

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ КАЛОРИМЕТРОМ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ АТИС

© 2008 г. А. Д. Панов, В. И. Зацепин, Н. В. Сокольская, J. H. Adams, Jr. *, Н. S. Ahn**,
Г. Л. Башинжагян, J. W. Watts*, J. P. Wefel***, J. Wu**, O. Ganel**, T. G. Guzik***,
R. M. Gunashingha****, J. Isbert***, K.C. Kim**, M. Christl**, E. Н. Кузнецов,
М. И. Панасюк, E. S. Seo**, J. Chang*****, W. K. H. Schmidt*****, A. R. Fazely*****

НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

**Marshall Space Flight Center, USA*

***University of Maryland, USA *** Louisiana State University, USA*

*****Southern University, USA*

******Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, China*

******Max-Planck Institute, Germany*

Поступила в редакцию 27.12.2007 г.

Баллонный эксперимент АТИС предназначен для измерения энергетических спектров первичных космических лучей с разделением частиц по заряду от протонов до железа в энергетическом диапазоне от ~50 ТэВ до 200 ТэВ. Энергия частиц измеряется сцинтилляционным калориметром из германата висмута (ВГО). Описана процедура калибровки калориметра, включая калибровку температурной зависимости чувствительности калориметра по данным полетных измерений, а также методика определения энерговыделения в калориметре с учетом температурной зависимости его чувствительности. Максимальная методическая ошибка в определении энерговыделения калориметром не превышает 10%, вероятная ошибка оценена в 6%.

PACS: 95.85.Ry, 95.55.Vj

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектрометр АТИС (Advanced Thin Ionization Calorimeter, рис. 1) состоит из кремниевой матрицы, построенной из 4480 отдельных кремниевых детекторов размером 1.5×2 см каждый и предназначенной для определения заряда частиц; мишени, состоящей из трех слоев графита толщиной по 10 см; трех годоскопов, построенных из 202 брусков пластических сцинтилляторов толщиной 1 и шириной 2 см, расположенных шестью слоями, которые используются для генерации триггеров событий и как дополнительный детектор заряда частиц; полностью активного калориметра, построенного из 320 кристаллов германата висмута ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ – ВГО) размером $25 \times 2.5 \times 2.5$ см. Кристаллы ВГО образуют 8 слоев площадью 50×50 см² каждый, причем оси кристаллов в соседних слоях взаимно перпендикулярны. Каждый кристалл просматривается индивидуальным фотумножителем Hamamatsu R5611. Глубина калориметра по вертикали составляет 18 каскадных единиц, толщина мишени вместе со сцинтилляторами годоскопа составляет примерно 3/4 пробега неупругого взаимодействия для протона. Детально спектрометр и методы калибровки описаны в [1], метод определения заряда первичной частицы и достигнутое разрешение детектора заряда – в [2–

4]. Впервые в космических лучах высокой энергии для измерения заряда была использована матрица кремниевых детекторов [2], позволившая решить проблему обратного тока (альbedo) путем высокой сегментации детектора заряда. Детали, связанные с решением проблемы альbedo в эксперименте АТИС, включая математическое моделирование рождения и прохождения альбедных частиц и сравнение результатов расчетов с экспериментом, приведены в [5].

АТИС совершил два успешных стратосферных полета в Антарктиде: с 28.12.2000 по 13.01.2001 (тестовый полет АТИС-1) и с 29.12.2002 по 18.01.2003 (научный полет АТИС-2). Предварительные результаты обработки данных полета АТИС-2 были опубликованы в [6, 7]. Далее будут обсуждаться данные, имеющие отношение к научному полету АТИС-2.

В данной статье дано детальное описание методики измерения энергии, выделяемой космическими частицами в ВГО-калориметре спектрометра АТИС. В разделе 2 описана процедура калибровки ВГО-калориметра, позволяющая связать величины, выдаваемые амплитудно-цифровыми преобразователями, с энерговыделениями в кристаллах калориметра; раздел 3 и его подразделы посвящены определению температурной зависимости чувстви-

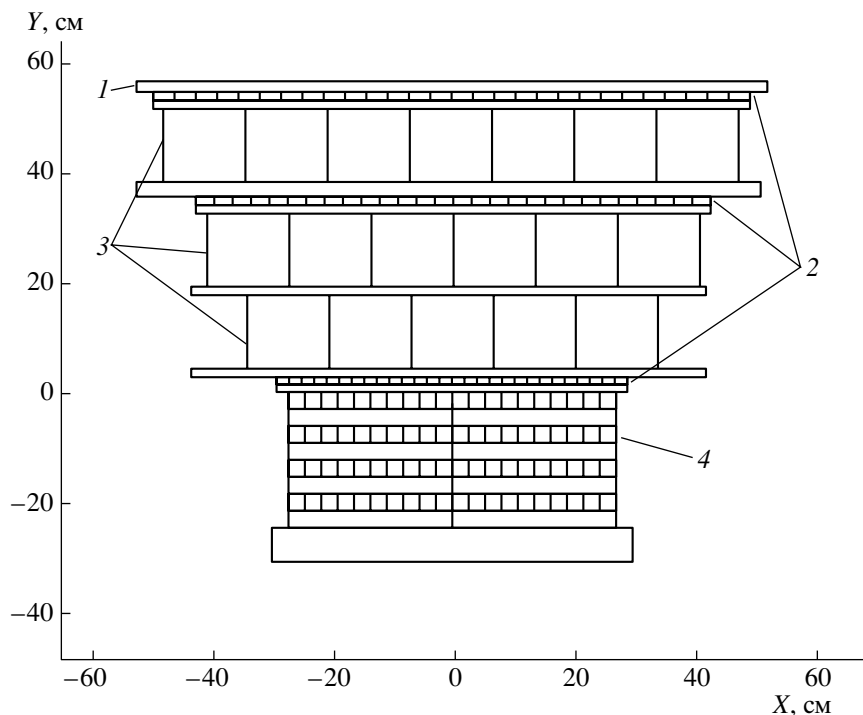


Рис. 1. Схема спектрометра АТИС (вид сбоку). 1 – матрица кремниевых детекторов; 2 – сцинтилляционные годоскопы; 3 – графитовая мишень; 4 – ВГО-калориметр.

тельности калориметра различными способами и в разных аспектах и соответствующей температурной корректировке измерений энерговыделения.

2. КАЛИБРОВКА ВГО-КАЛОРИМЕТРА

Система регистрации энерговыделения в калориметре должна обеспечить динамический диапазон порядка 10^6 (от единиц мегаэлектронвольт до нескольких тераэлектронвольт энерговыделения в одном кристалле). Это достигается тем, что сигнал с фотоэлектронного умножителя (ф.э.у.) снимается с трех различных динодов, что обеспечивает три канала съема информации, обладающих различной чувствительностью – каналы R_0 (самый чувствительный), R_1 (средний) и R_2 (самый грубый). Различие в чувствительности соседних каналов (R_0 и R_1 или R_1 и R_2) составляет величину, определяемую фактором порядка 50, но зависит от индивидуальных особенностей каждого ф.э.у. Для полной калибровки калориметра проводилась абсолютная калибровка канала R_0 каждого кристалла и затем относительная калибровка канала R_1 к каналу R_0 и канала R_2 к каналу R_1 . Знание абсолютной калибровки R_0 позволяет тогда найти абсолютную калибровку также каналов R_1 и R_2 . Детали процедур описаны ниже.

Абсолютная калибровка канала R_0 каждого кристалла проводилась с помощью регистрации атмосферных мюонов. В предполетный период в

течение ~ 140 ч (с несколькими перерывами) прибор находился во включенном состоянии и регистрировал атмосферные мюоны космических лучей. Для каждого кристалла калориметра удалось с достаточно хорошей статистикой измерить характерный ионизационный пик энерговыделения, связанного с прохождением мюонов (рис. 2). Для каждого кристалла положение мюонного пика (выраженная в отсчетах АЦП амплитуда) было найдено путем аппроксимации его формы методом максимального правдоподобия гауссовой функцией с экспоненциальным фоном (фитируются все параметры гауссовой линии и все параметры фона – всего пять параметров), а также с использованием функции, моделирующей распределение Ландау, также с экспоненциальным фоном. Основная часть фона, который аппроксимируется экспонентой, связана с хвостом функции распределения электронных пьедесталов измерительного тракта, но не только с этим (см. ниже). Аппроксимация экспонентой и функцией Ландау дает отличие в положении пика на уровне 5% от амплитуды. В качестве окончательного значения бралось среднее по обоим методам аппроксимации. Таким образом, систематическая ошибка, связанная с методом аппроксимации пика для поиска максимума не превышает 2.5%. На рис. 2 помимо экспериментального мюонного пика и результатов фитирования показаны также результаты измерений пьедестала электронного тракта, который

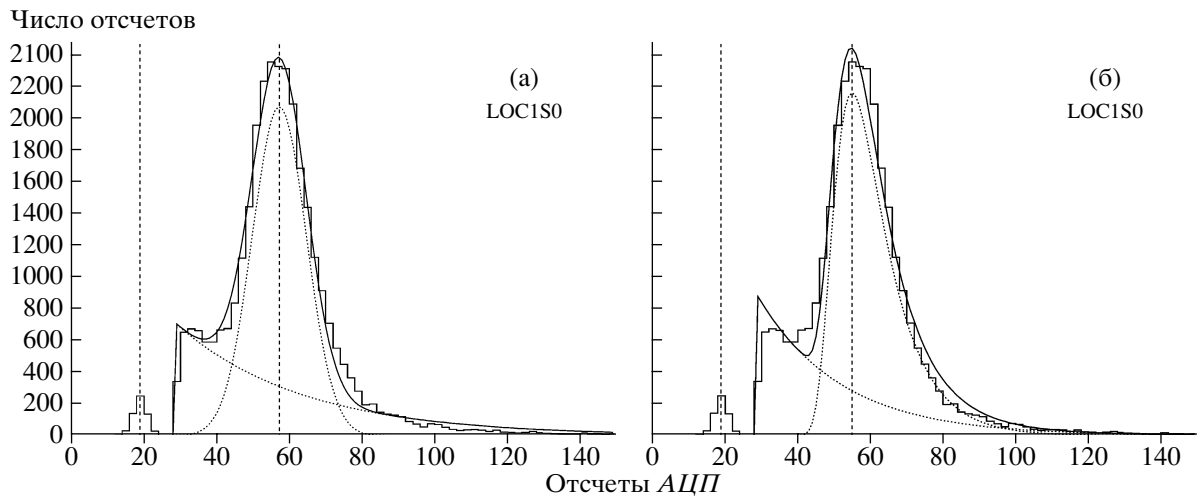


Рис. 2. Мюонный пик в одном из кристаллов калориметра (слой 0, кристалл номер 1, сторона 0). Измеренный пик показан вместе с аппроксимацией пиком гауссовой формы (а) и пиком асимметричной формы, моделирующим распределение Ландау (б), в обоих случаях пики находятся над экспоненциальным фоном. Гистограмма – экспериментальные значения, сплошная линия – результат аппроксимации, пунктирная – отдельно найденный пик и найденный фон, штриховая – положение пьедестала электронного тракта и найденное положение пика. АЦП – амплитудно-цифровой преобразователь.

