

Здесь  $\beta(x)$  — доля энергии, передаваемая  $\pi^0$ -мезонам и сильно ионизирующим частицам на единице пути. При  $\epsilon_0 \sim 10^4$  ГэВ это гл. обр. потери на образование  $\pi^0$ -мезонов ( $\beta \sim 0,15-0,2$  для нуклонов) и каскад поглощается в  $e$  раз на длине  $(5-6)\lambda$ , для пионов  $(3-4)\lambda$ . На глубинах  $x \gg (2-3)\lambda$  большая часть энергии содержится в пионах, и поглощение каскада определяется ими. По мере уменьшения энергии  $\epsilon_0$  всё большая её часть уходит на образование сильно ионизирующих частиц и поглощение убыстряется. При  $\epsilon_0 \sim 200-400$  ГэВ каскад поглощается на длине  $2\lambda$ , при меньших энергиях  $\sim \lambda$ . Поперечный размер каскада при  $\epsilon_0 \gg 100$  ГэВ близок к  $\tau_0$ . При 10 ГэВ заметную роль играют нейтроны, образовавшиеся при ядерных расщеплениях. При этом более 90% энергии поглощается в радиусе  $r \sim 0,5\lambda$ .

Форма каскадных кривых даёт возможность установить природу ионизации в И. к. частицы (ЭФК значительно короче ядерных). Особенно велика разница формы в случае Pb, W или U, где  $\tau_0 \ll \lambda$ .

**Типы и характеристики И. к.** Применяются как однородные И. к., состоящие из толстого слоя сцинтиллятора, так и слоистые структуры, где слои поглотителя чередуются с детекторами (чаще). В первом случае измеряется сразу полная ионизация, во втором суммируются ионизации на глубинах  $x_i$ , где расположены детекторы. В качестве поглощающего вещества используются графит, мрамор, бетон, Pb, латунь, Fe. Толщина слоя между детекторами выбирается из условия надёжной интерполяции каскадной кривой между слоями  $i$  и  $i+1$  (неск.  $\tau_0$ ). Полная толщина  $x_0$  вещества в И. к. зависит от скорости поглощения ядерного каскада. При  $\epsilon_0 = 100-500$  ГэВ  $x_0 \gg (7-8)\lambda$ . Поэтому полное число слоёв детекторов в И. к. определяется соотношением  $\tau_0$  и  $\lambda$ . Оптимальное число слоёв детекторов  $(15-30)$  осуществляется с поглотителем из Fe. В И. к. с более лёгкими поглотителями число детекторов меньше, но сильно растёт  $x_0$ . Наиб. компактны И. к. из Pb, W или U, но они требуют большего числа слоёв детекторов.

В качестве детекторов применяются полупроводниковые детекторы, ионизационные камеры, пропорциональные камеры, черенковские счётчики, сцинтилляционные детекторы. В экспериментах с космич. лучами используются ионизационные камеры, что позволяет рассчитать абс. калибровку И. к. [4]. В экспериментах на ускорителях необходимы более быстродействующие детекторы (см. Комбинированные системы детекторов).

Энергетич. разрешающая способность И. к. со сцинтилляционными детекторами (900 г/см<sup>2</sup> Fe, 30 слоёв детекторов)  $\Delta\epsilon/\epsilon \sim 12-13\%$  при  $\epsilon_0 \sim 200-300$  ГэВ и изменяется  $\sim \epsilon^{-1/2}$ . При низких энергиях высокое разрешение может быть достигнуто увеличением числа детектирующих слоёв. Наилучшее разрешение достигается в однородных И. к. ( $\sim 10\%$  при  $\epsilon_0 \sim 10$  ГэВ;  $\sim 20\%$  при  $\epsilon_0 \sim 1$  ГэВ).

Пространств. разрешение И. к. определяется длиной  $\tau_0$  и типом детектора. Пропорциональные камеры или др. детекторы с высоким пространств. разрешением и толщиной детектирующего промежутка  $\sim \tau_0$  позволяют получить пространств. разрешение в урановом И. к.  $\sim 1-3$  мм (измеряется поперечное распределение ионизации).

**Практические применения.** Первый И. к. был создан в 1957 на Памире для исследования космич. адронов, электронов и фотонов с  $\epsilon_0 \sim 60-1000$  ГэВ. Он содержал 109 ионизационных камер [3]. В дальнейшем И. к. с  $x_0 \sim (7-10)\lambda$  и 20-30 слоями ионизационных камер применялись в сочетании с камерами Вильсона, искровыми камерами, годоскопич. системами счётчиков и с ядерными фотоэмульсиями (рис. 2). Они использовались в экспериментах в горах и на искусств. спутниках Земли («Протон», «Интеркосмос» и др.). С помощью И. к.

