

значной, поскольку

$$\int_{-\alpha}^{\alpha} \operatorname{Rep}(\xi_0) d\xi_0 = \int_{-\alpha}^{\alpha} \operatorname{Imp}(\xi_0) d\xi_0 = 0 \quad (21)$$

вследствие того, что

$$\int_{-\alpha}^{\alpha} p(\xi_0) d\xi_0 = \int_{e^{-\alpha}}^{e^{\alpha}} P(t_0) \frac{dt_0}{t_0} = 0. \quad (22)$$

Действительно, решение задачи Римана–Гильберта R_{Γ} , построенное в (16), стремится к нулю на бесконечности, т.е.

$$\lim_{|z| \rightarrow \infty} \Phi(z) = 0. \quad (23)$$

Из представления (17) имеем

$$\begin{aligned} \Phi(z) &= \frac{z}{2\pi i} \int_{e^{-\alpha}}^{e^{\alpha}} \frac{P(t_0)}{t_0 - z} \frac{dt_0}{t_0} = \\ &= -\frac{1}{2\pi i} \int_{e^{-\alpha}}^{e^{\alpha}} \frac{P(t_0)}{t_0} dt_0 + O\left(\frac{1}{z}\right), \quad |z| \rightarrow \infty. \end{aligned}$$

Сравнивая это соотношение с (23), убеждаемся в справедливости (22).

Воспользовавшись формулами (16), (19) и свойствами интегралов типа Коши из монографии [4], нетрудно проверить, что построенная в (20) функция $u(w)$ удовлетворяет неравенству (3) из определения класса H_L^0 с показателем $\varepsilon = -1/2$.

Поскольку $\cos \gamma(w_1, w_2, \xi_0) = \cos \gamma(w_1, w_2 + 2\pi k, \xi_0)$, $\sin \gamma(w_1, w_2, \xi_0) = \sin \gamma(w_1, w_2 + 2\pi k, \xi_0)$ и $R(w_1, w_2, \xi_0) =$

$= R(w_1, w_2 + 2\pi k, \xi_0)$ для любого целого k , то функция $u(w)$ из (20), очевидно, 2π -периодическая по w_2 .

Непосредственной проверкой с учетом (21) можно убедиться, что функция (20) удовлетворяет условиям при $w_1 \rightarrow \pm\infty$ (см. п. 3 из определения класса гладкости H_L^0).

Таким образом, явное решение задачи построено и дается формулой (20).

Т е о р е м а 2. Если $q^+(w_1), q^-(w_1)$ принадлежат $C^{0,\lambda}[-\alpha, \alpha]$, где показатель Гельдера $\lambda \in (0, 1]$, и выполнено необходимое условие разрешимости (4), то решение задачи существует и дается формулой (20), в которой A_0 — произвольная вещественная константа.

С помощью функции $u(w)$, которая имеет смысл потенциала электрического поля, несложно определить другие параметры замагниченного полупроводника (напряженность электрического поля, плотность тока) по формулам (1).

Литература

1. Габов С.А., Крутицкий П.А. // Матем. моделирование. 1989. 1, № 5. С. 71.
2. Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Т. Физика полупроводников. М., 1990.
3. Владимиров В.В., Волков А.Ф., Мейликов Е.З. Плазма полупроводников. М., 1979.
4. Мухелишвили Н. И. Сингулярные интегральные уравнения. М., 1968.
5. Крутицкий П.А. // Матем. моделирование. 1990. 2, № 4. С. 143.
6. Крутицкий П.А. // ЖВМ и МФ. 1990. 30, № 11. С. 1689.

Поступила в редакцию
04.04.97

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 537.591

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ПРЯМЫМИ МЕТОДАМИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ДО ЭНЕРГИЙ 10^{16} эВ НА ЛЕГКИХ ИСЗ

Н. Л. Григоров, Е. Д. Толстая

(НИИЯФ)

Рассматривается возможность решения проблемы поэлементного изучения прямыми методами частиц космических лучей с энергиями вплоть до 10^{16} эВ. На примере сферического ионизационного calorimetра показано, что с помощью аппаратуры массой до 4 тонн, измеряющей глобальный поток космических лучей, можно решить указанную проблему.

Одной из важнейших задач физики галактических космических лучей (ГКЛ) остается изучение состава и энергетических спектров отдельных компонент в максимально широком энергетическом интервале. Особенно большой интерес вызывает природа «колена» в

спектре всех частиц, т.е. причина изменения показателя спектра γ с 2,6 до $3 \div 3,1$ при энергиях частиц $(3 \div 4) \cdot 10^{15}$ эВ. Для выяснения природы «колена» необходимо исследование состава ГКЛ до и после него, т.е. проведение статистически обеспеченных измерений в интервале энергий $10^{15} \div 10^{16}$ эВ.

