволили продлить спектр гамма-излучения этих источников до энергии $E_{\gamma} \approx 10$ ГэВ [12]. Измеренные спектры можно представить степенной функцией вида $E^{-k}dE$, причем значения k для обоих пульсаров согласуются с найденными ранее на COS-B: для Велы $k=1,81 \pm 0,03$ (EGRET) и $1,90 \pm 0,08$ (COS-B), для Краба $k=2,16 \pm 0,06$ (EGRET) и $2,2 \pm 0,2$ (COS-B). Распределение числа отсчетов по фазам внутри пульсарного периода (фазовая кривая) для этих пульсаров, по измерениям EGRET, также находится в согласии с фазовыми кривыми, полученными в экспериментах SAS-2, COS-B и ГАММА-1 (количество и форма пиков, расположение их по отношению к пикам радиоизлучения и др.).

Существенно новые данные получены для гамма-источника Геминга (2CG195+04), в созвездии Близнецов (Gemini). Длительное время этот второй по интенсивности гамма-источник (в диапазоне энергий 70 МэВ - 1 ГэВ) не удавалось идентифицировать с каким-либо астрофизическим объектом. Положение изменилось после

того, как проведенные в марте 1991 года на спутнике ROSAT наблюдения рентгеновского излучения слабого рентгеновского источника 1E0630+178, лежащего в том же районе, где расположен гамма-источник Геминга, обнаружили, что этот объект - рентгеновский пульсар с периодом 0,237 с ($p=0,23709748$ с $\pm 0,1$ мкс) [34]. Анализ результатов измерений гамма-телескопа EGRET (с целью поиска пульсирующей компоненты источника Геминга с периодом 0,237 с) увенчался успехом, и такое пульсирующее излучение было обнаружено [35]. Временной анализ проведенных ранее наблюдений Геминги другими приборами показал, что излучение с периодом 0,237 с наблюдается также в данных SAS-2 [36], COS-B [37] и ГАММА-1 [38]. Пульсирующее излучение Геминги в области меньших энергий (0,7-30 МэВ) также было зарегистрировано на гамма-обсерватории GRO прибором COMPTEL [39]. Фазовая кривая для гамма-излучения малых энергий, полученная в этом эксперименте, даже в деталях подобна фазовым кривым для интервалов энергий 50-200 МэВ и 200-5000 МэВ: имеется два основных пика, отстоящих друг от друга примерно на 0,5 периода и между ними два промежуточных пика меньшей амплитуды [39].

Исследование гамма-излучения источника Геминга, проведенное при помощи гамма-телескопа EGRET [40], выявило ряд характерных особенностей этого объекта. Было установлено, что практически отсутствует непрерывное гамма-излучение Геминги: поток во время минимальной фазы соответствует внешнему фону и все излучение источника приходится на фазы, соответствующие пикам излучения. Энергетический спектр суммарного гамма-излучения Геминги в интервале 70 МэВ - 2 ГэВ можно представить степенной функцией E^{-k} с показателем $k=1,45$; в области больших энергий наблюдается "завал" спектра. Следует отметить, что показатель $k=1,45$ заметно отличается от измеренного десять лет назад на COS-B: в работе [28] приведено значение $k=1,8$. Помимо спектра суммарного гамма-излучения удалось построить энергетические спектры для различных фаз излучения пульсара (для всех четырех пиков). Эти спектры тоже можно изобразить степенной функцией с показателем k , значения которого для 1-го, 2-го основных пиков и для 1-го, 2-го промежуточных равны, соответственно, 1,53, 1,22 и 1,47, 1,67. При энергиях выше 2 ГэВ во всех четырех спектрах имеется завал, подобный наблюдающемуся для суммарного спектра.

Координаты обнаруженного аппаратом COS-B гамма-источника 2CG353+16 соответствуют положению молекулярного облака Змееносца (ρ Oph) [29]. В районе ρ Oph наблюдается целый комплекс молекулярных облаков, и поэтому представляется интересным детальное обследование пространственного распределения гамма-излучения из этой области. Измерения [41], выполненные при помощи гамма-телескопа EGRET, дали возможность провести такое обследование, сопоставить пространственное распределение гамма-излучения с распределением концентрации молекулярного газа и концентрации фотонов, а также построить энергетический спектр и сравнить его с вычисленным. В

районе наблюдения были выделены две области ("восточная" - круг углового диаметра 6^0 с центром в точке $l=353^0$, $b=17^0$, совпадающей с положением источника 2CG353+16, и "западная" - круг углового диаметра 10^0 с центром в точке $l=0^0$, $b=17^0$). В каждой из них были измерены потоки гамма-квантов для десяти энергетических интервалов в диапазоне 40 МэВ - 10 ГэВ. В интервале энергий примерно до 2 ГэВ спектры для "восточной" и "западной" областей совпадают, но при больших энергиях интенсивность в "западной" области заметно превышает интенсивность в "восточной". На Рис.7 приведены расчетный спектр и результаты измерений для "восточной" области. Этот спектр весьма похож на спектр диффузного излучения из области галактического центра ($-10^0 \leq l \leq 10^0$, $-10^0 \leq b \leq 10^0$). Для "западной" области интенсивность при $E_\gamma > 1$ ГэВ не согласуется с расчетным спектром и, по мнению авторов, большее значение потока, возможно, связано с дополнительным вкладом от процесса обратного комптоновского рассеяния на фотонах малой энергии, концентрация которых в "западной" области выше, чем в "восточной". Основанием для такого утверждения служит указание [42] на увеличенную интенсивность излучения на волне 0,1 мм из "западной" области. Остается открытый вопрос, имеется ли в "восточной" области истинный дискретный источник или все излучение связано с генерацией его галактическими космическими лучами.

Программа наблюдений гамма-телескопа EGRET предусматривала обзор всего неба и, в первую очередь, тех областей, которые не были обследованы при полете спутника COS-B. В результате этих наблюдений удалось зарегистрировать гамма-излучение ряда внегалактических объектов. Среди 25 дискретных гамма-источников, наблюденных гамма-телескопом COS-B, только источник 2CG289+64 был идентифицирован с внегалактическим объектом (квазаром 3C273). Измерения телескопом EGRET позволили обнаружить еще несколько подобных объектов (ядра активных галактик), являющихся источниками гамма-излучения [12]. Сведения об этих источниках приведены в Табл.1.

Как видно из Табл.1, квазары 3C279, PKS 0208-512, 4C 38.41, 0836+710, 2230+11 имеют высокую светимость в гамма-диапазоне, порядка 10^{48} эрг/с. Квазар 3C279 обладает переменной светимостью: интенсивности гамма-излучения, зарегистрированные в июне и октябре 1991 г., были различными, и показатель степени в выражении для спектра был, соответственно, -1,8 и -2,0. По мнению авторов [12], быстрые временные вариации и большое энерговыделение свидетельствуют в поддержку интерпретации объекта 3C279 как очень массивной черной дыры.

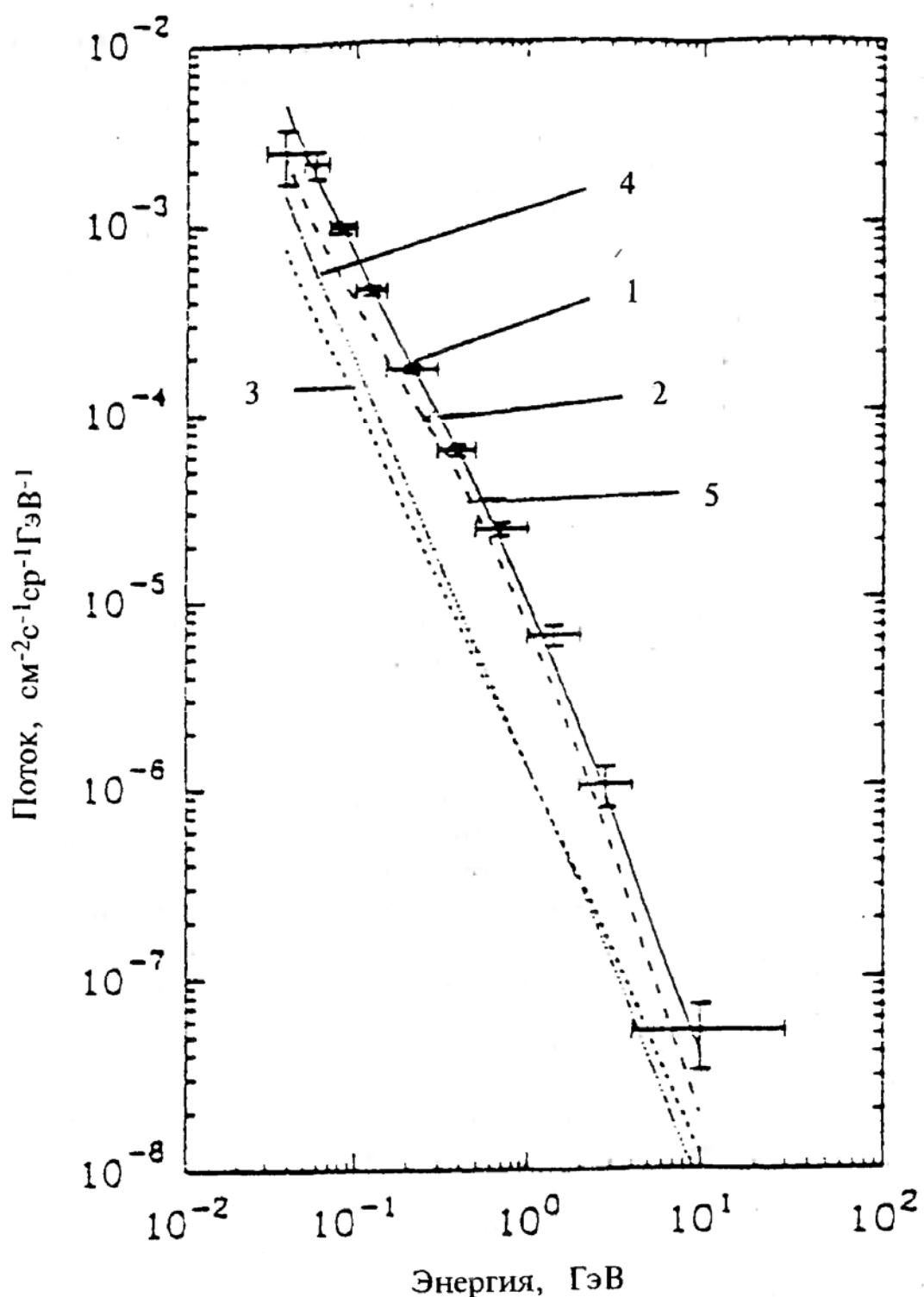


Рис.7. Спектр гамма-излучения от источника
ρ- Змееносца (данные EGRET).

1 - экспериментальные данные; 2 - суммарная расчетная
кривая; 3 - тормозное излучение электронов;
4 - обратный комптон-эффект; 5 - взаимодействие
протонов с межзвездным газом.

Таблица 1

Название источника	Тип объекта	$J(E_{\gamma} > 100 \text{МэВ}), 10^{-6} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$	Красное смещение $Z = \Delta\lambda / \lambda$	Светимость (для 0,1-5ГэВ), 10^{48} эрг/с
3C 279	QSO	0,6-4,9	0,538	0,3-2
3C 273	QSO	0,3-0,1	0,158	0,008
PKS 0208-512	QSO	1,0-0,1	1,03	2
4C 38.41	QSO	0,8-0,1	1,81	6
PKS 0528+134	QSO	0,8-0,1	неизвестно	
0836+710	QSO	0,15-0,04	2,17	1,1
2251+15	QSO	1,3-0,2	0,859	0,8
2230+11	QSO	0,4-0,1	1,037	1,0
Mk421	BL LAC	0,11-0,03	0,031	0,0001
0537-441	BL LAC	0,3-0,1	0,894	0,2
0716+714	BL LAC	0,20-0,06	неизвестно	

Примечание: При оценке светимости было сделано предположение об изотропии излучения источников и принято, что постоянная Хабла $H_0=75 \text{ (км/с)/Мпс}$.

Несомненный интерес представляет обнаруженное EGRET гамма-излучение галактики Mk421, относящейся к классу блазаров (лацертид), характеризующихся наличием направленных выбросов ("джетов") [43, 44]. Уже ранее наблюдалось излучение этой активной галактики в радио, в оптическом и в рентгеновском диапазонах (см. [45]). Из всех внегалактических объектов, испускающих гамма-излучение высокой энергии (до десятков ГэВ), Mk421 расположен наиболее близко к нашей Галактике, и только от него было зарегистрировано гамма-излучение в области VHE - очень высоких энергий.

Проведенный при помощи прибора EGRET обзор области южного галактического полюса [46], которая ранее не обследовалась, позволил обнаружить несколько районов, гамма-излучение из которых существенно превышало уровень фона. Результаты этих наблюдений приведены в Табл.2. Эти гамма-источники пока не идентифицированы с какими-либо астрофизическими объектами, но для некоторых из них можно указать расположенные в том же направлении радиоисточники (в Табл.2 их наименования указаны в скобках). Следует, однако, отметить, что хотя указываемая авторами значимость превышения интенсивности источников над интенсивностью фона в ряде случаев достаточно велика (до 20σ), не исключено, что некоторые из указанных в таблице источников являются не какими-либо компактными объектами, а представляют результат взаимодействия космических лучей с неоднородно распределенным в пространстве межзвездным или межгалактическим газом.