имеет индивидуальное значение для каждого канала регистрации (маленький пик левее основного мюонного пика), который с периодичностью в 1 ч измеряется в специальных, искусственно сгенерированных калибровочных событиях.

Для привязки найденных положений мюонных пиков к определенному энерговыделению (что и дает калибровку канала R_0 для каждого кристалла, так как позволяет вычислить энергию на единицу отсчета АЦП) с помощью систем GEANT3 [8], GEANT4 [9, 10] и FLUKA [11, 12] был смоделирован однокристалльный пик энерговыделений от атмосферных мюонов. Сначала в задаче с простой геометрией мы убедились, что моделирование с помощью трех выше упомянутых систем приводит к почти идентичным результатам (системы GEANT4 и FLUKA дают точно один и тот же результат, GEANT3 дает энерговыделение на 4% больше). Затем с использованием точной модели прибора ATIC для системы GEANT4 мюонный пик был промоделирован в реальной геометрии (плоский спектр мюонов от 500 МэВ до 1 ГэВ, $\cos^2\Theta$ -угловое распределение мюонов, моделирование триггера прибора для выделения событий). Полученное модельное распределение энерговыделений в одном кристалле показано на рис. 3. Вообще говоря, для разных кристаллов из-за особенностей их положения в общей геометрии прибора получают несколько различные распределения, однако не настолько, чтобы это учитывать при вычислении максимума распределений. Распределение на рис. 3 – среднее по всем кристаллам.

Распределение энергий имеет три основные особенности. Во-первых, это главный пик, свя-

занный с ионизационными потерями мюона, вошедшего в кристалл через его верхнюю грань и вышедшего через нижнюю. Во-вторых, это плоское плато, расположенное левее главного пика. Плато связано с мюонами, которые лишь чиркнули по кристаллу, войдя в него через верхнюю грань и выйдя через боковую. Такие случаи дают также вклад в фон под пиком. И, наконец, узкий пик вблизи нуля энерговыделения связан преимущественно с дельта-электронами от мюонов, вовсе не прошедших через данный кристалл, но прошедших где-то по соседству. Оценка положения главного максимума мюонного пика дала 23.2 МэВ. Именно это значение было использовано при калибровке индивидуальных кристаллов, так как моделирование достаточно точно соответствует экспериментальным условиям, которые имели место при регистрации экспериментальных однокристалльных мюонных пиков (рис. 2).

Межканальная калибровка для пар каналов R_0 , R_1 и R_1 , R_2 была проведена с использованием полетных данных, относящихся к записям научных событий, связанных с регистрацией первичных космических частиц. Во многих случаях один и тот же сигнал космической частицы (энерговыделение в кристалле BGO) удается зарегистрировать сразу в паре каналов съема информации – одновременно в R_0 и R_1 или в R_1 и R_2 . Это позволяет сравнить коэффициенты усиления в соответствующих парах каналов. На рис. 4 показано, как коррелируют амплитуды в парах R_0 , R_1 и R_1 , R_2 для одного из кристаллов BGO. Видно, что пары точек ложатся на прямые линии, проходящие через начало координат, что легко позволяет найти соответ-

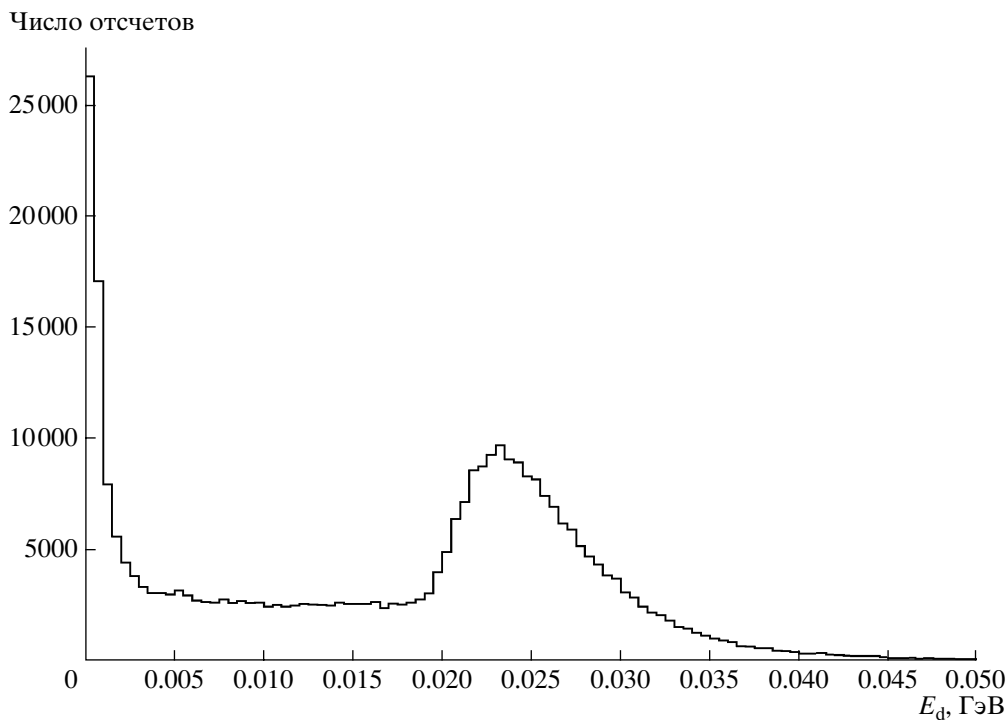


Рис. 3. Модельный однокристальный мюонный пик, полученный с использованием системы GEANT4.

ствующие калибровочные коэффициенты путем аппроксимации полученных точек линейными зависимостями. Непосредственно из рис. 4 видно, что при переходе от канала R_0 к R_1 и затем от R_1 к R_2 чувствительность канала каждый раз падает примерно в 50 раз. Разумеется, каждый кристалл ВГО приводит к своим собственным точным значениям калибровочных коэффициентов.

Калибровка с использованием данных от научных событий дает гарантию, что она будет адекватной при вычислении энергосделений в калориметре при обработке аналогичных научных событий. В спектрометре АТЭС предусмотрен также альтернативный способ калибровки, который состоит в использовании специальных калибровочных сигналов, получаемых с помощью регистрации фотоумножителями вспышек света от калибровочных фотодиодов. Это способ тоже позволяет получить сигналы, регистрируемые одновременно в парах различных каналов ф.э.у. Однако такой способ менее надежен, так как при этом вся аппаратура прибора АТЭС может функционировать не совсем так, как при регистрации научных событий. И действительно, два способа калибровки приводят к несколько различающимся результатам. Однако и способ калибровки с помощью фотодиодов тоже совершенно необходим (в данном случае это скорее тестирование, а не калибровка). Он нужен для проверки состояния прибора в предполетный период, чтобы убедиться, что все каналы ф.э.у. находятся в работоспособном

состоянии. На земле без помощи фотодиодов невозможно получить сигнал, заставляющий откликаться сразу пару каналов. Сигналы, возникающие при прохождении через прибор атмосферных мюонов, слишком слабы и дают отклик только в канале R_0 . Для регистрации сигнала сразу в паре каналов нужна жесткая космическая частица с большим энергосделением, что может быть только при регистрации первичных космических частиц во время полета.

3. ТЕМПЕРАТУРНАЯ КОРРЕКЦИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ВГО-КАЛОРИМЕТРА

Каждый полет спектрометра АТЭС представлял собой один полный оборот вокруг Южного полюса приблизительно на широте Южного полярного круга. Хотя полеты и совершались во время полярного дня, угол подъема Солнца над горизонтом менялся в зависимости от времени суток, а также по ходу полета менялось альbedo поверхности Земли, поэтому менялись и условия освещения и прогрева спектрометра. С этим, а также с особенностями работы аппаратуры, связаны суточные колебания температуры и долговременные нерегулярные изменения температуры внутри gondoly спектрометра (рис. 5). Средняя полетная температура калориметра составила 18.46°C. В течение около 20 ч примерно за четверо суток до старта АТЭС-2 была проведена регистрация мюо-

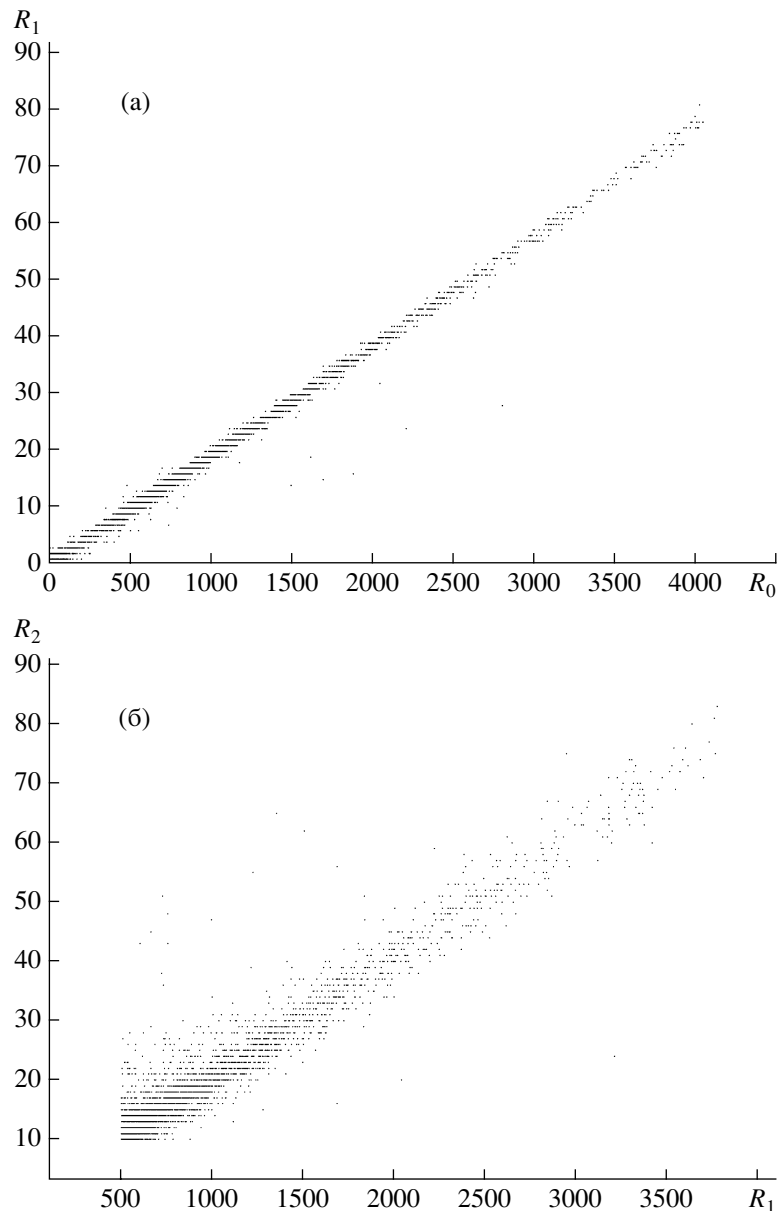


Рис. 4. К междиапазонной калибровке – корреляция сигналов в парах каналов R_0, R_1 (а) и R_1, R_2 (б).