Многолетние исследования состава ГКЛ в области $E > 10^{15}$ эВ, проводившиеся косвенными методами с помощью разных наземных установок, не привели к однозначным результатам. Это обстоятельство делает необходимыми прямые измерения потоков ГКЛ в энергетической области вплоть до 10^{16} эВ.

Число частиц N с энергией, большей или равной E , зарегистрированных прибором с геометрическим фактором Γ за время измерений T , дается выражением

$$N = I(\geq E) \Gamma T W_{\text{рег}}, \quad (1)$$

где $I(\geq E)$ — интенсивность ГКЛ с энергией, большей или равной E , $W_{\text{рег}}$ — вероятность того, что частица будет зарегистрирована при попадании в прибор. Из (1) видно, что существенно увеличить N можно только путем увеличения Γ и T при $W_{\text{рег}} \cong 1$.

Для регистрации прямыми методами частиц с энергиями вплоть до 10^{16} эВ (интенсивность потока которых равна $\sim 8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1}$) время T должно измеряться десятками тысяч часов. (Такую длительность измерений можно обеспечить только на ИСЗ.) Столь длительные измерения исключают использование рентгеноэмulsionных камер в качестве измерительного прибора; возможны лишь электронные методы регистрации частиц.

Одного увеличения времени недостаточно. Чтобы за время ~ 5 лет (реальное время существования спутников) зарегистрировать несколько десятков частиц с $\geq 10^{16}$ эВ, прибор должен иметь $\Gamma \approx 10 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$ при $W_{\text{рег}} = 1$. Предложенные ранее два проекта, ELISA и OMEGA, ориентировались на аппаратуру массой в десятки тонн и не были реализованы. В последнее время рассматриваются проекты запуска космических платформ, на которых возможно размещение научной аппаратуры массой до 4 тонн. Поэтому имеет смысл рассмотреть возможность создания прибора с такой массой, позволяющего решить рассматриваемую проблему.

Использование электронной аппаратуры, регистрирующей переходное излучение, невозможно, так как при этом лимитируется максимальная энергия частиц лоренц-фактором $\sim 10^4$. Из различных вариантов ионизационного калориметра (ИК) мы не рассматриваем тонкий ИК, у которого толщина поглотителя $X_0 \leq \lambda$ (λ — пробег для неупругого взаимодействия протонов). Он также непригоден для измерения энергии частиц $E \sim 10^{15} \div 10^{16}$ эВ. Значение $\Gamma \approx 10 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$ при $M \leq 4 \text{ т}$ исключает использование толстого ИК. Поэтому нужно искать компромиссный вариант, обеспечивающий $\Gamma \approx 10 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$ и достаточно точное измерение E .

Для получения максимального значения Γ необходимо измерять глобальный поток ГКЛ* в пределах 4π (за исключением углов, затененных Землей). При этом параметры прибора не должны зависеть от направления прихода первичных частиц.

Рассмотрим ИК сферической формы с массой $M = (4\pi/3)r^3\rho$, где r — радиус ИК, а ρ — плотность поглотителя. Геометрический фактор такого ИК будет равен

$$\Gamma = S\Omega = 2\pi^2(1+K)(3M/4\pi\rho)^{2/3} \text{ м}^2 \cdot \text{ср}, \quad (2)$$

где S — площадь ИК, Ω — телесный угол, в пределах которого измеряется поток ГКЛ, $K = \frac{\sqrt{2H/R + (H/R)^2}}{1 + H/R}$, H — высота орбиты ИСЗ, а R — радиус Земли.

Оценим Γ у ИК с массой 2; 3 и 4 т при $\rho = 5$ и $7 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ на орбите высотой $H = 600 \text{ км}$ (таблица).

$M, \text{ т}$	$\Gamma, \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$	
	$\rho = 5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$	$\rho = 7 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$
2	5,8	4,6
3	7,6	6,1
4	9,1	7,3

В качестве примера примем $M = 3 \text{ т}$, $\rho = 7 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. При этом $\Gamma = 6,1 \text{ м}^2 \cdot \text{ср}$. Для $T = 5$ лет $\Gamma T = 2,7 \cdot 10^5 \text{ м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{ч}$. У такого ИК средняя толщина равна $440 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, или около $2,7\lambda$, и $W_{\text{рег}} \cong 1$. В сферическом ИК 50% частиц проходит путь в $1,7r$, т.е. в данном случае $560 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, или $3,5\lambda$. При такой толщине поглотителя точность измерения энергии $\sigma(E)/E = 0,20$.