Таблица 2

Название гамма-источника (радиоисточника)	Координаты галактические l b	Поток $J(E > 100 \text{ МэВ})$, $10^{-8} \text{ фотон см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	Значимость, σ
0202+149 (4C1505)	147,93 -44,04	23±4	6,4
0208-152	276,11 -61,78	64±5	21,0
0235+164 (OD 160)	156,11 -39,11	44±5	10,8
2230-512 (СТА 102)	77,44 -38,58	31±4	8,2
2251+148 (3C454.3)	86,11 -38,18	86±7	17,7
J0018-00	104,63 -62,43	16±5	4,1
J0214+11 (0210+119)	153,13 -46,18	15±4	4,6
J0409-39 (0405+385)	242,33 -47,33	14±4	4,2

Совокупность результатов наблюдения дискретных источников гамма-излучения в диапазоне энергий 50 МэВ - 30 ГэВ показывает, что отождествленные дискретные гамма-источники разделяются на две группы: пульсары (галактические источники) и ядра активных галактик (внегалактические источники, квазары). Природа большинства галактических гамма-источников, обладающих малой интенсивностью, остается неизвестной и требуется проведение дальнейших наблюдений с приборами, имеющими более высокую чувствительность.

Исследование дискретных гамма-источников в области очень высоких энергий (VHE, $E_\gamma > 1 \text{ ТэВ}$) и сверхвысоких энергий (UHE, $E_\gamma > 100 \text{ ТэВ}$) так же, как исследование диффузного излучения при этих энергиях, в настоящее время может выполняться только при помощи косвенных методов, посредством регистрации ШАЛ на поверхности Земли. Хотя высказанные в разделе 1.1. замечания о трудностях по выделению ШАЛ, инициированных гамма-квантами, на большом фоне протонных ливней справедливы и при наблюдении дискретных источников, в последнем случае имеется возможность получить дополнительные сведения, сопоставляя измерения в направлении источника и в соседних участках неба, а в случае наблюдения пульсаров путем проведения временного анализа (выявления периодической компоненты). Обнаружение дискретных гамма-источников в интервале высоких энергий (50 МэВ-30 ГэВ) позволило получить целеуказания для проведения наблюдений наземными установками, регистрирующими черенковское излучение частиц ШАЛ и непосредственно ШАЛ. Обследованию подверглись все наиболее яркие галактические гамма-источники (Вела, Краб,

Геминга, Геркулес X-1, Лебедь X-3) и ряд внегалактических источников, обнаруженных в последнее время телескопом EGRET (квазары 3C273, 3C279, маркаряновская галактика Мк421 и др.). Осуществлялись измерения как непрерывного излучения (DC), так и переменного во времени (AC) - периодического для случая наблюдения пульсаров. Для большинства исследовавшихся объектов в области VHE и UHE не удалось получить достаточно надежных значений потока гамма-излучения как для DC, так и для пульсирующей компоненты. Исключением служат гамма-источник 2CG184-05 (Краб) и внегалактический источник Мк421.

Разработанная исследователями обсерватории Whipple методика обработки сигналов наземных телескопов, измеряющих черенковское излучение ШАЛ [13], позволила с большой степенью достоверности (до $20\text{-}25 \sigma$) обнаружить излучение (DC) от Крабовидной туманности [13, 47-49]. В то же время не было зафиксировано периодической (пульсарной) компоненты этого гамма-источника [48-49]. Энергетический спектр гамма-излучения Краба по измерениям [50] в области очень высоких энергий приведен на Рис.8 и может быть представлен выражением

$$dJ_\gamma/dE = (1,48 \pm 0,50) 10^{-7} (E/1\text{TeV})^{-(2,69 \pm 0,39)} \text{ фотон м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{TeV}^{-1}.$$

На том же рисунке показаны результаты измерений EGRET в области меньших энергий и расчетный спектр, вычисленный в [51]. Для области VHE расчет проводился в рамках модели “обратного комптоновского рассеяния электронов” на фотонах синхротронного излучения (SSC model, Synchrotron Self Compton model). Согласно этой модели, генерируемые пульсаром электроны со спектром, простирающимся до сверхвысоких энергий 10^{16} эВ, удерживаются в оболочке, и взаимодействуя с фотонами оптического и радио-диапазонов, образованными в результате синхротронного (магнитнотормозного) излучения электронов меньших энергий, создают в процессе “обратного комптон-эффекта” гамма-кванты очень высоких энергий.

Таким образом, есть основания считать, что непульсирующее гамма-излучение Крабовидной туманности испускается не из компактного источника (нейтронной звезды), а из всей области оболочки сверхновой. Следует отметить, что в работе [52], относящейся к интервалу несколько более высоких энергий (3-15 ТэВ), для интегрального спектра приводится соотношение

$$J(>E) = (3,7 \pm 0,5) 10^{-12} (E/5\text{TeV})^{-1,5 \pm 0,20} \text{ фотон см}^{-2}\text{с}^{-1}.$$

Этот спектр более пологий, чем соответствующий приведенному выше, хотя в пределах ошибок (достаточно больших) они могут быть согласованы.

Проведенные в марте-июне 1992 г. на обсерватории Whipple наблюдения внегалактического гамма-источника, отождествленного с маркаряновской галактикой Мк421 (блазар BL LAC Mk421) при

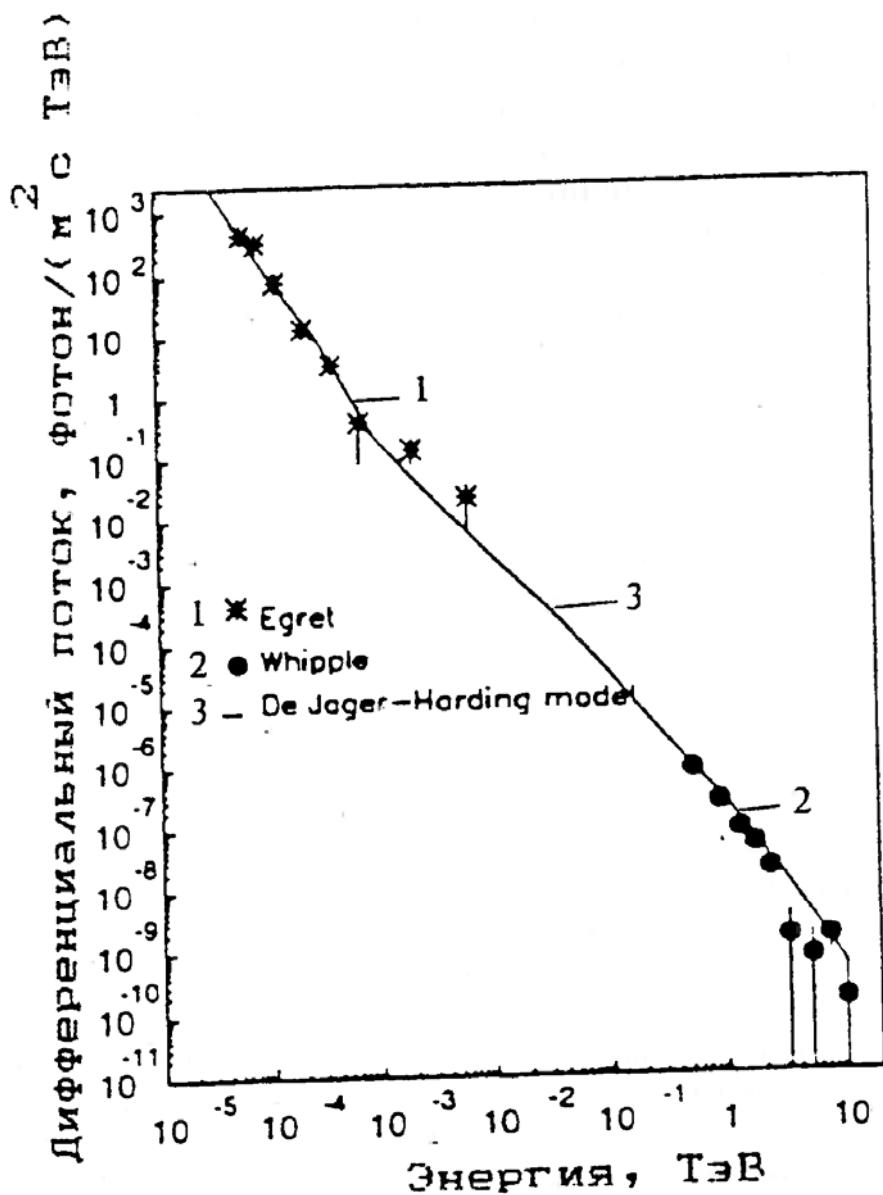


Рис.8. Результаты наблюдений источника Crab.

1 - данные EGRET; 2 - данные обсерватории Whipple;
3 - расчетный спектр из работы [51].

энергиях вблизи 1 ТэВ показали, что этот объект, в отличие от других внегалактических объектов, испускает интенсивное гамма-излучение в области VHE [53]. Измеренный поток для энергии выше 0,5 ТэВ составил $1,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (это примерно 0,3 интенсивности Краба), причем статистическая значимость этого результата достигает 6σ . Предполагая, что излучение Mk421 в этом энергетическом диапазоне изотропно, и принимая расстояние до объекта равным 124 Мpc, можно вычислить светимость Mk421 в области VHE: она достигает 10^{43} эрг/с.

В результате наблюдения на обсерватории Whipple других внегалактических гамма-источников [54, 55] были получены только верхние пределы для потока гамма-лучей в области VHE, хотя для некоторых из обследовавшихся объектов потоки, зарегистрированные на EGRET ($E_{\gamma} < 30$ ГэВ), были существенно больше, чем измеренный там же поток от Mk421. Этот эффект, возможно, связан с тем, что другие объекты расположены существенно дальше, чем Mk421, и в процессе распространения в межгалактическом пространстве гамма-кванты очень высоких энергий поглощаются в результате взаимодействия с оптическими и инфракрасными фотонами [54, 56].

Для гамма-излучения Mk421 оказалось возможным построить энергетический спектр в области 0,5-4 ТэВ [57] и сравнить его со спектром, полученным на EGRET при энергиях 0,1-30 ГэВ [58]. На Рис.9 проведено сопоставление этих данных. Видно, что спектр в интервале энергий, простирающемся почти на 5 порядков, может быть описан одной степенной функцией с показателем (для дифференциального спектра) -2,06. Несомненно этот результат требует подтверждения, так как не исключено что он является случайным, ибо измерения на EGRET и в обсерватории Whipple проводились в разные периоды, а имеются указания [59], что интенсивность гамма-излучения некоторых из внегалактических источников меняется в течение нескольких часов. Авторы работы [57] планировали провести одновременные наблюдения на обсерватории Whipple и на станции Compton.

Как уже упоминалось, наблюдения в области UHE дискретных источников, обнаруженных в энергетическом диапазоне 50 МэВ - 20 ГэВ в экспериментах COS-B и EGRET, не позволили получить достаточно достоверных значений потока гамма-излучения от этих объектов. Для некоторых из них получены лишь верхние пределы и, как правило, с невысокой (менее $2-3\sigma$) степенью достоверности [60-62]. Для ряда гамма-пульсаров, зарегистрированных на EGRET в области энергий до 10-30 ГэВ, измерения в области UHE дали отрицательный результат: не наблюдалось ни переменного (пульсирующего), ни непрерывного (DC) излучения от таких объектов, как Крабовидная туманность [62-64], Геминга [65, 66], Геркулес X-1 [67, 67a] и др.

Резюмируя раздел о дискретных гамма-источниках, можно отметить, что в области высоких энергий (до нескольких десятков ГэВ) зарегистрированы (с высокой степенью достоверности)

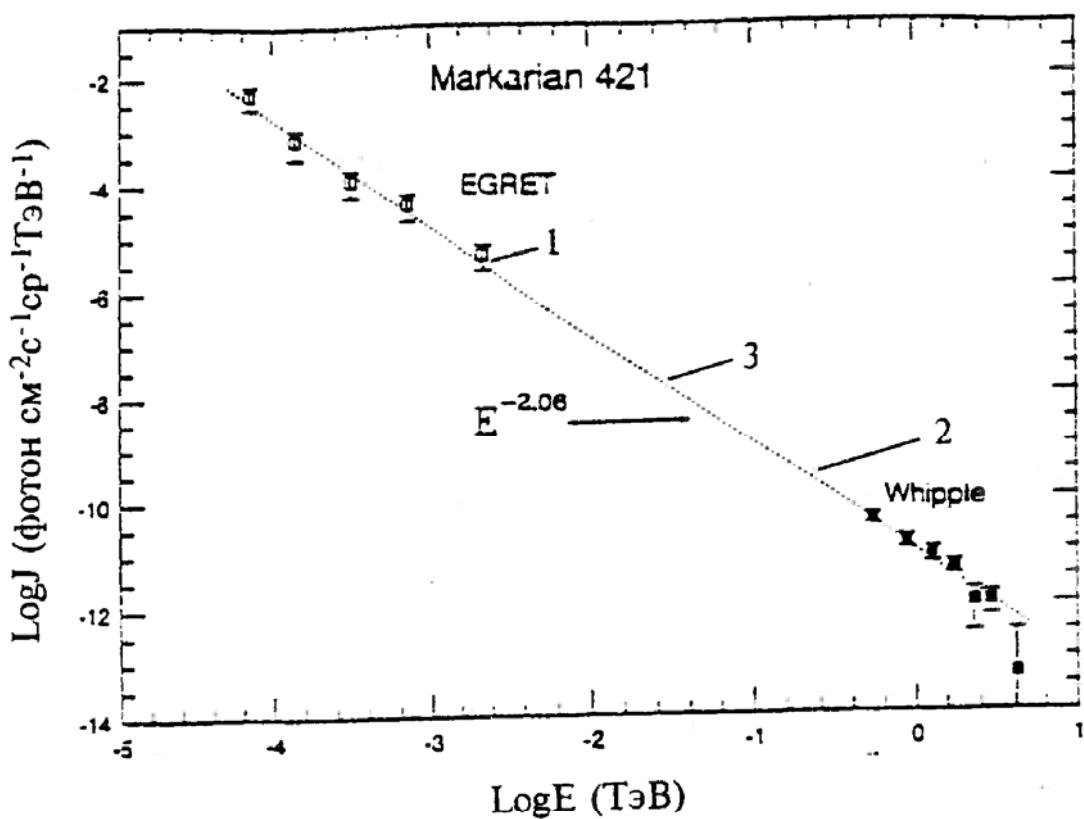


Рис.9. Спектр гамма-излучения от галактики
Маркарян - 421.