нов космических лучей, данные которой позже были использованы для калибровки чувствительности счетного тракта ВГО-калориметра и сцинтилляционных годоскопов. Средняя температура калориметра во время периода калибровки составила 29.18°C . Видно, что не только полетная температура колебалась в широких пределах, но и температура калибровки существенно отличалась от средней полетной температуры. Так как квантовый выход ВГО-кристаллов зависит от температуры и характеристики счетного тракта калориметра также могут зависеть от нее, то для корректного пересчета амплитуд сигналов АЦП счетного тракта калориметра в выделенные

энергии нужно корректировать эти данные с учетом текущей температуры калориметра. Величина изменения измеренного энерговыделения в калориметре за счет температурных колебаний чувствительности составляла 20–30%. С учетом того, что дифференциальный спектр первичных космических частиц в первом приближении представляет собой степенную функцию с показателем около -2.75 , нетрудно найти, что ошибка в энергии частицы 30% приведет к ошибке в абсолютной интенсивности потока частиц примерно в 1.6 раза. Не говоря уже о том, что особенности спектра, если таковые имеются, будут найдены не на своем месте. Результаты измерений без по-

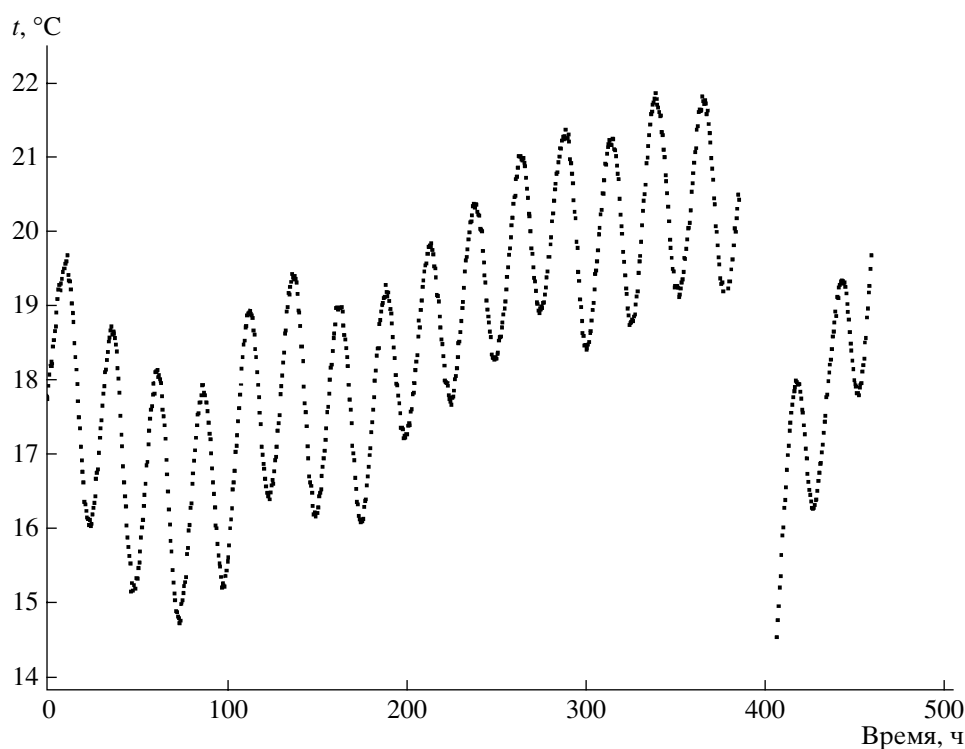


Рис. 5. Температура ВГО-калориметра (здесь и далее под температурой калориметра понимается среднее по показаниям 10 датчиков на поверхности калориметра) во время полета спектрометра АПС-2. За нуль отсчета времени принят момент, когда спектрометр достиг расчетной высоты, было закончено тестирование и начато выполнение собственно научной программы.

правки на температуру оказываются лишними всякого смысла.

Для получения правильных результатов необходима весьма тщательная температурная коррекция чувствительности счетного тракта калориметра, так как ожидаемые температурные эффекты велики. Для этого надо знать, как чувствительность калориметра зависит от температуры, причем измерения соответствующего коэффициента желательно провести непосредственно по полетным или предполетным данным, так как это будет гарантировать, что измеренный коэффициент соответствует полетному состоянию прибора.

Так как задача должна быть решена с высокой надежностью, то она решалась четырьмя различными способами. Согласованность результатов разных методик может указывать на корректность полученных результатов. Решение задачи различными способами было также особенно важным, поскольку зависимость чувствительности калориметра от температуры оказалась неожиданно высокой, почему уверенность в том, что измеряемая большая величина не является следствием методических эффектов, должна была быть полной.

Имеется также проблема, связанная с термической инерцией калориметра. Температурные датчики установлены в нескольких точках на по-

верхности ВГО-калориметра, представляющего собой параллелепипед размером $50 \times 50 \times 25$ см, и, поскольку температура во время полета менялась с периодом примерно в сутки, возникает вопрос, насколько температура калориметрического тракта в целом соответствует показаниям датчиков и какова ошибка калибровки, связанная с возможным запаздыванием температуры калориметра по сравнению с показаниями датчиков. Для ответа на эти вопросы надо измерить постоянную времени термической релаксации калориметра, причем желательно сделать это опять по полетным данным, и оценить возможную методическую ошибку, связанную с термической инерцией калориметра. Это – вторая группа задач, которая должна быть решена.

Всюду, где далее будет говориться о термочувствительности калориметра, будет иметься в виду коэффициент, описывающий зависимость чувствительности ВГО-калориметра от температуры. Четырем различными методами определения термочувствительности калориметра и задачам, связанным с его термической инерцией, посвящены пять следующих подразделов настоящего раздела.

Наконец заметим, что температура калориметра определяется бортовыми датчиками температуры, точность которых невысока (ошибка в несколько градусов возможна). Это, однако, не

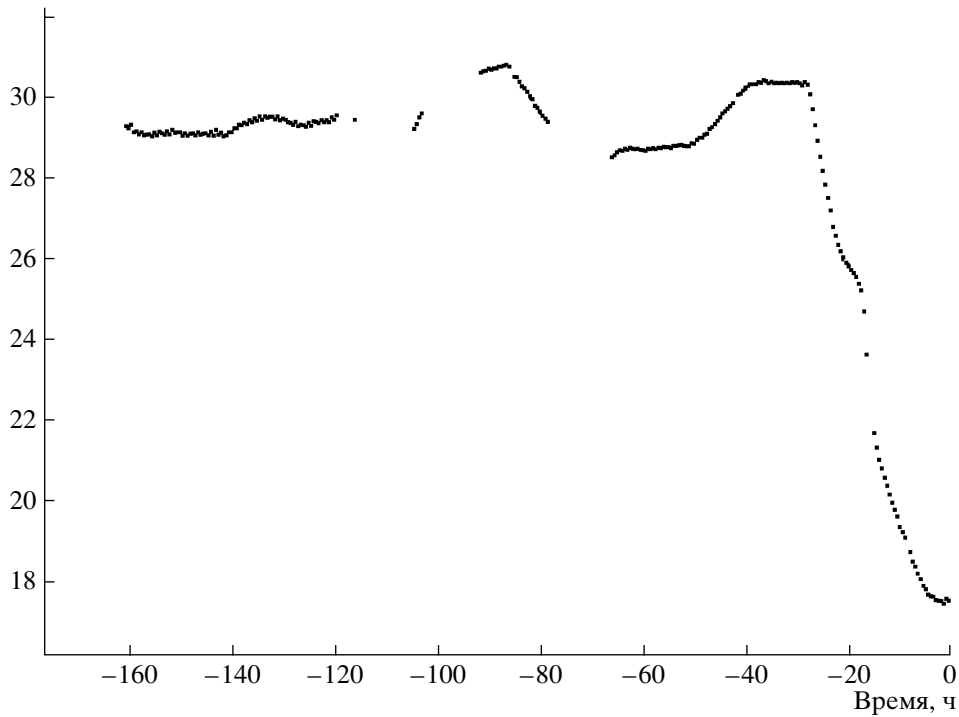


Рис. 6. Температура ВГО-калориметра в предполетный период и в начальный период полета. В момент времени приблизительно -30 ч спектрометр был перемещен из ангара на улицу, в результате чего температура стала падать, момент -20 ч соответствует старту, в момент -16 ч была достигнута расчетная высота полета.

влияет на точность температурной коррекции измерений энерговыделения ВГО-калориметром, так как важно лишь, чтобы такая коррекция была самосогласованной (при измерении термочувствительности калориметра и при последующей коррекции температурных ошибок должны использоваться одни и те же термометры).

3.1. Определение термочувствительности калориметра по сдвигу мюонных пиков в предполетный период

Как уже говорилось, в течение ~ 140 ч перед стартом прибор находился во включенном состоянии и регистрировал вторичные мюоны космических лучей с целью проведения различных калибровок и контроля функционирования. Температура прибора при этом не оставалась постоянной (в силу случайных обстоятельств). Результаты измерений температуры калориметра за этот период приведены на рис. 6. Удалось установить связь между положением пика распределения энерговыделений мюонов в кристаллах ВГО и температурой. Были рассмотрены четыре временных интервала, отличающихся либо пониженной, либо повышенной температурой (см. табл. 1, ср. с рис. 6).