При $\Gamma T = 2,7 \cdot 10^5 \text{ м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{ч}$ будет зарегистрировано около 150 частиц в интервале энергий $3,5 \cdot 10^{15} \div 10^{16}$ эВ и около 1100 частиц в интервале $10^{15} \div 3,5 \cdot 10^{15}$ эВ. Такой статистики вполне достаточно, чтобы определить химический состав ГКЛ до и после «колена».

В рассматриваемом ИК каждый детектор ионизации имеет форму небольшого кубика, выполненного из тяжелого прозрачного материала: либо свинцового стекла, либо ВГО. Частицы лавины в таком кубике создадут световую вспышку (черенковское или спинтилляционное свечение), которая регистрируется светодиодом (фотоэлементом). Для лучшей утилизации света и его изотропизации боковые поверхности кубика покрашены белой краской с высоким коэффициентом отражения и рассеяния света. При этом амплитуда регистрируемой вспышки уже не зависит от направления движения частицы и пропорциональна энергии, выделенной частицей на ионизацию в кубике. По измеренным амплитудам световых импульсов в кубиках можно будет восстановить картину прохождения лавины через ИК и определить энергию первичной частицы. Иными словами, параметры такого ИК не будут зависеть от направления движения регистрируемой частицы.

Если использовать кубики с размером ребра $3 \div 5 \text{ см}$, то ими легко заполнить сферу. Скрепление кубиков жидким полимером превратит их в единый монолит (после полимеризации) и придаст всей конструкции необходимую механическую прочность. (Это важно для приборов, устанавливаемых на ИСЗ.)

Оценки показывают, что при минимальной энергии регистрируемых частиц $E_{\text{мин}} = 10^{11}$ эВ детекторы ИК могут быть изготовлены из свинцового стекла.

* Впервые глобальный поток ГКЛ высокой энергии был измерен на ИСЗ «Протон» [1, 2].

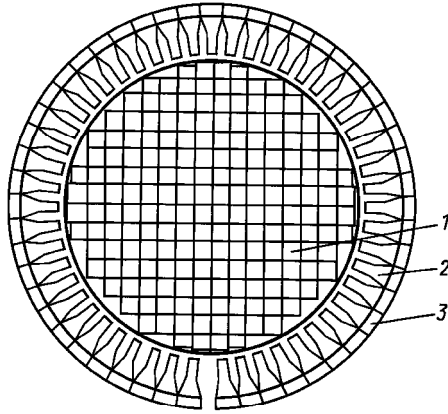


Рис. 1. Схематическое изображение прибора «Омега-М»: 1 — сферический ИК, 2 — ФЭУ черенковских детекторов заряда, 3 — радиатор черенковского излучения

Если в качестве детекторов заряда первичных частиц применить черенковские счетчики направленного действия, как в приборе «Сокол» [3], и использовать ФЭУ марки Hamamatsu R3336 с шестиугольным фотокатодом площадью в 33 см^2 , то на измерение заряда всех частиц (от $Z = 1$ до $Z = 26$) обратный ток из ИК не будет существенно влиять вплоть до энергий частиц 10^{16} эВ. Такими детекторами можно окружить ИК со всех сторон, как показано на рис. 1, и получить прибор с массой $2 \div 4$ т, пригодный для измерения состава ГКЛ и спектров отдельных элементов в интервале энергий $\sim 10^{12} \div 10^{16}$ эВ.

Измерения, выполненные при помощи такого прибора (назовем его «Омега-М»), позволят получить спектры отдельных компонент ГКЛ со статистическими точностями, показанными на рис. 2, 3. На основании этих результатов можно будет получить ответы на следующие вопросы:

1. Идентичны ли спектры отдельных компонент? И если «да», то до каких энергий простирается идентичность?

2. Существует ли «обрыв» в спектрах отдельных компонент в области $10^{14} \div 10^{15}$ эВ, как это предсказывает гипотеза ускорения на ударных волнах?

3. В какой степени спектры отдельных компонент гладкие? Существуют ли небольшие нерегулярности, которые должны иметь место при малом числе источников космических лучей (в области высоких энергий)?