1 - данные EGRET; 2 - наземные данные обсерватории Whipple; 3 - расчетные данные.

дискретные гамма-источники галактической (пульсары) и внегалактической природы (ядра активных галактик), причем для наиболее интенсивных из них получены энергетические спектры и предложены модели для механизмов генерации. В области VHE с достоверностью установлено испускание гамма-лучей из области Крабовидной туманности и из внегалактического объекта блазара Mk421. В области UHE достоверных результатов о наличии дискретных гамма-источников нет.

Что касается интервала энергий от 10-20 ГэВ до 1 ТэВ, то там измерения гамма-излучения вообще не проводились, и для определения спектра гамма-излучения в этом диапазоне требуется проведение прямых измерений при помощи гамма-телескопов, устанавливаемых на космических аппаратах.

2. НЕКОТОРЫЕ ОЖИДАЕМЫЕ ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА ДИФФУЗНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ИНТЕРВАЛЕ 30 ГЭВ - 1 ТЭВ

Как известно, основной вклад в спектр диффузного гамма-излучения в области энергий более 200-300 МэВ вносят фотоны, образующиеся в результате распада π^0 -мезонов, генерируемых при взаимодействии космических лучей с межзвездным веществом. Помимо этого существенное значение имеют fotoны тормозного излучения первичных электронов в межзвездной среде и fotoны, образующиеся при рассеянии высокоэнергичных электронов на fotoнах малых энергий. Первый процесс (тормозное излучение) является определяющим в области энергий ниже 50-100 МэВ, а второй (обратный комптон-эффект) играет роль при формировании гамма-спектра при энергиях выше сотен ГэВ. Выше (в разделе 1.1.) указывалось, что результаты измерений диффузного гамма-излучения в интервале энергий от сотен МэВ до 30 ГэВ достаточно хорошо согласуются с расчетами, при проведении которых использовались данные о спектре космических лучей, согласно которым дифференциальные энергетические спектры протонов и более тяжелых ядер имеют вид степенной функции с одним и тем же показателем степени $k=2,7$. Однако, согласно ряду работ [68-70], при энергиях выше нескольких ТэВ спектры протонов и ядер претерпевают изменения: спектр протонов укручивается, а спектр ядер либо становится более пологим, либо существенно не меняется. Поскольку вид энергетического спектра гамма-квантов, образованных космическими лучами, отражает спектр последних, можно ожидать, что упомянутые выше изменения в спектрах протонов и ядер космических лучей приведут к определенным изменениям вида спектра гамма-квантов при энергиях несколько сот ГэВ.

Другой причиной изменения характера энергетического спектра диффузного гамма-излучения могла бы служить генерация гамма-квантов в результате взаимодействий гипотетических массивных частиц, заполняющих Вселенную. Гипотеза о существовании

массивных слабо взаимодействующих частиц, концентрирующихся в галактиках, представляет одно из возможных объяснений характера наблюдаемых “кривых вращения галактик” (кривых зависимости угловой скорости вращения от расстояния до центра галактики [71]). Оказывается, галактики вращаются таким образом, как будто в них содержится масса, значительно превышающая суммарную массу видимых звезд и межзвездного газа, так называемая скрытая масса (темная материя). Плотность темной материи в нашей Галактике составляет $0,3 \text{ ГэВ}/\text{см}^3$. Природа темной материи в настоящее время не известна, но в качестве возможных кандидатов обсуждаются как некоторые астрономические объекты (слабые маломассивные звезды, большие планеты типа Юпитера, черные дыры), так и элементарные частицы (имеющие массу покоя нейтрино или гипотетические частицы - аксионы, магнитные монополи, вимпы и другие). В частности, такого рода вимпами могут быть нейтралино - совокупность предсказываемых теорией суперсимметрии [72] частиц фотино, хиггино, зино - соответствующих суперпартнеров обычных частиц фотона, Хиггса-бозона и Z-бозона. Не останавливаясь на изложении теоретических представлений о характеристиках и свойствах нейтралино, отметим только, что эти частицы, хотя и слабо, но все же могут взаимодействовать друг с другом.

В результате аннигиляции двух нейтралино (в соответствии с теорией, для частиц майорановского типа, к которым принадлежат нейтралино, может иметь место процесс самоаннигиляции) появляются фотоны достаточно высокой энергии. Процесс аннигиляции нейтралино может проходить по различным каналам. Один из них приводит к появлению двух фотонов с энергией, равной массе аннигилирующих нейтралино:

$$\chi + \chi \rightarrow \gamma + \gamma.$$

Анализ процесса аннигиляции и проведенный расчет [8, 73, 74] показали, что интенсивность образующихся монохроматических гамма-квантов не зависит от массы аннигилировавших фотино. В другом случае в конечном итоге в результате аннигиляции появляются фотоны, энергетическое распределение которых имеет характер континуума. Первый из этих процессов приводит к образованию монохроматической линии при энергии, равной энергии (массе) покоя нейтралино, а второй дает непрерывный спектр фотонов с максимальной энергией, также равной энергии покоя нейтралино. Если гипотеза, объясняющая скрытую массу в Галактике существованием нейтралино справедлива, то галактическое гамма-излучение должно иметь составляющую, связанную с аннигиляцией нейтралино. Значение максимальной энергии этого излучения определяется величиной массы нейтралино.

Интенсивность гамма-излучения Галактики, генерируемого вдоль луча зрения в данном направлении, определяется концентрацией нейтралино n_χ и сечением их аннигиляции $(\sigma v)_{\chi\chi}$

$$J_\gamma = (\sigma v)_{\chi\chi} / 2\pi \int_0^R n_\chi^2(r) dr.$$

Рассмотрим результаты вычислений, проведенных в [75, 76] для двух направлений наблюдения гамма-излучения: из области высоких галактических широт (галактического полюса) и из галактического центра. Для направления в область высоких галактических широт интенсивность гамма-излучения, образующегося в результате аннигиляции фотино и хиггсино с массой $m_\chi=10$ ГэВ по второму каналу показана на Рис.10. На этом же рисунке показана интенсивность линии гамма-излучения, возникающей при аннигиляции фотино по первому каналу. Приведенное на Рис. 10 значение интенсивности линии соответствует $J_\gamma \approx 10^{-11} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}$. Для описания гамма-излучения, приходящего из области галактического центра, в работе [8] используется модель [77], в которой предполагается, что в центре Галактики находится сферический объем радиусом 0,15 кпс с плотностью скрытой массы, сформированной нейтралино, $\rho_\chi=120 \text{ ГэВ/см}^3$. В этом случае галактический центр излучает как источник с угловым размером порядка 10° .

Различные авторы дают несколько отличающиеся оценки потока гамма-излучения от аннигиляции нейтралино. Оценки разнятся примерно на порядок. В работе [78] поток гамма-квантов, возникающих в реакции $\chi + \chi \rightarrow \gamma + \gamma$ оценивается как $10^{-12} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. В данных EGRET [12] для области энергий 1-10 ГэВ не обнаруживается какого-либо заметного отклонения вида спектра от вычисленной формы (Рис.5). Это обстоятельство и отсутствие указаний на существование дискретных линий в измеренных спектрах гамма-излучения при высоких энергиях дают основание предполагать, что если нейтралино и присутствуют в составе темной материи, то они обладают массой больше 10-30 ГэВ - максимальной энергии, измеряемой прибором EGRET. Этот вывод находится в соответствии с современными представлениями теории. В настоящее время представляется, что значение массы нейтралино, если они существуют, лежит значительно выше, чем 10-15 ГэВ. В работах [9, 78] приводятся новые результаты расчетов спектров аннигиляционного излучения. Согласно [78], ожидаемое значение массы нейтралино, если доминирующими в их составе являются хиггсино, должно быть более 75 ГэВ, а в случае если доминирует фотино, масса превышает 38,5 ГэВ. Таким образом, можно видеть, что теоретические представления связаны теперь с большими значениями масс предполагаемых нейтралино.

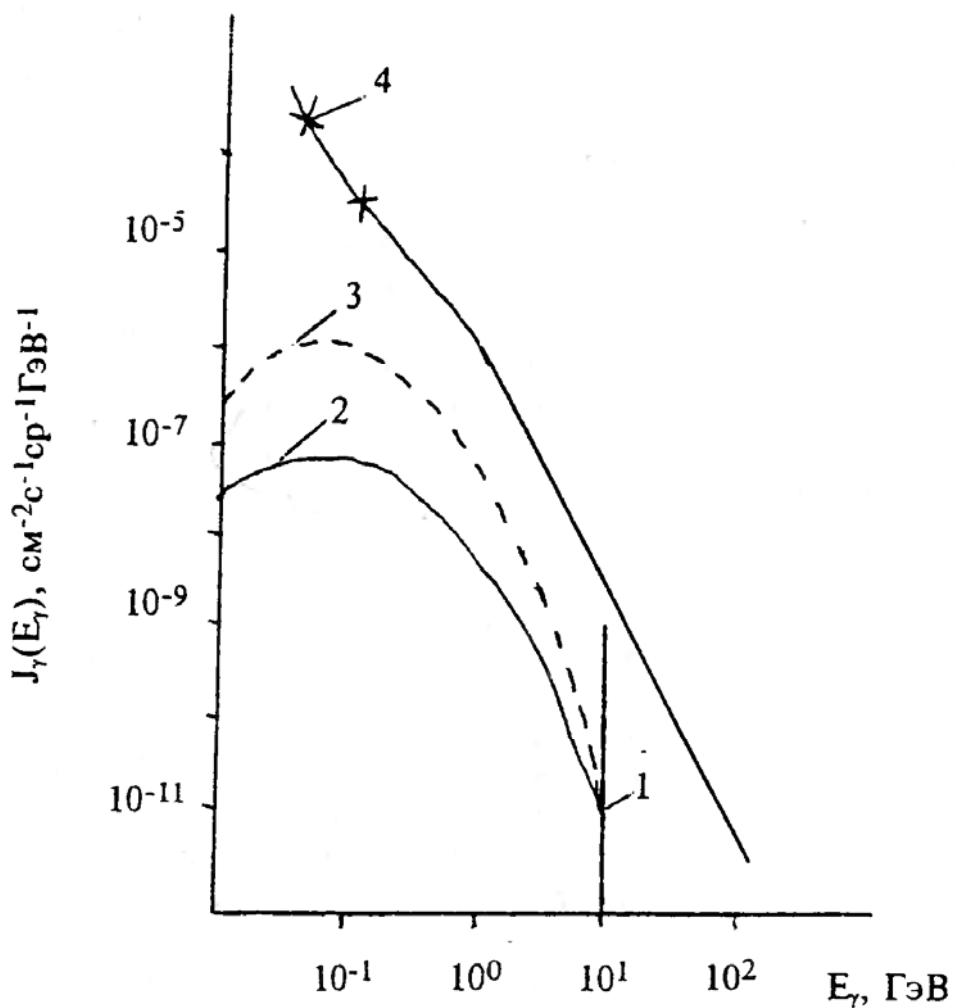


Рис.10. Спектр гамма-квантов для области высоких широт по вычислениям [8].

- 1 - линия от аннигиляции фотино с массой 10 ГэВ;
- 2 - непрерывный фон от аннигиляции фотино;
- 3 - непрерывный фон от аннигиляции хиггсино;
- 4 - диффузный фон гамма-квантов от взаимодействия протонов космических лучей с межзвездной средой.

3. ПРИБОР ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ КОСМИЧЕСКОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 10-1000 ГЭВ (ПРОЕКТ ГАММА-400)

Исследование космического гамма-излучения высоких энергий прямыми методами связано с выполнением ряда условий. Во-первых, требуется проведение эксперимента за границей атмосферы, т.е. на ИСЗ. Во-вторых, необходимо использовать приборы с большой чувствительной площадью ($\sim 1 \text{ м}^2$), чтобы регистрировать малые потоки гамма-квантов. В-третьих, для измерения энергии гамма-квантов нужен сцинтилляционный калориметр большой массы. В-четвертых, следует предусмотреть возможность регистрации событий с “обратным током”. Последнее требование связано с тем, что одной из особенностей регистрации гамма-квантов высокой энергии является то, что при развитии электромагнитного каскада в калориметре возникают гамма-кванты и электроны малой энергией ($\sim 1 \text{ МэВ}$), идущие вверх (т.е. в направлении, обратном направлению гамма-кванта, вызвавшего ливень). Такие гамма-кванты “обратного тока” могут вызвать срабатывание детектора антисовпадательной защиты, входящего в состав классической схемы гамма-телескопа, и, таким образом, блокировать работу гамма-телескопа, причем с увеличением энергии доля заблокированных событий будет увеличиваться, так как при этом растет число частиц “обратного тока”. В применявшимся до сих пор гамма-телескопах, в том числе и в EGRET, не предусмотрено мер по борьбе с этим эффектом, который может привести к искажению вида энергетического спектра в области высоких энергий и затруднить интерпретацию результатов.