Наличие корреляции между температурой и положением мюонного пика легко устанавливается на глаз. Для примера на рис. 7 показан сдвиг мюонного пика при изменении температуры на

1.63°C , имеющей место при переходе от временного интервала № 3 к интервалу № 4 (табл. 1). Видно, что корреляция имеет отрицательный характер: увеличению температуры соответствует снижение чувствительности калориметра.

Для точного определения коэффициента температурной чувствительности калориметра положение мюонного пика отождествлялось с положением нуля производной контура пика, которая определялась численно, с помощью квадратичной аппроксимации с шириной шаблона, равной примерно ширине пика на половине высоты. Надо отметить, что такой способ определения положения пика может вносить некоторую (на уровне 2–4%) систематическую погрешность в определение абсолютного положения линии, но это несущ-

Таблица 1. Временные интервалы предполетного времени и соответствующие изменения температуры и сдвиги мюонных пиков (к определению коэффициента термочувствительности калориметра)

№ интервала	Интервал, ч	$\Delta T, ^\circ\text{C}$	$\Delta E, \%$
1	($-160, -140$)	0.0 ± 0.20	0.0 ± 0.54
2	($-93, -83$)	1.67 ± 0.23	-4.15 ± 0.62
3	($-62, -52$)	-0.25 ± 0.17	0.45 ± 0.48
4	($-40, -30$)	1.38 ± 0.19	-4.27 ± 0.53

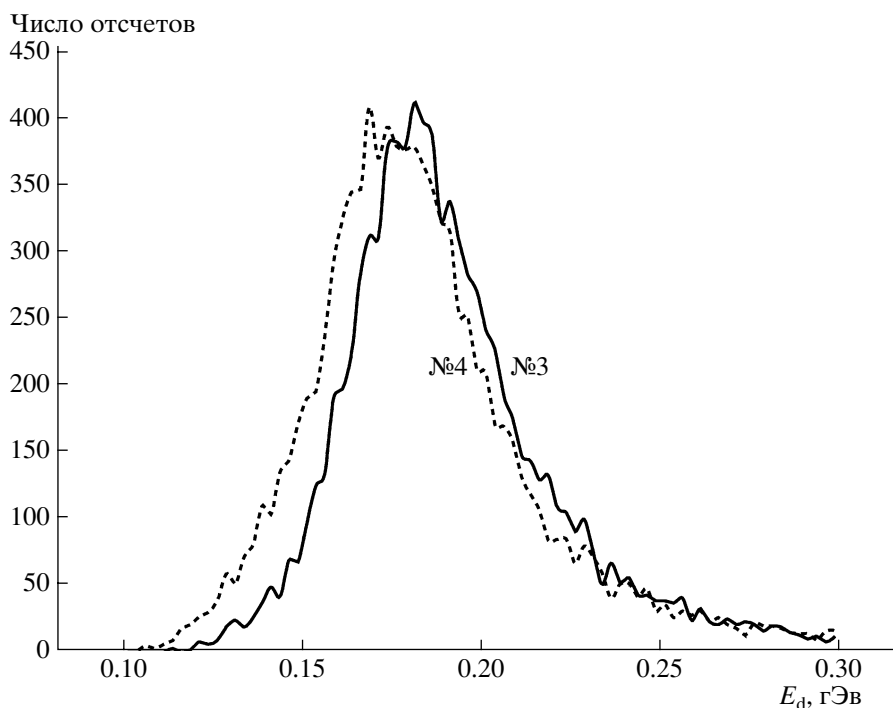


Рис. 7. Сдвиг мюонного пика ВГО-калориметра при изменении температуры от интервала № 3 к интервалу № 4 (см. табл. 1.)

щественно, так как важны только относительные сдвиги (коэффициент термочувствительности калориметра выражается в процентах на градус ($\%/^{\circ}\text{C}$). На относительные сдвиги такая систематическая погрешность не влияет, так как сравниваемые пики имеют одинаковую форму. Найденная связь изменения температуры с положением

мюонного пика приведена в табл. 1, соответствующие точки показаны на рис. 8. Обработка точек графика рис. 8 приводит к величине коэффициента температурной чувствительности

$$K_1 = -(2.63 \pm 0.38)\%/^{\circ}\text{C}. \quad (1)$$

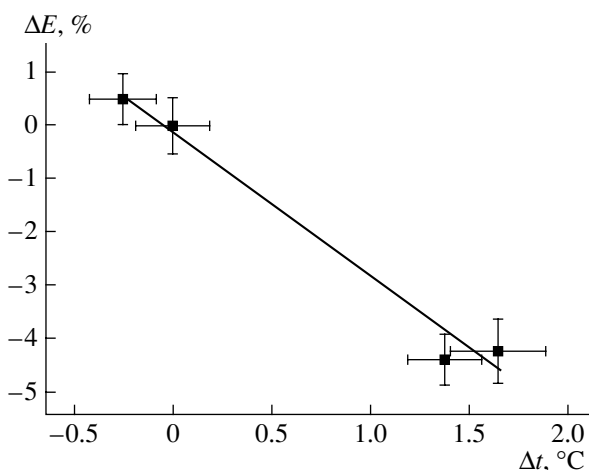


Рис. 8. Зависимость сдвига положения мюонного пика от изменения температуры (см. табл. 1.). Сдвиг пиков приводится в процентах от положения пика, соответствующего временному интервалу № 1; температурные сдвиги также отсчитываются от температуры, соответствующей интервалу № 1.

3.2. Определение термочувствительности по различию положений предполетного мюонного пика и полетного протонного пика для событий без ядерного взаимодействия

При выполнении научной программы использовались различные триггерные условия для записи событий. Разные триггеры отличаются, в том числе, различными порогами энерговыделений в разных слоях ВГО-калориметра. При выполнении основной части научной программы энергетические условия были таковы, что отсекались события, в которых протон первичных космических лучей проходит через калориметр без ядерного взаимодействия, и вся выделенная энергия представляет собой только энергию ионизации. Однако через небольшое время после достижения расчетной высоты полета, примерно на 1 ч (от момента -13 ч до -12 ч) в целях отладки системы был включен триггер, допускающий запись любых событий без энергетического порога в калориметре. Среди событий, записанных в этот период, легко обнаружить такие события, в которых протон прошел через весь прибор без

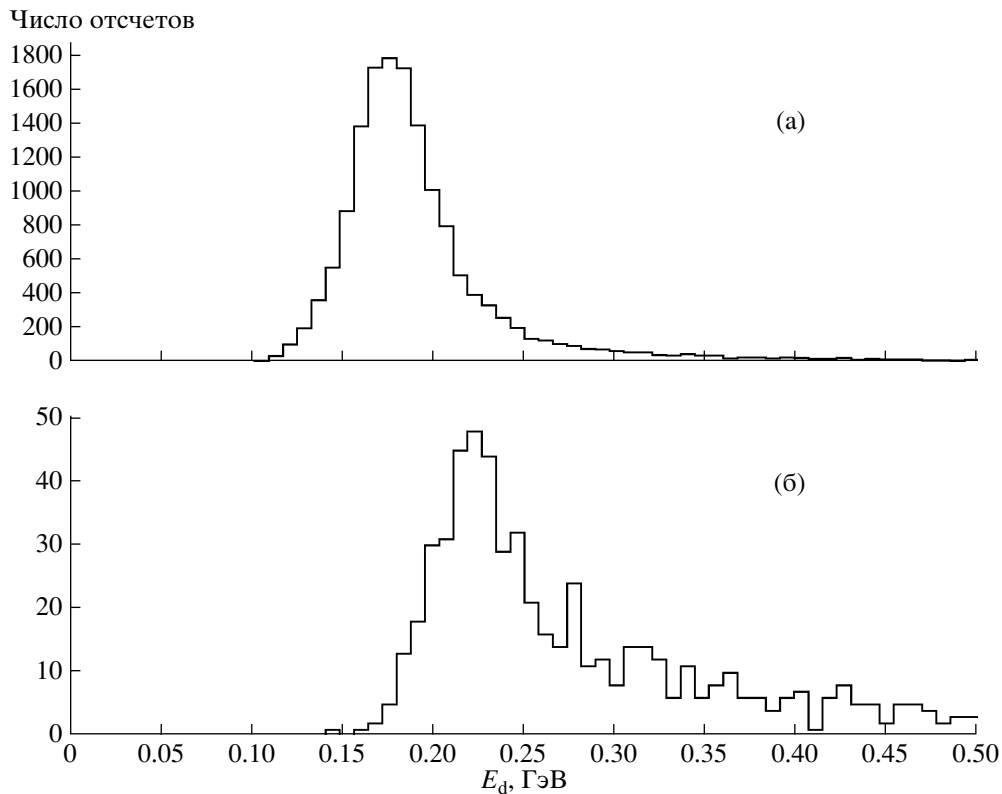


Рис. 9. Мюонный пик энерговыведения в калориметре, измеренный на земле в период времени от -40 до -30 ч (а), и пик не взаимодействовавших протонов первичных космических лучей (б).

ядерного взаимодействия, и они образуют отчетливый пик энерговыведения в калориметре. Такие события аналогичны (но не вполне тождественны) событиям от вторичных мюонов космических лучей, которые регистрировались на земле в предполетный период калибровки. На рис. 9 показаны пики вторичных мюонов и первичных не взаимодействовавших космических протонов, измеренные калориметром. Виден существенный относительный сдвиг пиков, который объясняется различием в температуре калориметра. Зная положения пиков и соответствующие им температуры, нетрудно найти коэффициент термочувствительности калориметра. Так как различие положений линий велико, для определения коэффициента правильно пользоваться симметризованной формулой

$$K = \frac{E_{\text{post}} - E_{\text{pre}}}{(E_{\text{post}} + E_{\text{pre}})/2 T_{\text{post}} - T_{\text{pre}}}, \quad (2)$$

где E_{post} и E_{pre} – послезлетное и дозлетное положение пиков (соответственно протонного и мюонного), T_{post} и T_{pre} – соответствующие значения температуры. С измеренными значениями $E_{\text{post}} = 0.231 \pm 0.004$ ГэВ, $E_{\text{pre}} = 0.177$ ГэВ, $T_{\text{post}} = 20.29^\circ\text{C}$, $T_{\text{pre}} = 30.39^\circ\text{C}$ (во всех числах, кроме первого, ста-

тистические ошибки пренебрежимо малы) из формулы (2) получим

$$K_2 = -(2.62 \pm 0.17)\%/^\circ\text{C}. \quad (3)$$

Полученное значение практически совпадает со значением K_1 (1) по величине (что и следовало ожидать), но физика, лежащая в основе определения коэффициентов K_1 и K_2 , несколько различается, так как при определении K_1 сравнивались пики одной природы (мюоны с мюонами), а в случае K_2 – разной (мюоны с протонами).