4. Каков химический состав галактических космических лучей в области «колена», т.е. в области энергий $10^{15} \div 10^{16}$ эВ?

5. Существует ли «колено» в спектре протонов в области энергий $10^{12} \div 10^{13}$ эВ?

6. Существует ли источник высокоэнергичных частиц (электронов) вблизи Солнца?

7. Идентичны ли спектры ГКЛ в области высоких энергий ($10^{12} \div 10^{14}$ эВ) в центральной области Галактики и около Земли?

8. Какова интенсивность изотропного потока γ -квантов с энергией $E = 10^{12} \div 10^{13}$ эВ?

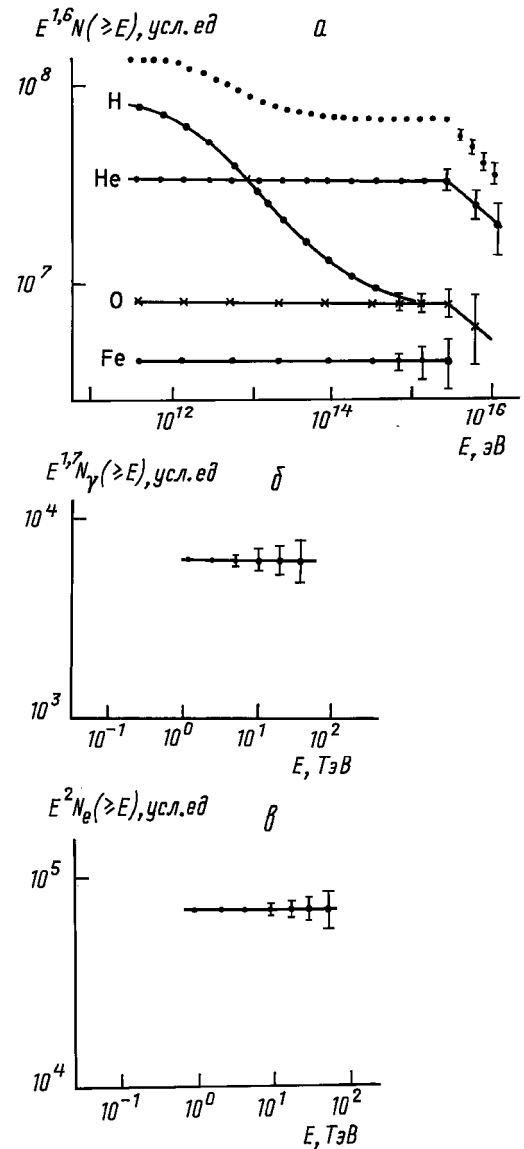


Рис. 2. Демонстрация статистической обеспеченности измерений прибором «Омега-М»: ядерных компонент () (верхняя кривая — спектр всех частиц), диффузного гамма-излучения () и электронов высокой энергии (). Приведены статистические ошибки

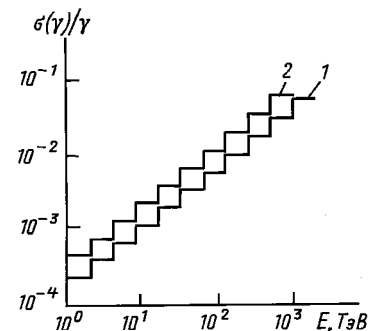


Рис. 3. Относительная ошибка определения спектрального индекса γ прибором «Омега-М» в энергетических интервалах $E \div 2E$ как функция энергии в спектрах ядер гелия (1) и кислорода (2)

Однозначные ответы на эти вопросы дали бы мощный импульс развитию теории происхождения, ускорения и распространения космических лучей в Галактике.

Приложение

1. Оценка величины обратного тока

Применение ионизационного калориметра неизбежно приводит к появлению обратного тока частиц и опасности искажения измеряемого заряда первичных частиц. Однако использование в качестве детекторов заряда черенковских счетчиков направленного действия (аналогичных примененным в приборе «Сокол» [3]) позволяет практически избежать таких искажений.

По результатам измерения обратного тока в приборе «Сокол» были получены следующие эмпирические зависимости величины обратного тока n_b .