В разных странах было предложено несколько проектов гамма-телескопов для рассматриваемого диапазона энергий. В работе [10] предполагается использовать для этих целей магнитный спектрометр - проект ASTROGAM (Рис. 11). Траектории электронов и позитронов, рождающихся в пространственно-распределенном конверторе, определяются с высокой точностью при помощи системы дрейфовых трубок, что позволяет определять направление первичного гамма-кванта с точностью до $20'$. Энергия этих частиц и, следовательно, энергия падающих фотонов, определяется по отклонению в магнитном поле. Напряженность поля сверхпроводящего магнита позволяет исследовать спектр первичных гамма-квантов в диапазоне энергий от 1 ГэВ до 100 ГэВ. Энергетическое разрешение прибора не хуже 1% в указанном интервале энергий. Светосила прибора $0,7 \text{ м}^2\text{ср}$. ASTROGAM является сложнейшим космическим прибором со сверхпроводящим магнитным анализатором диаметром 3 м, с огромным количеством электронных каналов для дрейфовых трубок.

В проекте SUSYSKY (Рис.12), предложенном в работе [79], предполагается проводить измерение гамма-излучения в области энергий 1-100 ГэВ с энергетическим разрешением около 1% (для $E_{\gamma} \approx 3 \text{ ГэВ}$) и угловым разрешением 5^0 . Прибор содержит калориметр из CsJ(Tl) толщиной 19 рад. единиц. За время экспозиции 90 дней ожидается регистрация 125 фотонов с энергией более 10 ГэВ.

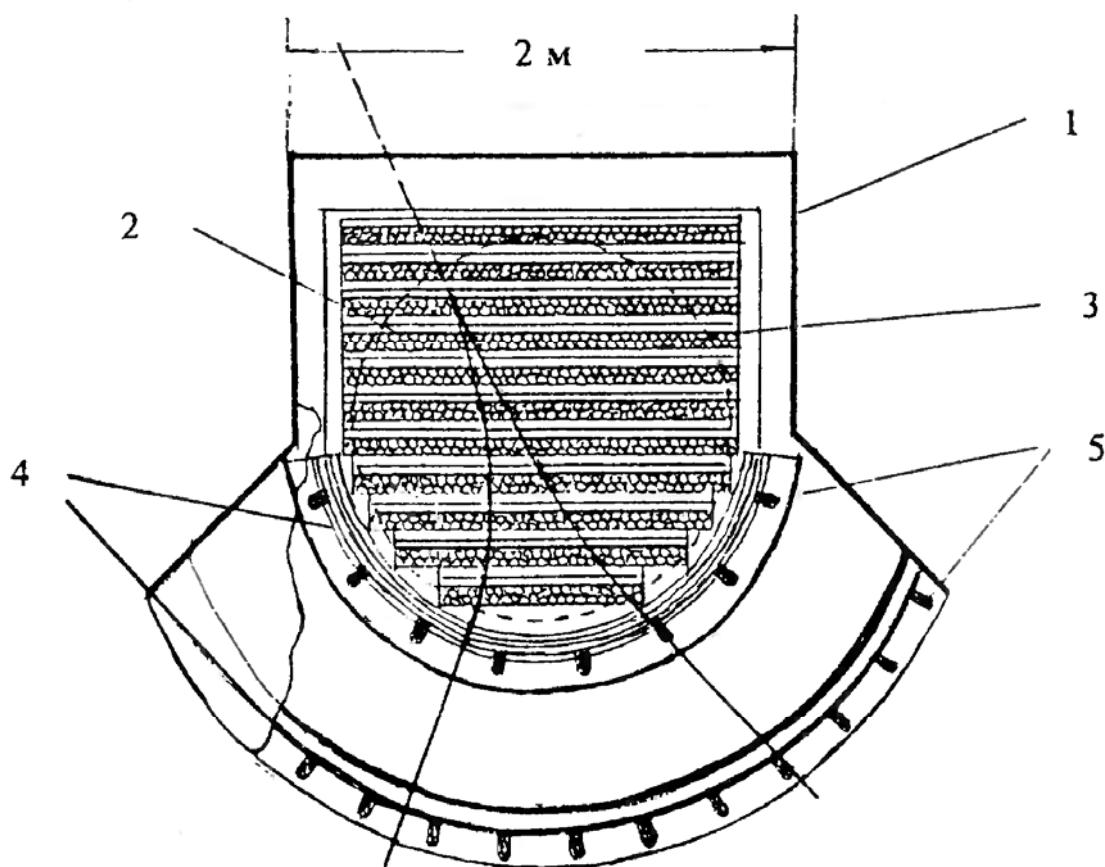


Рис.11. Схема гамма-телескопа со сверхпроводящим магнитом ASTROGAM (проект).

- 1 - антисовпадательный экран;
- 2 - дрейфовые трубы;
- 3 - сверхпроводящая магнитная система;
- 4 - сцинтилляторы времязадерживающей системы;
- 5 - фотоумножители.

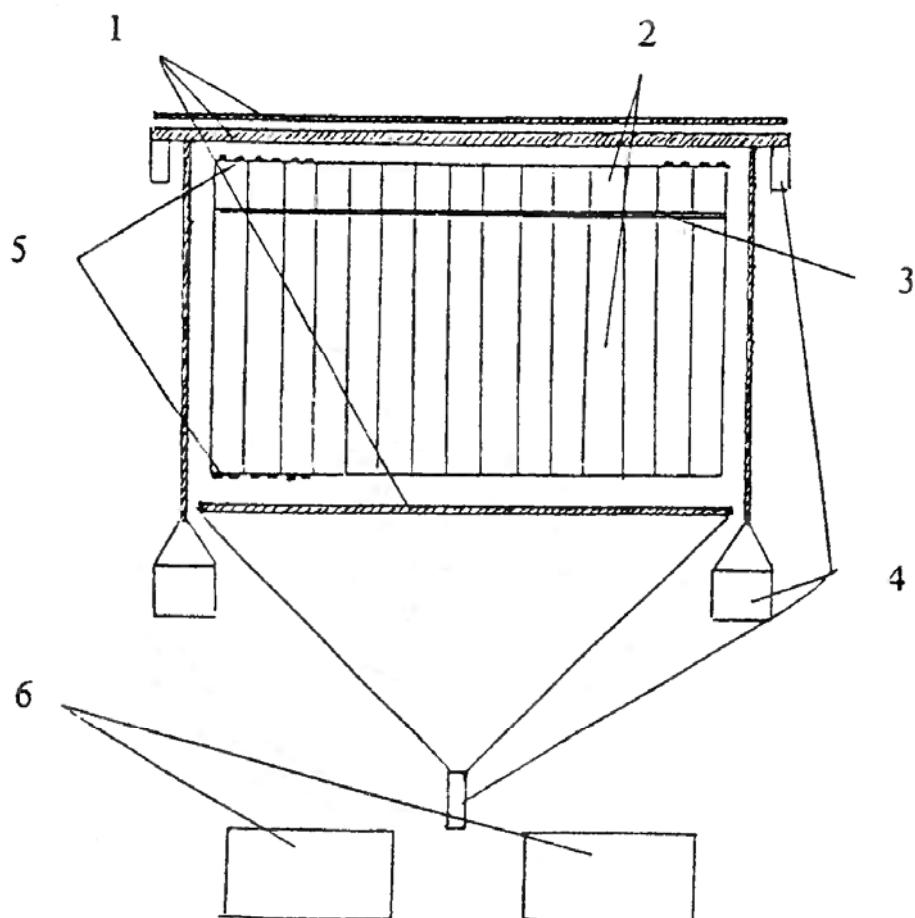


Рис.12. Схематическое изображение проекта гамма-телескопа SUSY SKY.

1 - антисовпадательные экраны; 2 - сцинтилляторы CsJ(Tl); 3 - триггерный сцинтиллятор; 4 - фотоумножители; 5 - фотодиоды; 6 - блоки электроники.

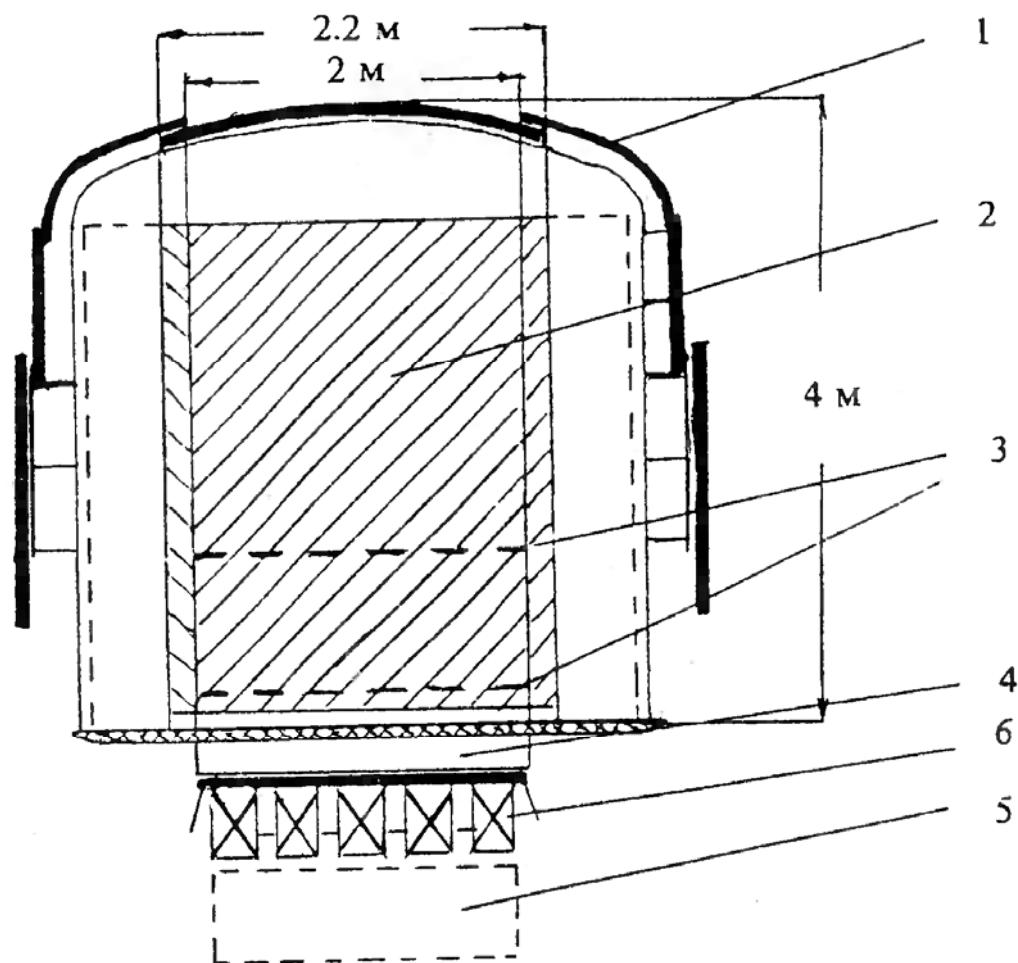


Рис.13. Схема гамма-телескопа AGATE (проект).

1 - антисовпадательный экран; 2 - дрейфовые камеры;
3 - сцинтилляторы времяпролетной системы; 4 - блок для
измерения энергии; 5 - электроника;
6 - фотоумножители.

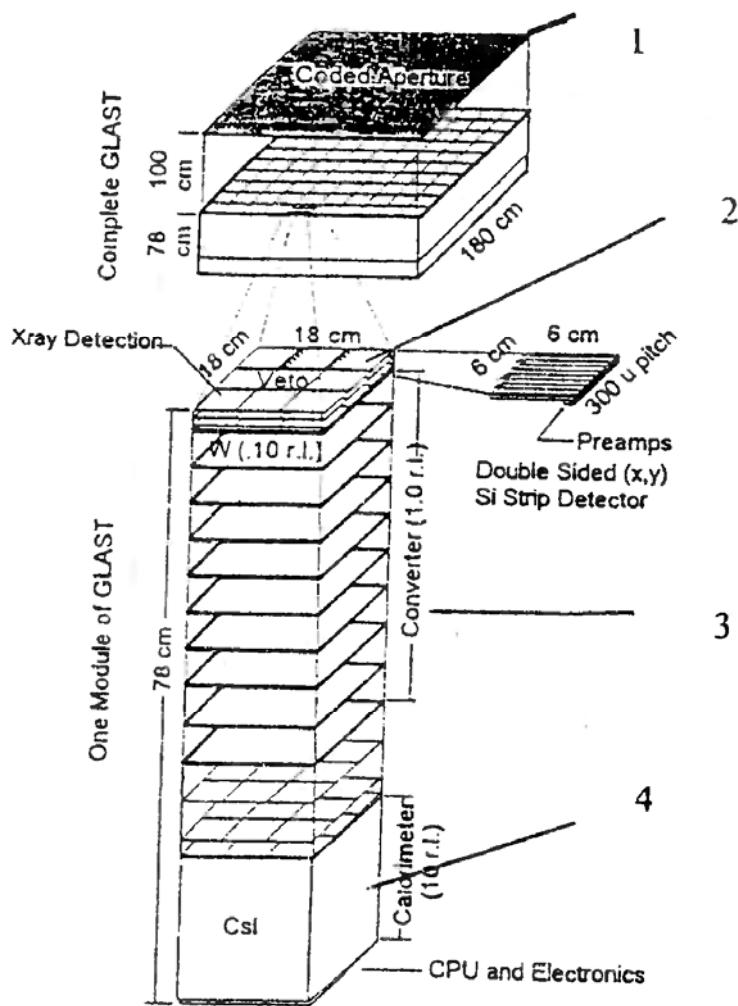


Рис.14. Отдельный модуль гамма-телескопа в проекте GLAST.