3.3. Определение термочувствительности калориметра по суточным колебаниям положений протонного и гелиевого пиков для событий без ядерного взаимодействия

Лучше всего использовать коэффициент температурной чувствительности калориметра, измеренный непосредственно в полете во время выполнения научной программы. Такой коэффициент связан с проводимыми измерениями наиболее прямым образом. Для этого можно попытаться проследить за колебаниями чувствительности калориметра, связанными с суточными и трендовыми колебаниями температуры прибора во время полета (рис. 5), но имеется ряд трудностей, которые не позволяют прямо реализовать методику,

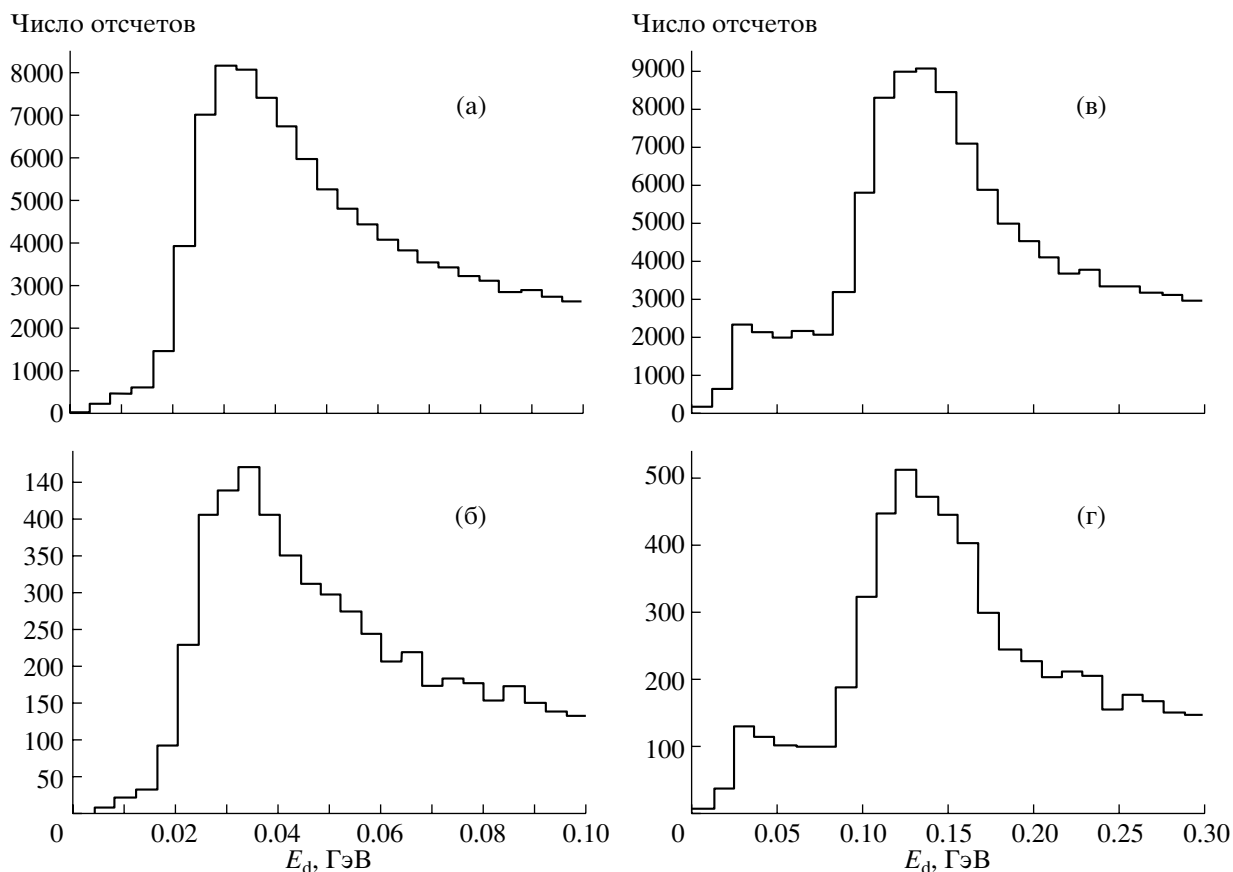


Рис. 10. а – полный протонный пик в верхнем слое калориметра (слой номер 0) за 59 ч измерений; б – протонный пик за 3 ч измерений (соответствует первой точке на графике рис. 11); в – полный пик ядер гелия за 58 ч измерений; г – пик гелия за 3 ч измерений.

использованную в двух предыдущих разделах. Главная проблема состоит в том, что используемые в полете энергетические пороги не позволяют регистрировать космические протоны или ядра гелия, проходящие через весь калориметр без ядерного взаимодействия.

Однако для части полетного времени использовался триггер (с названием LET30h), позволяющий наблюдать события с протонами и ядрами гелия, для которых ядерное взаимодействие имело место ниже самого верхнего слоя калориметра, но в верхнем слое для протонов и гелия допускался чисто ионизационный сигнал (без ядерного взаимодействия). По температурным сдвигам соответствующих пиков можно определить температурную чувствительность калориметра, которая, однако, будет характеризовать не весь калориметр, а только самый верхний его слой. Но для контроля и такие данные весьма полезны.

Для выделения протонных и гелиевых событий использовались только события с надежно реконструированной траекторией первичной частицы и с зарядом, определенным по матрице кремниевых детекторов, соответствующих про-

тону (при построении пика протонов) или ядру гелия (при построении пика гелия). Полное время работы триггера LET30h составило 59 ч, при этом ясные протонный и гелиевый пики получаются как для всего этого интервала, так и для отдельных отрезков длительностью по 3 ч (см. рис. 10). Это позволило организовать 19 трехчасовых интервалов времени, для каждого из которых были определены усредненная по каждому промежутку времени температура верхнего слоя (измеренная по температурным датчикам, укрепленным на поверхности калориметра вблизи верхнего слоя калориметра) и положения протонного и гелиевого пиков. Полученные кривые во временной развертке приведены на рис. 11. Ясно видны синхронные колебания положения пиков и температуры. На основании тех же данных можно построить зависимости смещения пиков от температуры (рис. 12) и по ним определить соответствующие температурные коэффициенты. Обработка зависимостей рис. 12 по методу наименьших квадратов дает

$$K_3^p = (2.62 \pm 0.41)\%/^{\circ}\text{C}; \quad K_3^{\text{He}} = (1.94 \pm 0.20)\%/^{\circ}\text{C}. \quad (4)$$

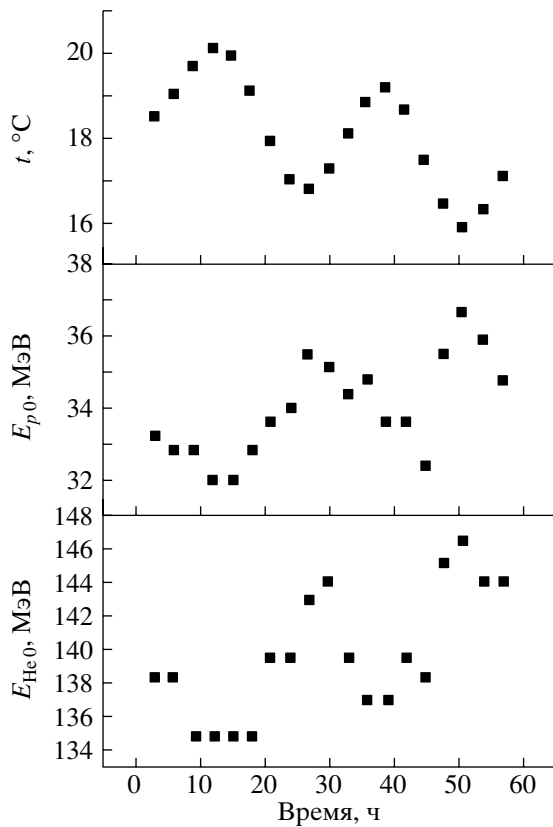


Рис. 11. Положения пика протонов и ядер гелия без ядерного взаимодействия в верхнем слое калориметра и суточные колебания температуры.

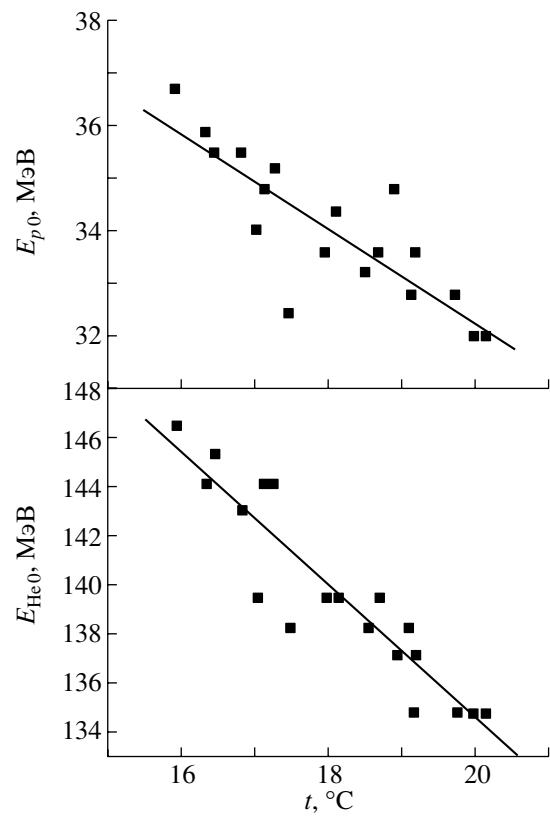


Рис. 12. Корреляция пика протонов и ядер гелия без ядерного взаимодействия в верхнем слое калориметра с суточными колебаниями температуры.