Для частиц с $Z = 1$ и лавин, начинающихся у верхней кромки ИК,

$$n_b = C_1 \left(\frac{30}{h} \right)^2 \sqrt{E} \text{ част.} \cdot \text{см}^{-2}, \quad (3)$$

а для лавин с началом, лежащим ниже глубины, равной t лавинным единицам (отсчитанным от верхней кромки ИК),

$$n_b = C_1 \left(\frac{30}{h} \right)^2 \cdot \frac{e^{-\mu t}}{1 + \mu \lambda} \sqrt{E} \text{ част.} \cdot \text{см}^{-2}. \quad (4)$$

В (3) и (4) h — расстояние между ИК и детектором заряда в сантиметрах, λ — пробег для неупругого взаимодействия первичной частицы в поглотителе ИК, $C_1 = 3 \cdot 10^{-3}$, E выражена в ТэВ, $\mu \cong 0,25$. Величина n_b выражена в числе однозарядных частиц, проходящих через детектор заряда, нечувствительный к направлению движения частиц.

Для ядер с $Z > 1$ и лавин с началом $t \geq 0$

$$n_b = C_2 \left(\frac{30}{h} \right)^2 \sqrt{AE} \text{ част.} \cdot \text{см}^{-2}, \quad (5)$$

где A — атомный номер первичной частицы, $C_2 = 5 \cdot 10^{-4}$.

Если детектором заряда является черенковский счетчик направленного действия, то коэффициенты C_1 и C_2 следует уменьшить в ~ 15 раз.

Оценим влияние обратного тока на величину заряда протонов, ядер гелия и кислорода с энергией $E = 10^4$ ТэВ. Примем $h = 20$ см, $S = 33$ см². Пусть детекторы заряда — черенковские счетчики направленного действия. Если число частиц обратного тока, проходящих через счетчик площадью S см², равно $n_b S$, то измеренный заряд будет равен $Z^* = \sqrt{Z^2 + S n_b}$. В рассматриваемом примере для всех лавин ($t \geq 0$) измеренные заряды в среднем будут равны 1,2 вместо 1; 2,13 вместо 2 и 8,07 вместо 8.

Если рассматривать только лавины с началом ниже трех лавинных единиц ($t \geq 3$), то средняя величина заряда протонов будет равна $Z^* = 1,1$.

При $E < 10^4$ ТэВ обратный ток будет еще меньше влиять на измеряемый заряд первичной частицы.

2. Оценка порога чувствительности детекторов ИК из свинцового стекла

Частица с $Z = 1$ и $\beta = 1$ на 1 см пути в свинцовом стекле с показателем преломления $n = 1,9$ создаст 280 фотонов черенковского излучения с длиной волны от 4000 Å до 6000 Å.

Если детекторы выполнены в виде кубика со стороной 5 см, то вдоль всего пути такая частица создаст 1400 фотонов.

Допустим, что приемник света — фотоэлемент с фотокатодом площадью 10 см² и чувствительностью ~ 100 мкА/лм. Если белая краска, которой выкрашены стенки кубика, имеет коэффициент отражения 0,95, то на фотокатод попадет около 57% всех фотонов, т.е. 784 фотона, которые создают 100 фотоэлектронов.

Примем среднеквадратичный заряд шумов $q_n = 2 \cdot 10^3$ электронов. При таких шумах входных пелеев измерительного тракта сигнал от двадцати частиц, проходящих через детектор, будет создавать заряд $q = q_n$. Поэтому если в качестве минимального регистрируемого сигнала принять $q_{\min} = 3q_n$, то он будет эквивалентен минимальному числу частиц $n_{\min} = 60$.

В средней лавине, созданной протоном с $E = 10^{11}$ эВ в максимуме $n_{\max} = 150$ частиц на глубине λ_p (на выходе из ИК-прибора «Омега-М»), будет $n \approx 70$ частиц. То есть на протяжении той части лавины от первичной частицы с $E_0 = 10^{11}$ эВ, которая укладывается в ИК с поглотителем толщиной в $3,5\lambda_p$, сигналы от детекторов из свинцового стекла будут значительно превышать шумы. Поэтому минимально регистрируемые энергии частиц в таком ИК будут $E_{\min} = 10^{11}$ эВ.

Если используется только черенковское излучение, создаваемое частицами лавины в небольших детекторах ИК, то продолжительность светового импульса будет $\sim 10^{-9}$ с. Поэтому быстродействующие приемники света и соответствующая электроника позволят проводить измерения времени прохождения лавины через ИК.

Литература

1. Григоров Н.Л., Нестеров В.Е., Рапопорт И.Д. и др. // Ядерная физика. 1970. 11. С. 1058.
2. Акимов В.В., Григоров Н.Л., Губин Ю.В. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1971. 35. С. 2434.
3. Григоров Н.Л. // Ядерная физика. 1990. 51. С. 157.

Поступила в редакцию
28.02.97