1 - кодирующая апертура; 2 - стриповые детекторы;
3 - конверторы; 4 - калориметр для измерения энергии гамма-кванта.

Гамма-телескоп AGATE [2] проектируется для работы в энергетическом диапазоне 10-50 ГэВ, в качестве координатных детекторов предполагается применение дрейфовых камер большого размера (Рис.13). Хотя этот инструмент не даст возможности существенно расширить энергетический диапазон исследований, он позволит с большей точностью определять координаты гамма-источников, наблюдать более слабые источники и измерять кратковременные вариации интенсивности гамма-излучения. Проведение таких наблюдений для еще не идентифицированных источников позволит более эффективно проводить поиски сопряженных с ними объектов в оптическом или радио-диапазоне.

Для проведения измерений потоков гамма-излучения в области энергий до 300 ГэВ предложен проект GLAST [2], основанный на использовании стриповых детекторов, соединяемых в отдельные модули, схема одного из модулей приведена на Рис.14. Основные метрологические характеристики этого инструмента: энергетическое разрешение 6% и 10% при энергиях 1 и 10 ГэВ, соответственно; угловое разрешение при энергии 1 ГэВ и 10 ГэВ составляет соответственно $0,2^0$ и $0,1^0$. Возможно, что часть проектов, предназначенных для проведения исследований в диапазоне 30-1000 ГэВ не попала в поле зрения авторов настоящего обзора, но совершенно ясно, что назрела необходимость в реализации программы измерения потоков и определения энергетических спектров гамма-излучения в до сих пор не исследованном диапазоне энергий.

В настоящее время коллaborация ГАММА-400 осуществляет разработку гамма-телескопа ГАММА-400. Основные исходные данные, повлиявшие на выбор методических и технических решений, следующие.

1.Прибор предполагается разместить на КА типа НИКА, имеющих размер приборного отсека $\varnothing 160 \times 115$ см, максимальный вес аппарата 700 кг, энергопотребление 700 Вт. КА двигается по низкой орбите в течение до 1 года, ориентация по одной оси на Землю с точностью до 1^0 , по другой оси - по вектору скорости.

2.Предполагается использовать сцинтиляционные детекторы, которые обладают высокой надежностью и долговременной стабильностью характеристик.

3.В состав прибора вводятся системы, позволяющие осуществлять регистрацию событий с “обратным током” от калориметра.

Схема гамма-телескопа ГАММА-400 представлена на Рис.15. В состав установки входят следующие основные элементы:

1)Сцинтиляционный ангисовпадательный детектор (АС), предназначенный для выделения гамма-квантов на фоне большого потока протонов и электронов первичного космического излучения путем регистрации заряженных частиц и запрещения дальнейшей обработки таких событий. Размер сцинтиллятора $844 \times 844 \times 30$ мм.

2)Конвертор (К) предназначен для преобразования гамма-кванта в электрон-позитронную пару. Для регистрации малого потока гамма-квантов предлагается использовать толстый (до одной

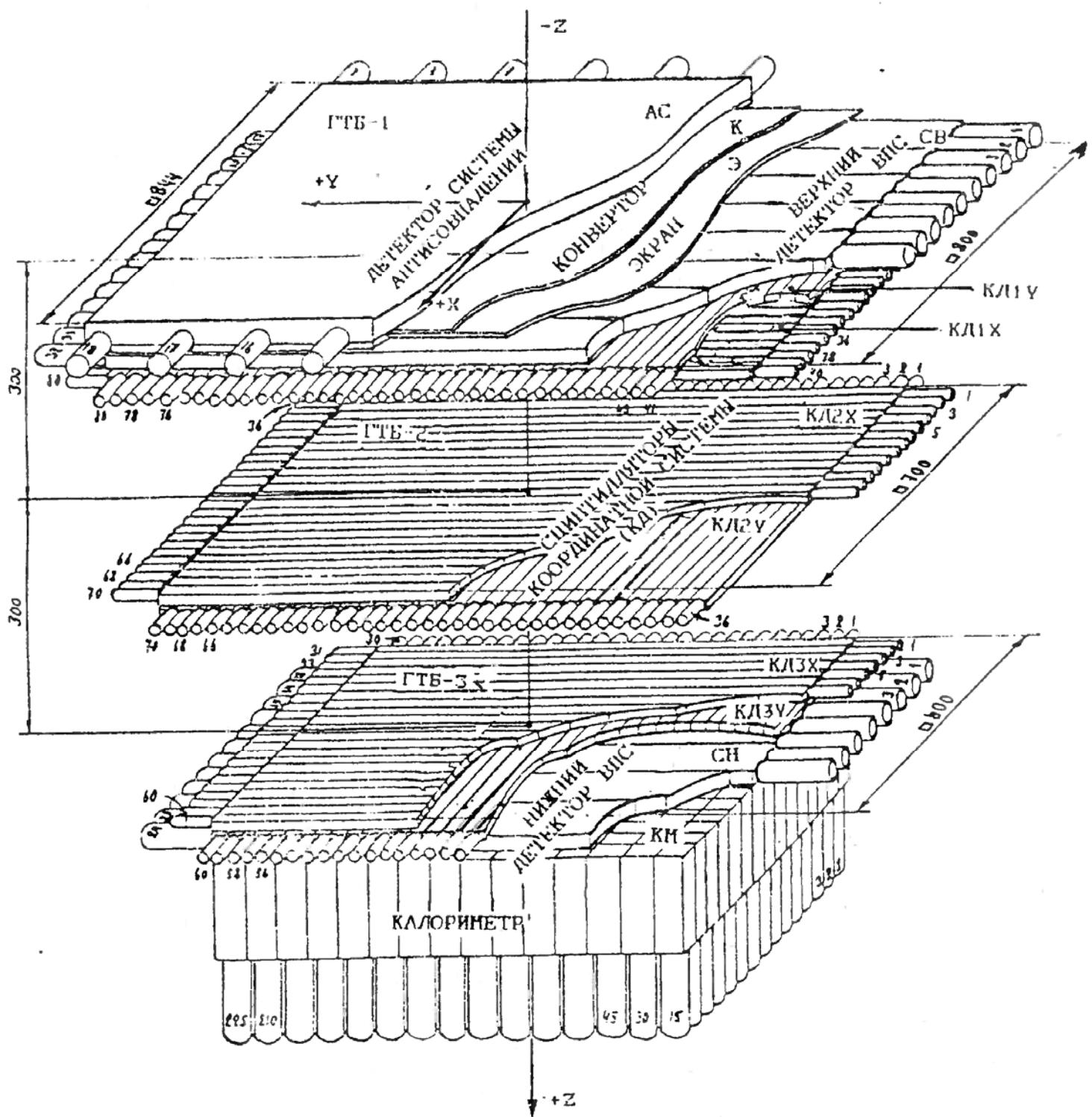


Рис.15. Схема гамма-телескопа ГАММА-400.

радиационной единицы) свинцовый конвертор, рассеяние электронов и позитронов в конверторе при этом не превысит 2^0 .

3) Времяпролетная система (ВПС), состоящая из двух сцинтиляционных детекторов (верхнего - СВ размером $800 \times 800 \times 20$ мм и нижнего - СН размером $600 \times 600 \times 20$ мм, разнесенных на расстоянии 60 см), предназначена для регистрации и отбора частиц, идущих сверху-вниз, т.е. от конвертора к калориметру. При этом ВПС представляет собой систему совпадения с малым разрешающим временем (около 5 нс), что позволяет значительно снизить число случайных совпадений и имитаций.

4) Система координатных детекторов, позволяющих определить место прохождения через них вторичных частиц, рождающихся при взаимодействии гамма-квантов. Эта система дает возможность восстановить направление прилета гамма-кванта. Система состоит из шести детекторов, измеряющих координаты X и Y (КД1Х, КД1Y, КД2Х, КД2Y, КД3Х, КД3Y); имеется также возможность измерять энерговыделение в отдельных модулях детекторов и определять количество релятивистских частиц, прошедших через модули.

5) Калориметр (КМ), предназначенный для определения энергии регистрируемых гамма-квантов и заряженных частиц и отбора событий с энерговыделением более 1 ГэВ. Калориметр предполагается изготовить из сцинтиллятора CsJ(Tl) общим размером $600 \times 600 \times 300$ мм, что позволит измерять энергию гамма-квантов с точностью порядка 1%. Калориметр состоит из 225 модулей размером $40 \times 40 \times 300$ мм, просматриваемых ФЭУ или фотодиодами.

Алгоритм работы гамма-телескопа следующий. Гамма-квант без взаимодействия проходит антисовпадательный детектор, в конверторе преобразуется в электрон-позитронную пару (или в каскад с большим количеством частиц). Образованные в конверторе заряженные частицы регистрируются детекторами времяпролетной системы, координатными детекторами и калориметром. С помощью ВПС выделяются события, в которых частицы пролетают сверху вниз, т.е. от детектора СВ к детектору СН, за счет различия в моментах регистрации частиц в детекторах СВ и СН. При помощи калориметра определяется энергия гамма-кванта: регистрируются только те события, для которых энергия гамма-кванта превышает пороговое значение. Величина этого порога предполагается равной 4 ГэВ. При пролете через гамма-телескоп заряженной частицы срабатывает детектор АС и такие события исключаются. Для предотвращения влияния описанного выше эффекта "обратного тока" в составе гамма-телескопа предусмотрена система регистрации событий с "обратным током" (СОТ), действие которой основано на измерении временного интервала между срабатыванием детекторов СВ и АС: при пролете заряженной частицы они срабатывают практически одновременно, а в случае регистрации гамма-кванта, сопровождающегося взаимодействием с АС фотона "обратного тока", срабатывание детектора АС задержано относительно срабатывания СВ примерно на 4-5 нс. В последнем случае вырабатывается сигнал СОТ,

который используется для разблокирования гамма-событий, связанных с эффектом "обратного тока".

Система съема и записи информации при регистрации гамма-кванта запускается следующим мастерным (триггерным) сигналом:

$$M = VPC * (COT * AC) * KM = [(VPC * AC) + (VPC * COT)] * KM$$

Мастерный сигнал возникает, если:

- 1) сработала времяпролетная система ВПС,
- 2) не сработал детектор антисовпадений АС, или срабатывание АС сопровождается выработкой сигнала СОТ,
- 3) в калориметре зарегистрировано энерговыделение, превышающее пороговое значение.

Блок-схема системы формирования мастерного сигнала представлена на Рис.16. При пролете частицы через систему ВПС сигналы с фотоэлектронных умножителей детекторов СВ и СН поступают на узлы временного анализа УВА-2 и УВА-3, аналогичных узлу УВА-1. Каждый узел УВА содержит два аналоговых сумматора С, два формирователя со следящим порогом ФСП и времякоординатный компенсатор ВКК, предназначенный для устранения зависимости времени регистрации частицы от координаты сцинтиляции (при эффективной скорости распространения светового сигнала в сцинтиляторе $v_{\text{эфф.}} = 16 \text{ см/нс}$ задержка в поступлении сигнала на ФЭУ в полосе длиной 80 см может достигать 5 нс). С помощью время-амплитудного преобразователя (ВАП), измеряющего интервалы между моментами регистрации частиц в детекторах СВ и СН, и дифференциального дискриминатора (ДД), регистрирующего только временные интервалы, превышающие заданный порог, отбираются события, соответствующие пролету частиц сверху-вниз. Сигнал с ВПС поступает на логический блок формирования триггера (БФТ), содержащий две схемы антисовпадений (САС) и одну схему совпадений (СС).

Сигналы с фотоумножителей детектора АС поступают на сумматоры и далее на формирователь сигнала АС (ФАС), импульс с которого предназначен для блокирования сигнала с ВПС. Для регистрации событий с "обратным током" кроме канала ФАС, который обладает высокой эффективностью, но относительно низким быстродействием, в АС предусмотрен временной канал, который включен с детектором СВ по схеме, аналогичной ВПС, и называемой системой регистрации событий с "обратным током" (СОТ), на оба канала (ФАС и СОТ) сигналы поступают с одних и тех же ФЭУ. Сигналы с СОТ предназначены для предотвращения блокировки сигнала ВПС сигналом с АС в случае срабатывания АС от гамма-кванта "обратного тока".

На схему формирования мастерного сигнала поступает также сигнал КМ с интегрального дискриминатора ИД, отбирающего события с суммарным энерговыделением в калориметре больше заданного. Таким образом, формируется основной триггер, запускающий систему сбора информации.