Статистические ошибки для каждой отдельной точки графика не вычислялись, окончательные статистические ошибки в формуле (4) получены апостериорным способом, по разбросу точек графиков. Найденные по пику протонов и ядер гелия коэффициенты K_3^p , K_3^{He} разумно согласуются между собой с учетом ошибок, поэтому вполне осмысленным является их взвешенное среднее

$$K_3 = (2.07 \pm 0.18)\%/^{\circ}\text{C}. \quad (5)$$

Полученный таким способом коэффициент должен быть несколько меньше истинного, так как при его получении не учитывалась термическая инерция (время термической релаксации) калориметра. Колебания чувствительности калориметра должны несколько отставать от колебаний температуры, определяемой по датчикам на поверхности калориметра, и амплитуда колебаний чувствительности калориметра будет несколько демпфирована по сравнению со случаем, если бы колебания температуры были очень медленными. Все это должно вести к заниженному значению коэффициента термочувствительности, определенному по методике настоящего раздела. И действительно, коэффициент K_3 (5) оказался несколько

меньше K_1 (1) и K_2 (3). Поправки будут рассмотрены в разделе 3.5.

3.4. Определение термочувствительности калориметра по корреляции скорости счета и температуры

Недостатком методики, описанной в предыдущем разделе 3.3., является то, что полученный результат (5) относится только к самому верхнему слою калориметра. Этот недостаток можно исправить, если проследить за суточными колебаниями полной скорости счета космических частиц выше некоторого фиксированного порога энерговыделения в калориметре.

На рис. 13 приведен измеренный спектр энерговыделений для частиц, прошедших через апертуру прибора. Видно, что выше порога 50 ГэВ форма спектра близка к степенной:

$$D(E) = J_0 E^{-\gamma}, \quad (6)$$

где J_0 – некоторая константа. Для показателя степени анализ дает величину $\gamma = 2.53$ (статистическая ошибка мала). В предположении, что спектр имеет в точности степенной вид, легко найти ин-

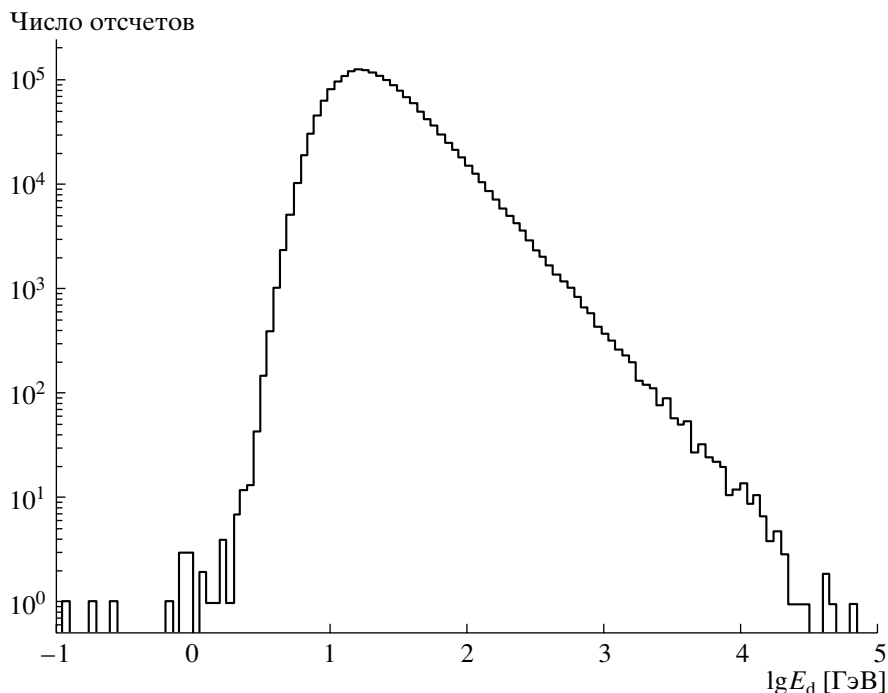


Рис. 13. Дифференциальный спектр энерговыделений в калориметре (в числе отсчетов на канал в зависимости от логарифма энерговыделения). Использована полная статистика, соответствующая одному из основных полетных триггеров. Спектр точно соответствует периоду времени, использованному для определения термочувствительности калориметра по вариации скорости счета (раздел 3.4).

теграл спектра выше некоторой пороговой энергии E_t :

$$S = \int_{E_t}^{\infty} J_0 E^{-\gamma} = J_0 \frac{E_t^{-(\gamma-1)}}{\gamma-1}. \quad (7)$$

За счет изменения чувствительности калориметра при изменении температуры меняются и все измеряемые энерговыделения, благодаря чему будет меняться и интеграл спектра выбранного выше порога E_t . С точки зрения вычисления интеграла (7) небольшое изменение всех энергий в одной и той же пропорции эквивалентно такому же по величине, но обратному по знаку изменению порога. Если ΔT – изменение температуры по отношению к некоторой фиксированной реперной температуре, то из изложенного выше следует, что в линейном приближении для зависимости интеграла S от температуры можно записать

$$\begin{aligned} S(\Delta T) &= \frac{J_0 E_t^{-(\gamma-1)}}{\gamma-1} (1 - K\Delta T)^{-(\gamma-1)} \approx \\ &\approx \frac{J_0 E_t^{-(\gamma-1)}}{\gamma-1} [1 + K(\gamma-1)\Delta T], \end{aligned} \quad (8)$$

где K – коэффициент термочувствительности калориметра в том же смысле, как он был использо-

ван в разделах 3.1.–3.3. С другой стороны, в линейном приближении $S(\Delta T)$ имеет вид

$$S(\Delta T) = S_0(1 + K_S\Delta T), \quad (9)$$

где S_0 и K_S – некоторые постоянные. Величину K_S можно измерить экспериментально. Сравнивая формулы (8) и (9), найдем

$$K = K_S/(\gamma-1). \quad (10)$$

На рис. 14 показана зависимость интегрального счета космических частиц выше порога энерговыделения 50 ГэВ, прошедших через апертуру прибора, от времени. Интегральный счет определялся по последовательным двухчасовым интервалам счетного времени. Счетное время представляет собой астрономическое время за вычетом времени, израсходованного спектрометром на различные технические операции (тестирование, калибровки и прочее), когда измерение научных событий не проводилось, но без учета мертвого времени прибора. В данном случае учет мертвого времени не требуется, так как интенсивность счета менялась мало, поэтому изменением доли мертвого времени в счетном времени можно было пренебречь. На рис. 14 видна четкая антикорреляция колебаний температуры и скорости счета.

На рис. 15 показана зависимость скорости счета интеграла спектра выше порога 50 ГэВ от температуры. На графике видны четкие циклы. Если

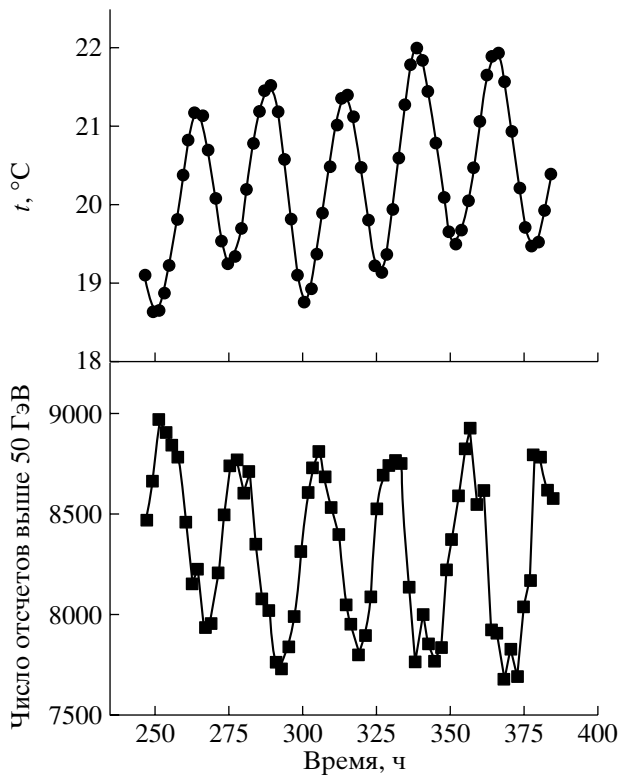


Рис. 14. Зависимость скорости счета космических частиц с энерговывделением выше 50 ГэВ и прошедших через апертуру спектрометра, и температуры калориметра от времени.

внимательно посмотреть на рис. 14, то можно заметить, что графики температуры и скорости счета не колеблются точно в противофазе, но существует некоторое запаздывание колебаний скорости счета по сравнению с колебаниями температуры. Поэтому циклы на рис. 15 представляют собой в первом приближении результат суперпозиции двух сдвинутых по фазе синусоид и являются ничем иным, как фигурами Лиссажу (несколько смазанными медленным трендом температуры). Запаздывание связано с конечным термическим временем релаксации калориметра.

Если все точки рис. 15 аппроксимировать единственной прямой, то для коэффициента K_S (см. формулу (9)) получается величина $K_S = (3.79 \pm \pm 0.40)\%/^{\circ}\text{C}$, откуда с использованием найденного показателя спектра $\gamma = 2.53$ (см. выше) и с помощью формулы (10) для коэффициента термочувствительности калориметра находим

$$K_4 = (2.48 \pm 0.26)\%/^{\circ}\text{C}. \quad (11)$$

Аргументация, аналогичная ей в предыдущем разделе, приводит к выводу, что значение K_4 (11) должно быть заниженным из-за неучета термической инерции калориметра. Поправки будут рассмотрены в следующем разделе.

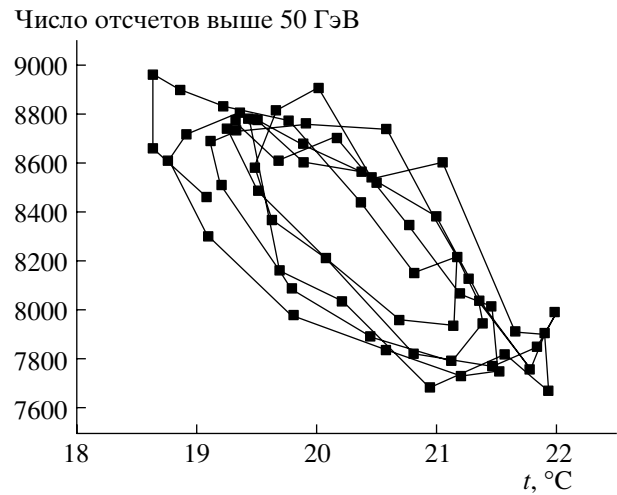


Рис. 15. Зависимость скорости счета космических частиц с энерговывделением выше 50 ГэВ, прошедших через апертуру спектрометра, от температуры.