были исследованы спектры первичных космических частиц до  $\epsilon_0 \sim 10^6$  ГэВ и спектры нек-рых ядер с  $\epsilon_0 \leq 10^5$  ГэВ, а также взаимодействие адронов с разл. ядрами (см. Космические лучи).

И. к. используются при исследовании слабых взаимодействий. При взаимодействии нейтрино  $\nu_i (i=e, \mu)$  с ядрами происходят реакции с заряженными токами

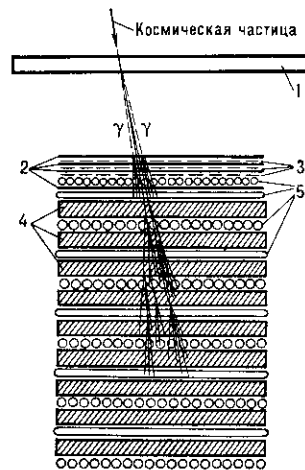


Рис. 2. Схема ионизационного калориметра в сочетании с ядерными фотоэмульсиями: 1 — мишень, в которой происходит взаимодействие космической частицы с ядрами, приводящее к появлению  $\gamma$ -квантов высоких энергий; 2 — слои Pb, в которых  $\gamma$ -излучение порождает электроно-фотонные каскады; 3 — фотоэмульсии, регистрирующие треки заряженных частиц; 4 — слои Fe, тормозящие заряженные частицы; 5 — импульсные ионизационные камеры.

$\nu_i + A \rightarrow l_i + \chi_a$  (где  $A$  — ядро,  $l_i$  — заряж. лептон,  $\chi_a$  — система вторичных адронов) и реакции с нейтральными токами  $\nu_i + A \rightarrow \nu + \chi_a$ . Первые происходят в результате обмена  $W^+$ -бозонами, вторые —  $Z^0$ -бозонами (см. Электрослабое взаимодействие, Промежуточные векторные бозоны). Т. к. сечение взаимодействия нейтрино с ядрами мало, то мишень должна иметь массу в десятки и сотни тонн. В такой мишени происходит почти полная диссипация энергии вторичных частиц, т. е. она может служить поглотителем И. к., к-рый позволяет одновременно измерить характеристики вторичных частиц. Такая мишень — калориметр реализована, напр., в эксперименте, цель к-рого — исследование свойств нейтральных и заряд. токов (сотрудничество ЦЕРН — Гамбург — Амстердам — Рим-Москва).

Установка включает мишень-калориметр из мрамора (поглотитель) и тороидальный магнит из Fe, к-рый служит для измерения импульса рождающихся на ядрах поглотителя мюонов по их отклонению в магн. поле (общая длина установки 20 м, сечение  $3 \times 3$  м<sup>2</sup>). Высокое пространств. разрешение обеспечивается сложной структурой детекторных слоёв, состоящих из сцинтилляционных счётчиков, пропорциональных и стримерных камер (рис. 3). При исследовании нейтральных токов необходимо определить импульс  $p_\nu$  и угол вылета  $\vartheta_\nu$  вторичного нейтрино. Практически измеримыми являются энергия  $\epsilon_a$  и угол вылета  $\vartheta_a$  адронной системы. В экспериментах использовался пучок нейтрино с фиксированной энергией  $\epsilon_0$ . Величины  $\epsilon_\nu$ ,  $p_\nu$ ,  $\vartheta_\nu$  связаны с  $\epsilon_0$ ,  $\vartheta_a$ ,  $p_a$ ,  $\epsilon_a$  соотношениями:

$$p_a^2 = \epsilon_\nu^2 \sin^2 \vartheta_a^2 + (\epsilon_0 + \epsilon_\nu \cos \vartheta_\nu)^2;$$

$$\text{tg } \vartheta_\nu = p_a \sin \vartheta_a / (\epsilon_0 - p_a \cos \vartheta_a);$$

$$\epsilon_\nu = \epsilon_0 - \epsilon_a.$$

В случае заряд. токов  $\nu_e$  и  $p_e$  измеряются непосредственно.

Точка взаимодействия нейтрино с веществом определяется с помощью дрейфовых и стримерных камер, энергия адронов  $\epsilon_a$  — с помощью сцинтилляционных счётчиков, а угол  $\vartheta_a$  по распределению амплитуд сигналов сцинтилляционных счётчиков в поперечном направлении. Линия, соединяющая точку взаимодействия с