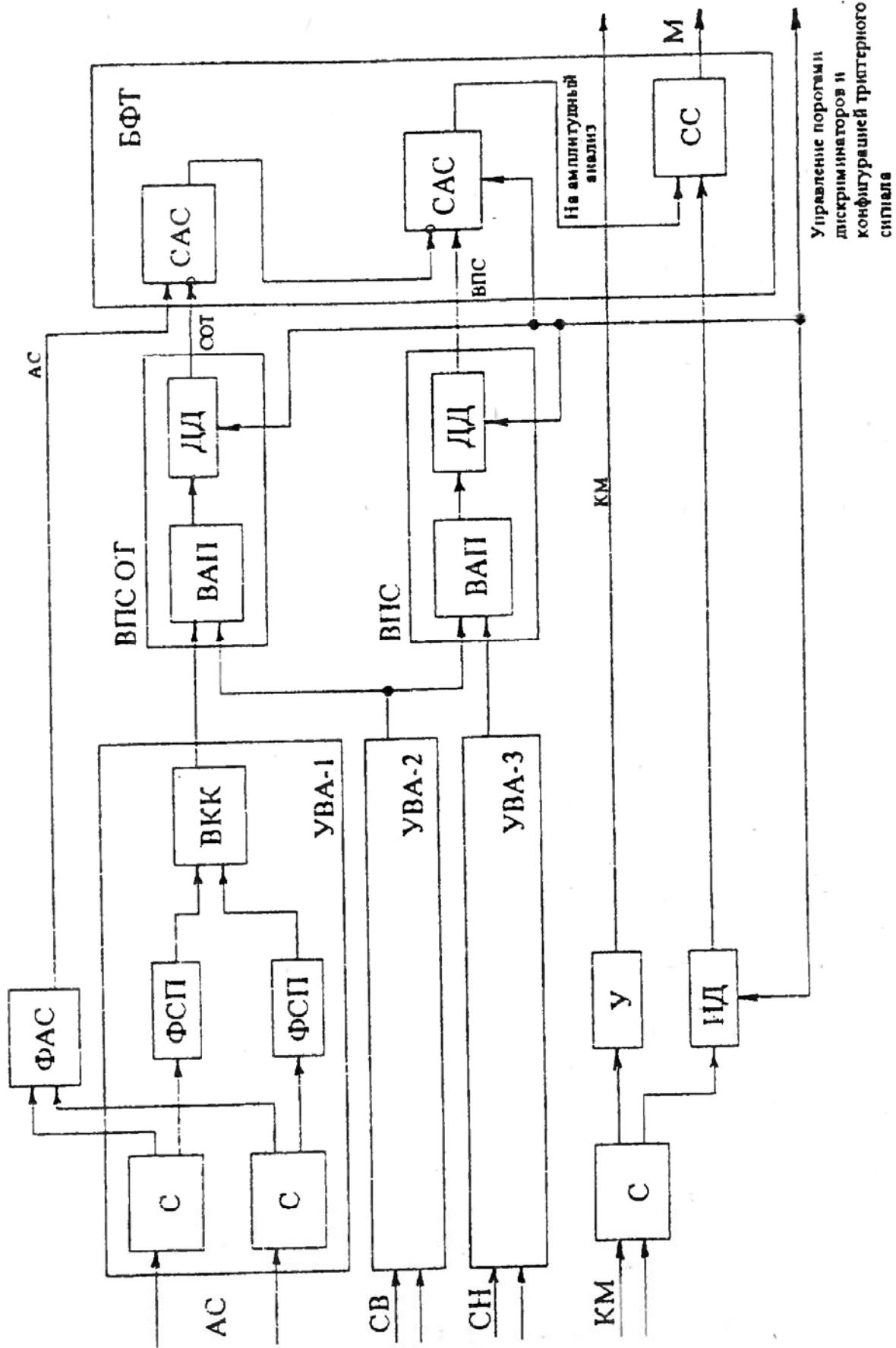


Рис. 16. Блок-схема системы формирования сигнала гамма-телескопа ГАММА-400.

Сигнал с блока формирования триггеров (БФТ) поступает на блок управления БУ (Рис.17); блок БУ вместе с центральным процессором ЦП являются основными управляющими узлами гамма-телескопа. По команде с БУ включается система амплитудного анализа, охватывающая все фотоумножители ВПС, КД и КМ (всего 701 измерительный канал) и блок счетчиков (БС) (около 100 каналов), на который поступают сигналы с формирователя счетных сигналов (ФСС). Время накопления числа событий счетчиками задается формирователем временных интервалов ФВИ.

Таким образом, основные характеристики гамма-телескопа ГАММА-400 следующие.

Чувствительная площадь	0,64 м ²
Угловая апертура	80°
Толщина конвертора (свинец)	6 мм
Эффективность конверсии	0,7
Точность определения координаты пролета частиц одним детектором	2×2 см
Угловая точность определения направления гамма-кванта	≤30°
Временное разрешение ВПС	1,0 нс
Коэффициент разделения событий прямого и обратного направлений	~1000
Размер калориметра (CsJ(Tl))	60×60×30 см
Точность определения энергии ($E_{\gamma} > 10$ ГэВ)	1-5 %
Вес прибора	700 кг
Энергопотребление	700 Вт

Рассмотрим некоторые возможности прибора ГАММА-400, и в первую очередь по определению спектра диффузного излучения. Если $J_{\gamma}(E)$ - дифференциальный спектр регистрируемого гамма-излучения, то число отсчетов в малом энергетическом интервале dE за время T будет равно

$$N(E) = J_{\gamma}(E) \cdot \Gamma \cdot T \cdot dE,$$

где Γ - светосила прибора.

Проведем оценку ожидаемого числа осчетов телескопом ГАММА-400 ($\Gamma=0,64$ м²ср) для времени наблюдения $T=1$ год = $3,15 \cdot 10^7$ с и $dE=0,1E$. В интервале энергий более 30 ГэВ для оценки используется экстраполированный спектр $J_{\gamma}(E)=AE^{-k}$ с различными значениями k , отнормированный к данным EGRET при $E_{\gamma}=30$ ГэВ

$$J_{\gamma}(30 \text{ ГэВ}) = 1,2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{ГэВ}^{-1}$$

в направлении на центр Галактики. В Табл. 3, приведены ожидаемые значения интенсивности $J_{\gamma}(E)$ при разных значениях k и соответствующее число отсчетов в энергетическом интервале 0,1 Е при измерениях в течение одного года. Такие измерения позволяют определить показатель спектра в диапазоне энергий до 1000 ГэВ с точностью до 5%.

Таблица 3

	$k=2,4; A=0,4210$	$k=2,6; A=0,8312$	$k=2,8; A=1,6411$			
$E, \text{ГэВ}$	$J(E), m^{-2}c^{-1}sr^{-1}\times \text{ГэВ}^{-1}$	$N, \text{год}^{-1}$	$J(E), m^{-2}c^{-1}sr^{-1}\times \text{ГэВ}^{-1}$	$N, \text{год}^{-1}$	$J(E), m^{-2}c^{-1}sr^{-1}\times \text{ГэВ}^{-1}$	$N, \text{год}^{-1}$
30	$1,2 \cdot 10^{-4}$	7258 ± 85	$1,2 \cdot 10^{-4}$	7258 ± 85	$1,2 \cdot 10^{-4}$	7258 ± 85
50	$3,5 \cdot 10^{-5}$	3530 ± 60	$3,2 \cdot 10^{-5}$	3205 ± 57	$2,9 \cdot 10^{-5}$	2890 ± 54
80	$1,1 \cdot 10^{-5}$	1780 ± 42	$9,4 \cdot 10^{-6}$	1510 ± 39	$7,7 \cdot 10^{-6}$	1240 ± 35
100	$6,7 \cdot 10^{-6}$	1350 ± 37	$5,2 \cdot 10^{-6}$	1060 ± 32	$4,1 \cdot 10^{-6}$	830 ± 29
300	$4,8 \cdot 10^{-7}$	290 ± 17	$3,0 \cdot 10^{-7}$	182 ± 14	$1,9 \cdot 10^{-7}$	115 ± 11
400	$2,4 \cdot 10^{-7}$	190 ± 14	$1,4 \cdot 10^{-7}$	115 ± 11	$8,5 \cdot 10^{-8}$	68 ± 8
600	$9,0 \cdot 10^{-8}$	110 ± 10	$5,0 \cdot 10^{-8}$	60 ± 8	$2,7 \cdot 10^{-8}$	33 ± 6
1000	$2,7 \cdot 10^{-8}$	54 ± 7	$1,3 \cdot 10^{-8}$	27 ± 5	$6,5 \cdot 10^{-9}$	13 ± 4
2000	$5,0 \cdot 10^{-9}$	$20 \pm 4,5$	$2,2 \cdot 10^{-9}$	9 ± 3	$9,4 \cdot 10^{-10}$	4 ± 2
3000	$1,9 \cdot 10^{-9}$	$12 \pm 3,5$	$7,6 \cdot 10^{-10}$	$5 \pm 2,2$	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$2 \pm 1,4$

Приведенная оценка относится к направлению на центр Галактики. Согласно [10], поток диффузного излучения в направлении на галактический центр и на полюс относятся как $9,01/1,24 \approx 7,3$ и, соответственно, статистика при измерениях в направлении полюса должна быть в $\sim 7,3$ раза меньше.

Более сложным представляется поиск линий или каких-то особенностей в спектре первичного гамма-излучения, которые могут быть связаны с аннигиляцией нейтралино. Поскольку эта часть эксперимента является поисковой и неизвестно, есть ли эти линии и какой энергии, то для значимости полученного результата необходимо существенное превышение интенсивности линии над фоном. Интенсивность линии в направлении на галактический центр согласно [75] составляет $J_{\gamma} \approx 4 \cdot 10^{-11} m^{-2}s^{-1}$ независимо от массы аннигилирующего нейтралино. Следует отметить, что в настоящее время нет достоверных оценок сечений аннигиляции нейтралино и, соответственно, достаточно достоверной оценки интенсивности линий гамма-излучения, образующегося при аннигиляции. Исходя из оптимистичных оценок, приведенных в [10], (согласно этой работе, поток в линии составляет $3 \cdot 10^{-10} m^{-2}s^{-1}sr^{-1}$ в направлении на галактический полюс и в 7,3 раза выше в направлении на центр Галактики) можно зарегистрировать гамма-линии начиная с 30 ГэВ.

Во время полета спутника с установкой ГАММА-400 в поле зрения телескопа будут попадаться известные дискретные источники. Предполагается провести анализ энергетических спектров гамма-излучения от наиболее интенсивных дискретных источников таких как Вела, Краб, Геминга, Лебедь X-3, Мк241 и др. Ожидаемое число событий за 100 суток наблюдений для некоторых источников приведено в Табл. 4.

Таблица 4

E, ГэВ	Вела, k=1,9	Геминга, k=1,8	Лебедь X-3, k=2,0
10	19885	8360	3135
100	2090	1250	310
400	630	420	104
1000	220	190	30

Как видно из таблицы, можно надеяться получить данные об этих источниках в области энергий выше 10 ГэВ.

4. КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ГАММА-ТЕЛЕСКОПА ГАММА-400

В этом разделе рассмотрим более подробно конструкцию отдельных систем гамма-телескопа.

4.1. ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ СИСТЕМА

Сцинтилляционная времяпролетная система (ВПС), как уже отмечалось выше, предназначена для отделения событий, соответствующих пролету частиц в прямом направлении (от конвертора к калориметру) от событий, соответствующих движению в обратном направлении, т.е. от калориметра к конвертору. В своих оценках необходимых параметров ВПС мы основывались на экспериментах, проведенных ранее на ИСЗ. Известно, что ВПС, входившая в состав гамма-телескопа ГАММА-1, надежно работала в течение всего полета и нескольких лет предполетной подготовки [81]. Исходя из результатов полета гамма-телескопа ГАММА-1, можно считать, что полученная в этом эксперименте для ВПС величина коэффициента отбора $k=1000$ (определенного как отношение эффективностей регистрации частиц прямого и обратного направления), будет достаточна и для прибора ГАММА-400, тем более, что энергетический порог в этом приборе значительно выше (это приводит к снижению количества регистрируемых фоновых событий) и меньше мертвое время (соответственно меньше число просчетов регистрируемых событий). Пролетная база, т.е. расстояние между детекторами ВПС в ГАММА-1 было 76 см, и временное разрешение составляло 1,4 нс. Для ГАММА-400 (пролетная база 60 см) временное разрешение ВПС должно быть пропорционально меньше и составит $\sim 1,1$ нс.

В гамма-телескопе ГАММА-400 верхний детектор СВ состоит из восьми идентичных сцинтилляционных полос общим размером $800 \times 800 \times 20$ мм. Каждая полоса с обоих торцов просматривается фотоумножителями ФЭУ-115М (по два с каждой стороны). Нижний детектор СН аналогичен СВ, но состоит из 6 модулей с общей

чувствительной площадью 600×600 мм. Ранее в ВПС мы применяли хорошо себя зарекомендовавшие фотоумножители ФЭУ-85А, однако для улучшения временных характеристик предлагается использовать более новую разработку - фотоумножитель ФЭУ-115М, который, по результатам проведенных нами испытаний, имеет лучшие временные параметры при тех же рамках и конструкции, как у ФЭУ-85А. Применение ФЭУ-115М позволит почти в 1,5 раза улучшить временное разрешение сцинтиляционных детекторов. Двойной комплект фотоумножителей, применяемый в детекторах, с одной стороны улучшает временное разрешение, а с другой позволяет осуществить резервирование и повысить надежность ВПС (система резервирования на блок-схеме не показана).

Сигналы от фотоумножителей с одного торца детектора суммируются сумматором С и поступают на формирователь со следящим порогом (ФСП), который для этих импульсов с ФЭУ в динамическом диапазоне 0,01-5,0 В формирует сигнал, привязанный к началу импульса ФЭУ с точностью до ± 100 пс [82]. При пролете частицы через детектор свет от вызываемой ею сцинтиляции поступает на фотоумножитель через время $t = s/v_{\text{эфф}}$, где s - расстояние от места прохождения частицы до фотокатода, а $v_{\text{эфф}}$ - эффективная скорость распространения света в сцинтилляторе [83]. Величина t для детектора СВ с $s=80$ см имеет разброс от 0 до 5 нс при $v_{\text{эфф}}=16$ см/нс. Для время-координатной компенсации, т.е. для устранения зависимости момента срабатывания детектора от координаты места прохождения через него частицы, применяются специальные схемы - время-координатные компенсаторы (ВКК), позволяющие устраниить координатную зависимость с точностью до ± 50 пс. Для время-координатной компенсации необходимо снимать сигналы с двух сторон сцинтиллятора, так как метод основан на том, что "центр тяжести" временного положения сигналов, поступающих с двух сторон детектора, остается неизменным [83].