3.5. Время термической релаксации калориметра и эффективная температура калориметра

При измерении термочувствительности калориметра до сих пор использовалось значение температуры, усредненное по показаниям нескольких датчиков, установленных на поверхности калориметра. Будем считать, что эта температура представляет температуру некоторого термостата, обладающего бесконечно большой теплоемкостью, который мы будем называть *окружением*. Температуру окружения будем обозначать через X . Будем считать, что калориметр обладает некоторой собственной эффективной температурой Y , от которой прямо зависит его чувствительность к энерговывделению, усредненная по всему объему калориметра. Будем считать температуру окружения заданной функцией времени $X(t)$ и предполагать, что температура калориметра определяется процессом теплопередачи от окружения к калориметру. В предположении, что мы находимся в области линейной теплопередачи, скорость релаксации температуры калориметра к температуре окружения должна быть пропорциональна разности соответствующих температур:

$$\frac{dY(t)}{dt} = \lambda[X(t) - Y(t)], \quad (12)$$

где λ – постоянная термической релаксации калориметра. Соответствующее время релаксации есть $\tau = 1/\lambda$. При заданной температуре окружения $X(t)$ и заданном начальном условии $Y(t_0)$ уравнение (12) полностью определяет температуру калориметра для $t > t_0$.

Нашей целью является определение времени релаксации калориметра по полетным данным.

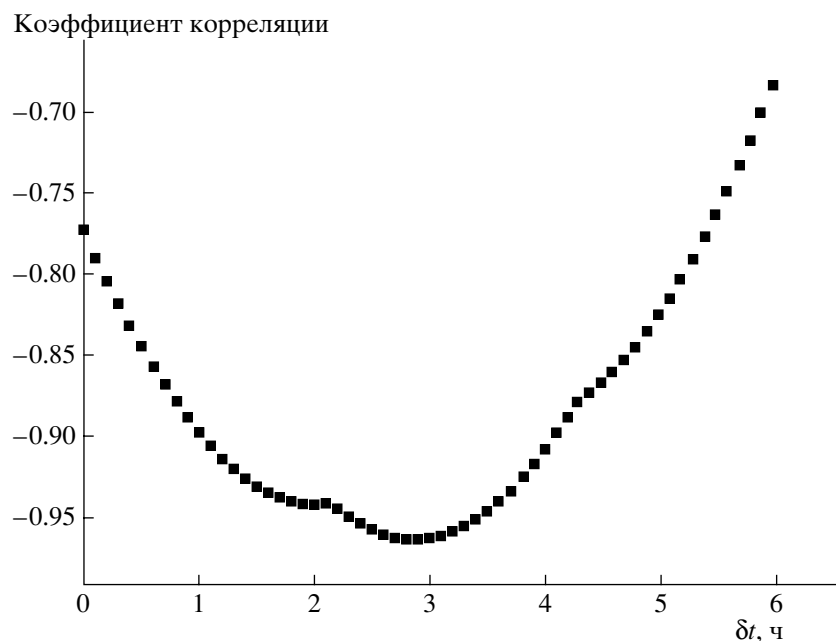


Рис. 16. Зависимость коэффициента корреляции кривых на рис. 15 от временного сдвига δt .

Проблему можно решить исходя из наблюдаемого фазового сдвига между суточными колебаниями температуры окружающей среды и соответствующим термическим откликом калориметра. Легче всего для этого использовать данные по вариации интеграла скорости счета космических частиц (раздел 3.4., рис. 15). Предположим, что температура окружающей среды меняется по гармоническому закону. Тогда уравнение (12) принимает вид:

$$\frac{dY(t)}{dt} = \lambda[(X_0 + A_x \sin \omega t) - Y(t)]. \quad (13)$$

Найдем решение уравнения (13), описывающее стационарные колебания температуры калориметра. Нетрудно убедиться, что такое решение имеет вид:

$$Y(t) = X_0 + A_y \sin(\omega t - \delta t), \quad (14)$$

где

$$\delta t = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{\omega}{\lambda}, \quad (15)$$

$$A_y = \frac{\lambda}{\omega \sin \omega \delta t + \lambda \cos \omega \delta t} A_x. \quad (16)$$

Уравнение (14) описывает синусоиду, сдвинутую по времени на δt и с несколько подавленной амплитудой A_y . Если величина временного сдвига δt в картине стационарных колебаний известна, то из уравнения (15) нетрудно найти постоянную релаксации λ и, следовательно, время релаксации τ :

$$\tau = \frac{1}{\omega} \operatorname{tg} \omega \delta t. \quad (17)$$

Теперь, предполагая, что температурная кривая на рис. 15 представляет собой приблизительно синусоиду, и измерив временной сдвиг δt между температурной кривой и кривой отклика калориметра, с помощью уравнения (17) можно найти время релаксации τ .

Для поиска экспериментального значения δt использовались кривые, приведенные на рис. 15, и для них искалась величина сдвига δt , максимизирующая модуль коэффициента корреляции:

$$\begin{aligned} & |\operatorname{corr}[X(t), Y(t + \delta t)]| = \\ & = \left| \frac{\langle [X(t) - \bar{X}][Y(t + \delta t) - \bar{Y}] \rangle}{\sqrt{\langle [X(t) - \bar{X}]^2 \rangle} \sqrt{\langle [Y(t + \delta t) - \bar{Y}]^2 \rangle}} \right| \rightarrow \max. \quad (18) \end{aligned}$$

Фактически экспериментальная функция $Y(t)$ задана отдельными точками для фиксированных моментов времени, поэтому для определения значений $Y(t + \delta t)$ для произвольных сдвигов δt использовалась линейная интерполяция между измеренными точками.

Зависимость коэффициента корреляции (18) от сдвига δt , соответствующая кривым на рис. 15, приведена на рис. 16. Положение максимума модуля коэффициента корреляции достигается для $\delta t = 2.88$ ч, что и является экспериментальной оценкой величины сдвига температурной кривой и кривой отклика калориметра.

Величину экспериментальной ошибки для найденного значения найти не совсем просто, так как она складывается из сложной комбинации статистических флуктуаций и методических эффектов. Однако точная оценка ошибки и не нужна, так

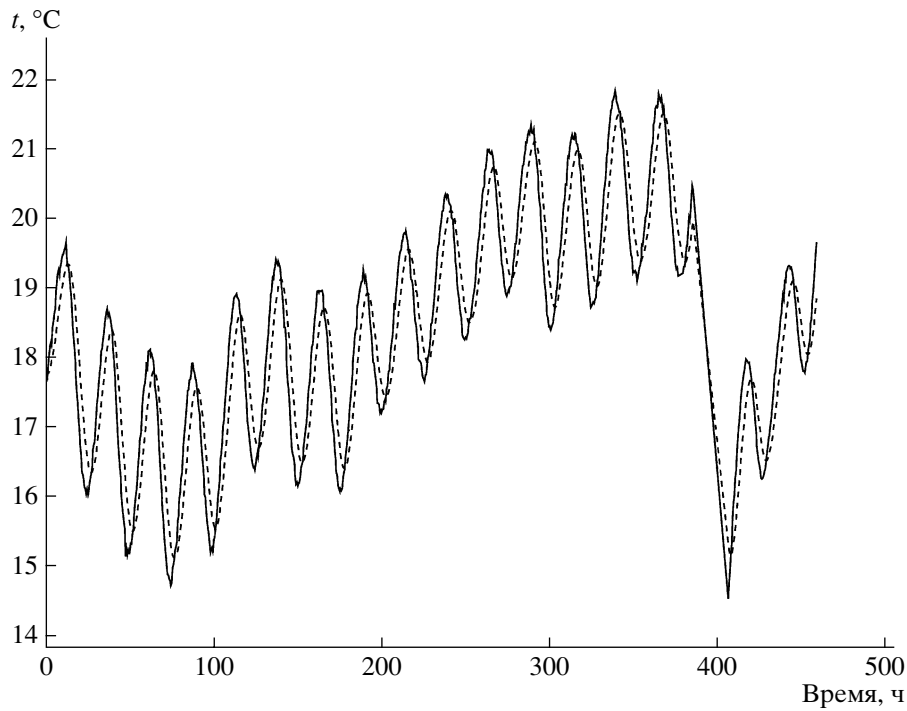


Рис. 17. Температура, измеренная датчиками (сплошная линия), и эффективная температура калориметра (штриховая), полученная решением уравнения (12).

как отличия температуры окружения от эффективной температуры калориметра порождают лишь небольшие поправки к температурной коррекции чувствительности калориметра, поэтому ошибки в определении δt порождают поправки второго порядка малости. Для грубой оценки масштаба ошибки анализ, аналогичный описанному выше, был проведен для другого участка полета (на котором использовался триггер событий с другими энергетическими порогами), который, однако, был в несколько раз короче промежутка времени, использованного для основной оценки, поэтому и точность там была заведомо хуже. Для нового участка была получена величина $\delta t = 3.31$ ч. Разницу в оценках приблизительно в 0.4 ч можно рассматривать как оценку сверху для ошибки найденного основного значения $\delta t = 2.88$ ч. Это вполне удовлетворительная точность.

Средняя продолжительность суточного периода, соответствующая рис. 15, составила 25.1 ч (отличается от 24 ч из-за движения аппарата вокруг полюса в направлении вращения Земли). Отсюда и с использованием значения $\delta t = 2.88 \pm 0.4$ ч по формуле (17) легко найти время релаксации калориметра

$$\tau = 3.5 \pm 0.5 \text{ ч}, \tag{19}$$

где величину ошибки надо рассматривать как оценку величины ошибки сверху.

Полученная оценка времени релаксации (19) позволяет по полетным измерениям температу-

ры для каждого момента времени восстановить эффективную температуру калориметра, которую и использовать затем для температурной коррекции чувствительности калориметра. Это можно сделать, если решить уравнение (12) с функцией $X(t)$ – температурой окружения, определяемой реальными полетными показаниям температурных датчиков. Чтобы решить это уравнение, проще всего представить функцию $X(t)$ кусочно-линейным сплайном. Уравнение (12) с линейной функцией $X(t)$ допускает точное решение. Если начальные условия в момент времени t_0 есть $Y(t_0) = Y_0$ и на сегменте $[t_0, t_1]$ функция $X(t)$ задана уравнением $X(t) = a + bt$, то для момента t_1 можно найти:

$$Y(t) = a + b(t_1 - \tau) + \{ Y_0 - [a + b(t_0 - \tau)] \} e^{-\lambda(t_1 - t_0)}. \tag{20}$$

Следовательно, уравнение (12) с функцией $X(t)$ в виде линейного сплайна может быть решено сегмент за сегментом точно, фактически без использования численных методов. На рис. 17 температура окружения, измеренная датчиками на поверхности калориметра, сопоставляется с эффективной температурой калориметра, найденной решением уравнения (12).