Сигналы с ФСП детекторов СВ и СН поступают на ВКК, выходные импульсы которых подаются на время-амплитудный преобразователь ВАП; амплитуда на выходе ВАП пропорциональна временному интервалу от момента пролета частицы через детектор СВ до момента срабатывания СН. Временные спектры для "прямого" и "обратного" направлений, получаемые на выходе ВАП, отстоят друг от друга на 4 нс и имеют ширину $\sim 1,1$ нс. С помощью дифференциального дискриминатора отбираются события, соответствующие "прямому" направлению.

Таким образом, сигнал на выходе ВПС появится в том случае, если заряженная частица или e^+e^- -пара от гамма-кванта прошли через детектор в направлении от СВ к СН. Этот сигнал проходит на схему формирования триггерного сигнала.

4.2. ДЕТЕКТОР АНТИСОВПАДАТЕЛЬНОЙ ЗАЩИТЫ

Основное, традиционное назначение АС - отбор гамма-квантов на фоне значительно большего потока заряженных частиц. Требования к эффективности регистрации детектором АС заряженных

частиц можно получить из сравнения потоков частиц космических лучей и гамма-квантов диффузного космического излучения с энергиями выше порога регистрации гамма-телескопа (~ 4 ГэВ). Интегральный поток заряженных частиц, по данным работ [84, 85] для первичного космического излучения и избыточного излучения составляет

$$J_{\gamma}(E > 1 \text{ ГэВ}) = 1460 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1},$$

а интегральный поток гамма-квантов соответствующей энергии для направления на галактический центр составит, по данным COS-B, примерно $0,25 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}\text{ср}^{-1}$. Полагая, что скорость регистрации заряженных частиц из-за просчетов в АС не должна превышать 0,3 от скорости регистрации гамма-квантов, получим необходимую эффективность регистрации детектором АС заряженных частиц $\eta \geq 99,995\%$ (при направлении прибора на антицентр Галактики для выполнения тех же условий необходима эффективность $\eta \geq 99,9995\%$).

Для регистрации событий с “обратным током” с помощью времяпролетной методики необходимо, чтобы наряду с высокой эффективностью детектор АС обладал хорошим временным разрешением, сравнимым с разрешением детекторов ВПС. Объединение этих в какой-то мере противоречивых требований в одном детекторе возможно при применении двух электронных каналов: одного традиционного, с высокой эффективностью, но относительно медленного, и другого - временного, входящего в состав системы регистрации событий с “обратным током”.

Сигналы с ФЭУ поступают на сумматоры, и далее на узел временного анализа, состоящий из двух ФСП и ВКК, аналогичный узлу временного анализа в канале ВПС. Одновременно сигналы с сумматора поступают на блок регистрации с низким порогом ФАС.

Надежность работы выбранной логики отбора событий с СОТ в значительной степени зависит от эффективности регистрации заряженных частиц в АС во временном канале. Это связано с тем, что заряженные частицы, не зарегистрированные временным каналом при прямом пролете через АС вызовут срабатывание ВПС и КМ, а образованные ими фотонами “обратного тока” могут вызвать срабатывание временного канала АС и формирование сигнала СОТ. Такие события, связанные с заряженными частицами, будут рассматриваться как гамма-квант с “обратным током” от калориметра.

Детектор АС состоит из пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола размером $844 \times 844 \times 30$ мм, который просматривается с двух сторон 18 фотоумножителями (предположительно ФЭУ-143, обладающими хорошими временными и спектрометрическими характеристиками, но с пока еще не достаточно известными механическими характеристиками, позволяющими использование их на КА).

4.3. КООРДИНАТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Основная задача, решаемая с помощью координатных детекторов, - определение направления падения гамма-кванта путем измерения траектории частиц, рожденных гамма-квантом в конверторе. Так как конвертор толстый (~ 1 радиационная длина), то при взаимодействии в нем гамма-кванта начинает образовываться электромагнитный каскад, и из конвертора выходит несколько электронов (до ~ 10 даже при энергии 1 ГэВ). Электроны имеют разную энергию и могут разлетаться под большими углами, что затрудняет восстановление направления первичного гамма-кванта. Повысить надежность восстановления можно с помощью амплитудного анализа сигналов в координатных детекторах. Определение энерговыделения в модулях детекторов затруднено тем, что амплитуда сигнала с ФЭУ зависит от координаты сцинтиляции: $A_1 = A_0 \exp(-x/l_0)$, где x - расстояние от фотокатода ФЭУ до места сцинтиляции, l_0 - длина ослабления света ($l_0 \approx 70$ см), A_0 - величина, пропорциональная энерговыделению. Преодолеть эту трудность можно, измеряя одновременно амплитуду с другого ФЭУ того же модуля: она будет равна $A_2 = A_0 \exp(-(L-x)/l_0)$, при длине модуля L . Произведение амплитуд A_1 и A_2 , равное $A_1 A_2 = A_0^2 \exp(-L/l_0)$, не зависит от координаты и позволяет определять энерговыделение в сцинтиляторе. Измерение энерговыделения в координатных детекторах (КД) дает дополнительную возможность отделения событий, соответствующих гамма-квантам, от событий соответствующих протонам. Критерием для разделения событий является количество прошедших через детектор КД частиц: в случае регистрации гамма-кванта число частиц n , как правило, не менее 2, а в случае протона $n=1$. Вероятность взаимодействия протонов с конвертором толщиной 6 мм свинца (при длине ядерного взаимодействия 18,5 см) составляет менее 5%, и взаимодействие со сцинтиляторами СВ и КД1 около 5%, т.е. более чем в 90% случаев пролета протонов через телескоп в детекторах КД регистрируется одна частица, и, таким образом, дополнительное разделение протонов и гамма-квонтов можно осуществить с коэффициентом более 10. Следует отметить, что измерение энерговыделения в КД дает дополнительно возможность измерять заряд пролетающих через детекторы заряженных частиц и, таким образом, изучать ядерный состав космических лучей.

Ширина модулей определяет точность восстановления траекторий частиц: в телескопе ГАММА-400 она составляет 20 мм и при расстоянии между детекторами КД1 и КД3 равном 60 см можно определить направление прихода частицы с точностью около $\pm 2^\circ$.

Все шесть координатных детекторов идентичны и отличаются только размерами: КД1Х и КД1Y - $800 \times 800 \times 10$ мм (в каждом по 40 модулей), КД2Х и КД2Y - $700 \times 700 \times 10$ мм (в каждом по 35 модулей), КД3Х и КД3Y - $600 \times 600 \times 10$ мм (в каждом по 30 модулей). Всего в данной системе 210 модулей и 420 фотоумножителей ФЭУ-60, амплитуду сигналов с которых необходимо измерять.

4.4. КАЛОРИМЕТР

Точность измерения энергии гамма-квантов при определении спектра диффузной компоненты должна быть не хуже ~10%, в то время как для измерения линий малой интенсивности необходима значительно более высокая точность, до ~1%. Такой точности можно достичь с помощью гомогенного калориметра, например из сцинтиллятора CsJ(Tl), как и было принято при конструировании гамма-телескопа ГАММА-400.

Калориметр содержит 225 модулей из CsJ(Tl) размером 300×40×40 мм: каждый модуль просматривается фотоумножителем ФЭУ-85А или имеющим больший динамический диапазон ФЭУ-115М. Оси всех модулей параллельны продольной оси прибора. Такая конструкция калориметра позволяет, в случае невозможности применить детекторы из CsJ, заменить их (без переработки конструкции) модулями из свинцового стекла, в которых заряженные частицы ливня испускают черенковское излучение в направлении движения частиц. Кроме того, при таком расположении модулей калориметра появляется возможность (дополнительно к измерениям в КД3) определять координаты влета компонент пары в калориметр. В случае применения сцинтилляторов возможно также горизонтальное расположение модулей, что позволит, с одной стороны, учесть затухание света в сцинтилляторе по методике, аналогичной примененной в КД, и более точно определить энергию частиц, а с другой стороны, регистрировать развитие лавины и по виду лавины отделять электромагнитные каскады от ядерных. Это даст возможность дополнительно очистить массив гамма-событий от возможной примеси протонов.

4.5. ЭЛЕКТРОННАЯ СИСТЕМА СБОРА И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Все электронные узлы гамма-телескопа можно условно разделить на три системы: систему формирования триггерных и счетных сигналов, систему амплитудного анализа и систему управления, сбора и вывода информации. Блок-схема электронных узлов гамма-телескопа ГАММА-400 показана на Рис.17, где использованы следующие обозначения.

Сигналы детекторов: АС-1 ... АС-18 - сигналы с 18 фотоумножителей системы антисовпадения; СВ-1 ... СВ-32 - сигналы с 32 фотоумножителей верхнего детектора ВПС; СН-1 ... СН-24 - сигналы с 24 фотоумножителей нижнего детектора ВПС; КМ-1 ... КМ-225 - сигналы с 225 фотоумножителей калориметра; КД_iX-п и КД_iY-п - сигналы с п фотоумножителей детекторов координат, соответственно, X и Y для i-го слоя (i=1, 2, 3), n=80, 70 и 60 для 1, 2 и 3 слоев.

Система формирования триггерных и счетных сигналов: УВА - узел временного анализа; С - сумматор, ФСП - формирователь со следящим порогом, ВКК - времякоординатный компенсатор; ВПС - электроника времяпролетной системы; ВПСОТ - электроника ВПС

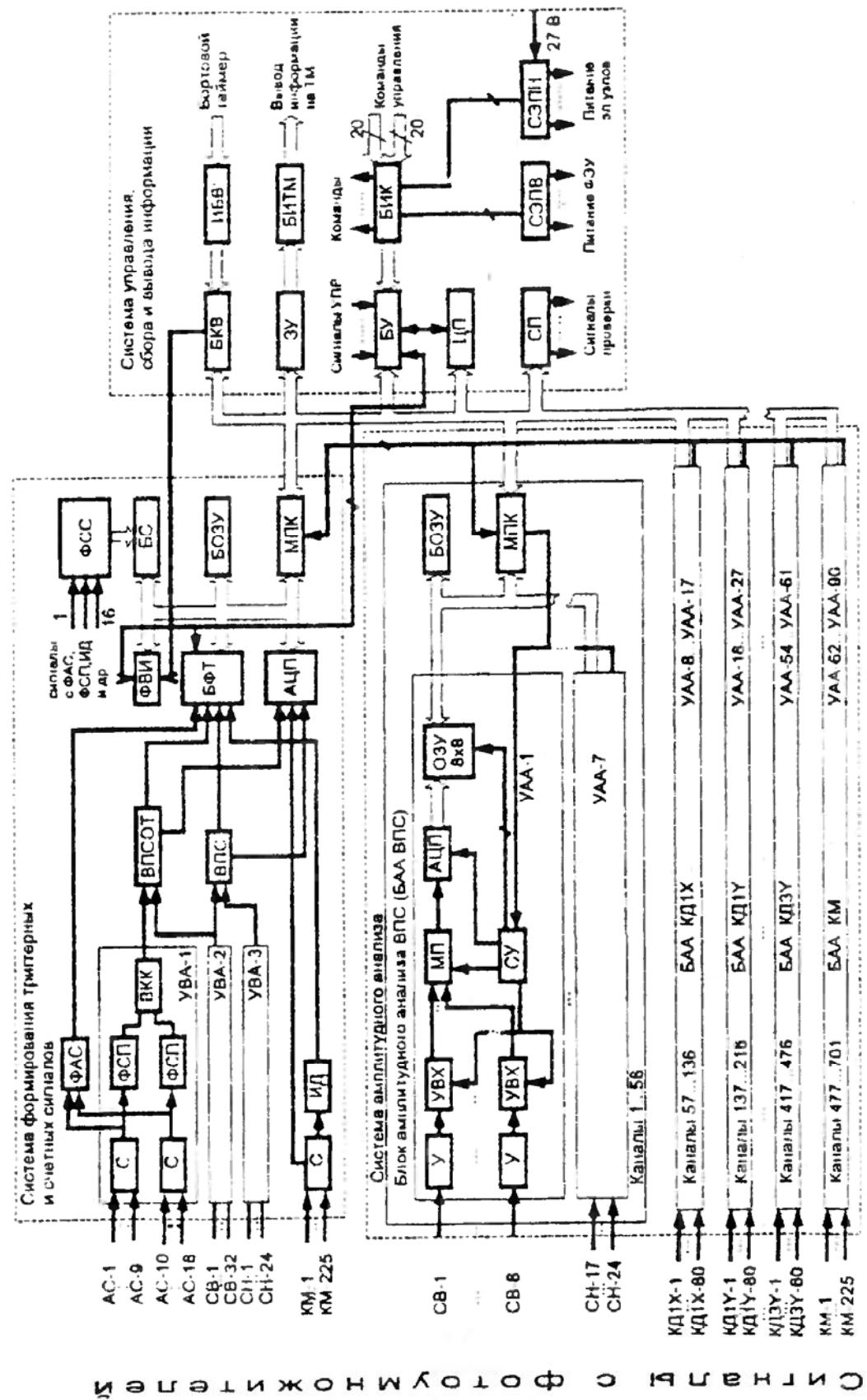


Рис. 17. Блок-схема электронных узлов гамма-телескопа ГАММА-400.

обратного тока; ФАС - формирователь сигнала антисовпадений; ИД - интегральный дискриминатор; БФТ - блок формирования триггерного сигнала; АЦП - амплитудно-цифровой преобразователь; МПК - микропроцессорный контроллер; ФСС - формирователь счетных сигналов; БС - блок счетчиков; ФВИ - формирователь временных интервалов для блока счетчиков; БОЗУ - блок оперативного запоминающего устройства; БАА (УАА) - блок (узел) амплитудного анализа сигналов от детекторов ВПС (БАА ВПС), от координатных детекторов (БАА КДиХ ...), от калориметра (БАА КМ).

Система амплитудного анализа: У - усилитель, УВХ - устройство выборки-хранения; СУ - схема управления; ОЗУ - оперативное запоминающее устройство.

Система управления сбора и вывода информации: БИК - блок интерфейсный для приема команд, БУ - блок управления, ЦП - центральный процессор, ИБВ - интерфейс бортового таймера, БКВ - блок кодировки времени, ЗУ - запоминающее устройство, БИТМ - блок интерфейса телеметрии, СП - система проверки, СЭПН и СЭПВ - система электропитания низковольтная и высоковольтная.

Система формирования триггерных сигналов описана в разделе 3. Счетные сигналы формируются в формирователе счетных сигналов (ФСС) путем комбинации логических сигналов с детекторами (ФАС, ФСП, ВКК), а также комбинации логических сигналов, сформированных из аналоговых сигналов с ВПС, ВПСОТ, ИД для различных порогов отбора. Сигналы со всех счетных каналов (предполагается около 100 каналов) поступают на блок счетчиков БС, режим работы которых задается с помощью формирователя временных интервалов ФВИ. Узлы быстрой электроники разрабатываются на ЕСЛ-микросхемах серии 100, остальные, по возможности, на КМОП-микросхемах.

Система амплитудного анализа предназначена для измерения амплитуд сигналов со всех фотоумножителей координатной системы и калориметра для получения физической информации, а также с фотоумножителей ВПС для контроля и получения дополнительной информации. В системе амплитудного анализа применены микросхемы типа MAX155, один корпус которой включает следующие указанные на блок-схеме узлы: 8 устройств выборки-хранения УВХ, мультиплексор МП, восьмиразрядный амплитудно-цифровой преобразователь АЦП, оперативное запоминающее устройство на 8 байт ОЗУ и схему управления СУ. Потребление одного корпуса не превышает 120 мВт. Сигналы с ФЭУ усиливаются с помощью операционных усилителей У и поступают на УВХ, которые стробируются мастерным сигналом. Преобразование амплитуды с 8 каналов в код и запись в ОЗУ осуществляется за время ~30 мкс. Схема, содержащая один корпус MAX155 и 8 входных усилителей, составляет узел амплитудного анализа УАА. Несколько УАА, обслуживающих один детектор или группу ФЭУ в КМ (до 40 измерительных каналов) составляют блок амплитудного анализа БАА, управление работой которого и считывание информации из ОЗУ осуществляется с помощью микропроцессорного контроллера (МПК).

на однокристальной ЭВМ. Промежуточная информация заносится в буферное запоминающее устройство БОЗУ.

Управление работой прибора осуществляется с помощью логического блока управления БУ и центрального процессора ЦП, которые осуществляют сбор информации, формирование выходных данных и запись в запоминающее устройство ЗУ для последующего вывода информации на телеметрию через интерфейсный блок БИТМ. Периодически с помощью системы проверки СП осуществляется контроль работоспособности прибора. Информация о времени события считывается с бортового таймера через интерфейс ИБВ в блок кодировки времени БКВ, откуда берется информация в ФВИ и для записи в формат выходных данных. Команды управления (всего около 100) через интерфейсный блок БИК поступают на БУ, на систему питания СЭПВ и СЭПН или непосредственно в подлежащие управлению блоки.

Информация с системы амплитудного анализа может записываться в ЗУ либо с каждого УАА с последующей обработкой на Земле, либо после предварительной обработки на борту, позволяющей определять модули с максимальным энерговыделением. В принципе имеющиеся в приборе вычислительные средства позволяют осуществлять и более сложную первичную обработку.

В заключение еще раз подчеркнем, что к настоящему времени получено достаточно много сведений о космическом гамма-излучении высоких энергий (до 30 ГэВ), имеются достоверные данные о гамма-излучении некоторых дискретных источников (Сраб и Mk 421) при энергиях больше 1 ТэВ, но практически полностью отсутствует информация о гамма-излучении в интервале энергий от 30 ГэВ до 1 ТэВ. Важность и актуальность осуществления гамма-астрономических наблюдений в этом диапазоне энергий, отмечавшаяся нами еще в 1986 г. [1, 86], теперь осознана многими исследователями, о чем свидетельствует значительное число предложенных в последние годы проектов гамма-телескопов [2, 10, 79], предназначенных для установки на космических аппаратах с целью проведения прямых измерений гамма-излучения с энергией выше нескольких десятков ГэВ. Нам представляется, что проведение измерений с помощью установки ГАММА-400 позволит решить ряд задач, сформулированных в разделах 1 - 2, и при благоприятных обстоятельствах может быть осуществлено в ближайшие годы.

Авторы благодарны всем, кто на ранних этапах принимал участие в обсуждении и разработке проекта ГАММА-400.

Авторы благодарят заместителя председателя Совета по космосу РАН академика А.А. Боярчука, ученого секретаря Совета А.В. Алферова, представителей Министерства науки А.В. Богданова и Ю.А. Джамардяна за постоянную помощь в работе.

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ, Министерства науки РФ и Совета по космосу РАН .

ЛИТЕРАТУРА

- 1.Dogiel V.A., Fradkin M.I., Kurnosova L.V. et al., Space Sci. Rev., 1988, 49, 215.
- 2.Proc. Intern. Workshop "Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector for TeV Astro/Particle Physics", 1993, Edited by R.C. Lamb, Iowa State University.
- 3.Астрофизика космических лучей. Под ред. В.Л. Гинзбурга. М.: Наука, 1990.
- 4.Гинзбург В.Л., Догель В.А., УФН, 1989, 158, 3.
- 5.Pretzl K.P., Europhysics News, 1993, 24, 167.
- 6.Ostriker J.B., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1993, 31, 689.
- 7.Berezinsky V.S., Preprint Inst. Nazionale di Fisica Nucleare, Italy, 1993, LNGS-93/85.
- 8.Stecker F.W. and Tylka A.J., Ap. J., 1989, 343, 169.
- 9.Berezinsky V.S., Bottino A., and de Alfaro V., Preprint Inst. Nazionale di Fisica Nucleare, Italy, 1991, LNGS-91/04; Phys. Lett., 1992, B274, 122.
- 10.Adams J.N., US Naval Res. Lab., Proposal, 1989, T-248-89; Ap. J., 1987, 317, 551.
- 11.Sacher W. and Schönfelder V., Space Sci. Rev., 1983, 36, 249.
- 12.Fichtel C.E., Bertsch D.L. et al., Astron. Astrophys., 1993, 97, 13.
- 13.Weekes T.C. et al., Ap. J., 1989, 342, 379.
- 14.Fazio G.G. et al., Proc. 11th ICRC (Budapest), 1969, 1, 115.
- 15.Kamata K. et al., Can. J. Phys., 1968, 46, S72.
- 16.Suga K. et al., Ap. J., 1988, 326, 1036.
- 17.Matthews J. et al., Ap. J., 1991, 375, 202.
- 18.Gawin J. et al., Can. J. Phys., 1968, 46, S75.
- 19.Stamenov J.N. et al., Proc. 18th ICRC (Bangalore), 1983, 6, 54.
- 20.Dzikowski T. et al., Proc. 19th ICRC (La Jolla), 1985, 1, 238.
- 21.Glushkov A.V. et al., Proc. 19th ICRC (La Jolla), 1985, 2, 186.
- 22.Blake P.R. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 471.
- 23.Nikolsky S.I., Stamenov J.N., and Ushev S.Z., Sov. Phys. JETP, 1984, 60, 10.
- 24.Nikolsky S.I., Stamenov J.N., and Ushev S.Z. Nucl. Phys., 1987, 13, 883.
- 25.He Y.D. and Zhu Q.Q., Proc. 22nd ICRC (Dublin), 1991, 1, 400.
- 26.Mullajanov A.N. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 491.
- 27.Fichtel C.E. et al., Ap. J., 1975, 198, 163.
- 28.Thompson D.J. et al., Ap. J., 1977, 213, 252.
- 29.Hermisen W., Philos. Trans. Roy. Soc. London, 1981, A301, 519;
Hermisen W., Ph.D. Thesis, 1980, University of Leiden, The Netherlands.
- 30.Dogiel V.A., Contemporary Phys., 1992, 33, 91.
- 31.Akimov V. et al., Proc. 22nd ICRC (Dublin), 1991, 3, 73.
- 32.Воронов С. и др., Изв. Акад. Наук, сер. физ., 1993, 57, 152.
- 32а.Акимов В. и др., Письма в АЖ, 1991, 17, 501.
- 33.Chiakin E. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 184.

- 34.Halpern J.P. and Holt S.S., Nature, 1992, 357, 222.
- 35.Bertch D.L., Brazier K.T.S., Fichtel C.E. et al., Nature, 1992, 357, 306.
- 36.Mattox J.R. et al., Ap. J., 1992, 401, L23.
- 37.Bignami G.F. and Caraveo P.A., Nature, 1992, 357, 287.
- 38.Акимов В.В., Афанасьев В.Г. и др., Письма в АЖ, 1993, 19, 579.
- 39.Hermsen W., Bennett K. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 176.
- 40.Mayer-Hasselwander H.A., Bertch D.L. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 180.
- 41.Hunter S.D., Bertch D.L. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 140.
- 42.de Gens E.J. and Burton W.B., Astron. Astrophys., 1991, 246, 559.
- 43.Königl A., Ap. J., 1981, 243, 700.
- 44.Hutter D.F. and Mufson S.L., Ap. J., 1986, 301, 50.
- 45.Mufson S.L. et al., Ap. J., 1990, 354, 116.
- 46.Hartman R.C., Bertch D.L. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 164.
- 47.Reinolds P.T. et al., Ap. J., 1993, 404, 206.
- 48.Akerlof C.W. et al., Proc. 21th ICRC (Adelaide), 1990, 2, 135.
- 49.Lang M.J. et al., Proc. 22nd ICRC (Dublin), 1991, 1, 204.
- 50.Lewis D.A. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 279.
- 51.De Jager O.C. and Harding A.K., Ap. J., 1992, 396, 161.
- 52.Baillon P. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 271.
- 53.Punch M. et al., Nature, 1992, 358, 477.
- 54.Kerrick A.D. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 405.
- 55.Akerlof C.W. et al., Proc. 22nd ICRC (Dublin), 1991, 1, 324.
- 56.Никишов А.И., ЖЭТФ, 1961, 41, 550.
- 57.Mohanty G. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 440.
- 58.Lin Y.C. et al., Ap. J., 1992, 401, L61.
- 59.Kniffen D.A. et al., Ap. J., 1993, 411, 133.
- 60.Aglietta M. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 216.
- 61.Alexandreas D.E. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 416.
- 62.Merck M. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 290.
- 63.Acharya B.S. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 283.
- 64.Borione A. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 286.
- 65.Aglietta M. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 309.
- 66.Alexandreas D.E. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 312.
- 67.Borione A. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 385.
- 67a.Acharya B.S. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 1, 388.
- 68.Григоров Н.Л., Препринт НИИЯФ МГУ, 1989, N 89-54/131.
- 69.Zatsepin V.I. et al., Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 2, 13.
- 70.Asakimori K. et al. (JACEE), Proc. 23rd ICRC (Calgary), 1993, 2, 21,
- 71.Rubin V.C., Scient. Amer., 1983, 248, N6
(Русск. перевод: В мире науки, 1983, N8, 4).
- 72.Haber H.E. and Kane G.L., Scient. Amer., 1986, 254, N6.
(Русск. перевод: В мире науки, 1986, N8, 26).
- 73.Ellis J. et al., Nucl. Phys., 1984, B238, 453.
- 74.Ellis J. et al., Phys. Lett., 1990, B245, 545.
- 75.Rudaz S., Phys. Rev., 1989, D39, 3549.
- 76.Rudaz S. and Stecker F.W., Ap. J., 1988, 325, 16.

- 77.Ipser J.R. and Sikivie P., Phys. Rev., 1987, D35, 3695.
78.Berezinsky V.S., Gurevich A.V., and Zybin K.P., Preprint Inst. Nazionale di Fisica Nucleare, Italy, 1992, LNGS-92/40; Phys. Lett. B, 1992, 294, 221.
79.Carlson P., Project SUSY SKY, Preprint Inst. Phys., Sweden, 1988.
80.Григорьев В.А., Каплин В.А. и др., В сб. Экспериментальные методы в задачах прикладной и фундаментальной физики. Энергоатомиздат. 1991, 3.
81.Григорьев В.А., Каплин В.А. и др., ПТЭ, 1981, N1, 93.
82.Бондаренко В.Г., Григорьев В.А., Каплин В.А., ПТЭ, 1979, N3, 75.
83.Rothermel H., IEEE Trans. Nucl. Sci., 1977, NS-24, 801.
84.Mc.Donald F.B. and Webber W.R., Phys. Rev., 1959, 155, 194.
85.Грайзен К. Физика космических рентгеновских лучей, гамма-лучей и частиц высокой энергии. М.: Мир, 1975.
86.Dogiel V.A., Kostin A.P., Kurnosova L.V. et al., Proc. 20th ICRC (Moscow), 1987, 2, 356.

Подписано в печать 1 марта 1995 года.
Заказ № 7. Тираж 100 экз. П.л. 4,0

Отпечатано в РИИС ФИАН.
Москва, В-333, Ленинский проспект, 53