Теперь можно вернуться к коррекции коэффициентов термочувствительности калориметра, полученных в разделах 3.3 и 3.4. Коррекция заключается в том, что в точности тот же анализ,

Таблица 2. Коэффициенты термочувствительности калориметра, найденные различными методами

Разделы	Метод	Коэффициент, %/°C
3.1	Медленная вариация положений мюонного пика в предполетный период	-2.63 ± 0.38
3.2	Сравнение положений предполетного мюонного пика и полетного протонного пика	-2.62 ± 0.17
3.3, 3.5	Суточные колебания положений протонного и гелиевого пиков (только для верхнего слоя калориметра)	-2.33 ± 0.17
3.4, 3.5	Суточные колебания скорости счета космических частиц выше порога энерговыделения 50 ГэВ	-2.66 ± 0.26

который был проведен в этих разделах, проводится снова, но не с температурой окружения, прямо измеренной датчиками температуры, а с восстановленной эффективной температурой калориметра. Такой анализ приводит к следующим исправленным значениям коэффициентов термочувствительности:

$$K_3^{\text{correct}} = (-2.33 \pm 0.17)\%/^{\circ}\text{C}, \quad (21)$$

$$K_4^{\text{correct}} = (-2.66 \pm 0.26)\%/^{\circ}\text{C}. \quad (22)$$

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Окончательные результаты измерения коэффициента термочувствительности калориметра разными методами приведены в табл. 2. Как видно, все полученные значения хорошо согласуются между собой. Заметим, что значения, полученные методами 1, 2 и 4, совпадают с точностью, значительно более высокой, чем это может быть

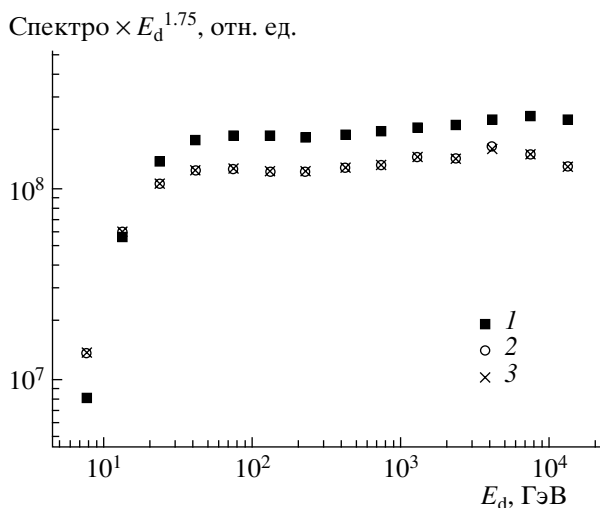


Рис. 18. Спектр энергии, выделенной протонами космических лучей в калориметре, без поправки на чувствительность калориметра к температуре (1), с поправкой, использующей температуру окружения (2) и с поправкой, использующей эффективную температуру калориметра (3).

обусловлено ошибками измерений. Так как методы вычисления ошибок были, по нашему мнению, вполне адекватными, это может быть только результатом редкой статистической флуктуации.

Наиболее прямым и надежным является самый первый метод (см. раздел 3.1), в котором было использовано смещение мюонного пика, измеренное в предполетный период. В этих измерениях температура менялась очень медленно, поэтому калориметр находился практически в тепловом равновесии с окружением, следовательно, прямо измеренная температура окружения соответствовала также и эффективной температуре самого калориметра. При этом и природа измеряемой величины не менялась, в отличие от второго метода (раздел 3.2), в котором положение мюонного пика сравнивалось с положением протонного пика (при этом и измерения проводились в существенно разных условиях – в ангаре и в полете, при различном давлении внутри гондолы). Учитывая это, качестве базового значения коэффициента термочувствительности для проведения температурной коррекции было выбрано значение $K_1 = -(2.63 \pm 0.38)\%/^{\circ}\text{C}$, полученное по положению мюонного пика, а все прочие (табл. 2) рассматриваем как подтверждающие правильность этого значения. Согласие всех значений говорит также о том, что никаких существенных посторонних факторов, которые могли бы привести к ошибкам в поправке на температуру в полете, не было. Заметим, что коэффициент, найденный по суточным колебаниям протонного и гелиевого пиков (раздел 3.3), несколько отличается по своей природе от всех других измерений, так как характеризует не весь калориметр, а только его верхний слой. Действительно, как видно из табл. 2, его значение немного отличается от других значений (хотя, практически в пределах ошибок измерений).

Все описанные методики, начиная от калибровки калориметра и кончая методиками, связанными с температурной коррекцией и с термической инерцией калориметра, позволяют измерять спектры энерговыделений различных космических частиц. На рис. 18 показан спектр энерговыделений протонов космических лучей в калори-

метре, полученный без поправки на чувствительность калориметра к температуре, с поправкой, использующей температуру окружения, и с поправкой, использующей эффективную температуру калориметра. Видно, что отсутствие температурной поправки приводит к очень грубым ошибкам в спектре (более 50% в большинстве точек спектра), что, как и ожидалось (см. Введение), лишает смысла результаты измерений без поправки. В то же время поправка с использованием температуры окружения и с использованием эффективной температурой калориметра приводят почти к одному результату. Причина этого в том, что отличие эффективной температуры от температуры окружения имеет характер колебаний вблизи нуля (с периодом около 25 ч) с относительно небольшой амплитудой (немного больше 1°C), и за длительное время полета (сотни часов) влияние таких колебаний усредняется. При не очень высоком энергетическом разрешении калориметра (25–30%) такие колебания практически не влияют на результат. Заметим, что спектр на рис. 18 не является спектром первичных энергий протонов в космических лучах. Калориметр АТИС является тонким, т.е. регистрирует только часть энергии первичной частицы, и для получения исходного энергетического спектра частиц требуется еще решить обратную задачу, известную как деконволюция. Описание соответствующей методики в эксперименте АТИС дано в работе [13].

Дадим оценку возможной методической погрешности при измерении энерговыделения космических частиц ВГО-калориметром спектрометра АТИС. Как уже указывалось в разделе 2, имеется неопределенность в привязке положения мюонного пика к определенному каналу АЦП из-за неоднозначности выбора функции для аппроксимации формы однокристалльной мюонной линии. Эта неопределенность может достигать 2.5%. При разности между средней полетной температурой и температурой калибровки примерно 10°C, ошибка коэффициента термочувствительности калориметра 0.38% может привести к ошибке в определении энерговыделения 3.8%. Неопределенность, связанная с моделированием энерговыделения мюона, оцененная по различию результатов систем GEANT3, GEANT4 и FLUKA (см. раздел 2) на превосходит 4%. Таким образом, максимально возможная методическая ошибка не превосходит 10%, а вероятная ошибка составляет 6%.

Измерения температурной чувствительности были выполнены также в лабораторных условиях [14] после полета АТИС–2. Используемая в лабораторий методика не позволяет прямо сопоставить полученные лабораторные данные с данными полетных измерений, приведенными в данной статье. Причина этого состоит в том, что в лабораторных измерениях определялась индиви-

дуальная температурная чувствительность каждого кристалла (вместе с отвечающей ему частью электроники), при этом температура измерялась внешним термометром лабораторного термостата, а не полетными температурными датчиками. Для детального сопоставления с данными настоящей работы надо еще установить связь показаний термометра лабораторного термостата с показаниями полетных датчиков и провести нетривиальный пересчет результатов от данных для каждого индивидуального кристалла к интегральной величине, характеризующий весь калориметр. Пока это не сделано, однако с уверенностью можно сказать, что масштабы величин, полученных в лабораторных измерениях, вполне соответствуют полученным в настоящей работе для времени полета.

Работа поддержана грантом РФФИ 05.02.16222 в России и грантами НАСА NNG04WC12G, NNG04WC10G, NNG04WC06G в США.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Guzik T.G., Adams J.H., Ahn H.S. et al.* (ATIC Collaboration). // *Adv. Sp. Res.*, 2004. V. 33. P. 1763.
2. *Адамс Дж.Х., Башиджагян Г.Л., Зацепин В.И. и др.* // ПТЭ. 2001. № 4. С. 38.
3. *Зацепин В.И., Адамс Дж.Х.-мл., Ан Х.С. и др.* (коллаборация АТИС). // *Изв. РАН. Серия физ.* 2003. Т. 66. С. 1631.
4. *Zatsepin V.I., Adams J.H., Jr., Ahn H.S. et al.* (ATIC Collaboration). // *Nucl. Instrum. and Methods A.* 2004. V. 524. P. 195.
5. *Сокольская Н.В., Адамс Дж.Х.-мл., Ан Х.С. и др.* (коллаборация АТИС). // *ЯФ.* 2005. Т. 68. С. 1225.
6. *Зацепин В.И., Адамс Дж.Х., Ан Х.С. и др.* (коллаборация АТИС). // *Изв. РАН. Серия физ.* 2004. Т. 68. С. 1593.
7. *Panov A.D., Adams J.H., Jr., Ahn H.S. et al.* (ATIC Collaboration). // *Advances in Space Research.* 2006. V. 37. P. 1944.
8. *Brun R., Brayant F., Maire M.* GEANT user manual. Geneva, CERN. 1984. DD/EE/84–1. (<http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/cernlib>)
9. *Agostinelliae S., AllisonCorresponding J., Amako K. et al.* // *Nucl. Instrum. and Methods A.* 2003. V. 506. P. 250.
10. *Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al.* // *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* 2006. V. 53. P. 270.
11. *Fasso A., Ferrari A., Roesler S. et al.* // *Computing in High Energy and Nuclear Physics 2003 Conference (CHEP2003).* V. C0303241. La Jolla, California, USA: eCONF, 2003. (arXiv:hep-ph/0306267).
12. *Fasso A., Ferrari A., Ranft J., Sala P.R.* // Nos. CERN–2005–10, INFN/TC_05/11, SLAC-R–773. Geneva, 2005.
13. *Batkov K.E., Panov A.D., Adams J.H. et al.* (ATIC Collaboration) // *Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf. Pune, 2005.* V. 3. P. 353.
14. *Isbert J., Adams J.H., Ann H.S. et al.* (ATIC Collaboration) // *Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf. Pune, 2005.* V. 3. P. 397.