

ВЛИЯНИЕ ЯДЕРНЫХ РАСЩЕПЛЕНИЙ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАСКАДОВ ИОНИЗАЦИОННЫМ КАЛОРИМЕТРОМ

А. Д. Ермикин

УДК 539.1.08

Расчетным путем показано, что доля энергии, которую тратит на ядерные расщепления электромагнитный каскад, развивающийся в свинце, не зависит от его энергии и составляет $3,2 \cdot 10^{-3}$. При измерении энергии каскада ионизационным калориметром сильноионизирующие частицы компенсируют только 1/4 из этой доли, остальная часть теряется в виде нерегистрируемых аппаратурой нейтронов.

Чувствительность ионизационных камер к сильнодействующим частицам позволяет сделать предположение, что ядерные расщепления, возникающие в электромагнитных каскадах, могут приводить к неточности измерения их энергии ионизационным калориметром. Так как носителями энергии в электромагнитном каскаде являются только электроны и фотоны, то единственным источником сильноионизирующих частиц в них могут быть электро- и фоторасщепления элементов, входящих в состав ионизационного калориметра. Влияние ядерных расщеплений на развитие каскадов в калориметрах уже исследовалось, однако только в отношении к ядерным каскадам /1,2,3/. В этих работах отмечалось, что относительные потери энергии на ядерные расщепления велики и медленно убывают при увеличении энергии каскада. Так как только $\sim 60\%$ энергии, затраченной на ядерные расщепления, измеряется в ионизационном калориметре, такой недочет, величина которого к тому же падает с увеличением энергии каскада, может привести к изменению энергетического спектра каскадов в калориметре по сравнению со спектром падающих на него частиц.

Во всех этих работах пренебрегалось расщеплениями, вызванными электроннофотонной компонентой каскадов, так как считалось, что

их роль невелика. В настоящей работе приводится качественная оценка этого эффекта. Рассматривается влияние сильноионизирующих частиц на точность определения энергии электромагнитного каскада, развивающегося в ионизационном калориметре со сцинтилляционным поглотителем.

1. Процессы, вызывающие ядерные расщепления в электромагнитном каскаде

Основными процессами, приводящими к расщеплению ядер и образованию сильноионизирующих частиц в электромагнитном каскаде, являются фотоядерные реакции. Так как расщепить ядро может только фотон, энергия которого превышает энергию связи нуклона в ядре, т.е. составляет несколько Мэв, а практически на всех стадиях развития электромагнитного каскада энергетические спектры фотонов в области нескольких Мэв являются круто падающими, то околопороговая область и является той энергетической областью, которая, в основном, ответственна за появление ядерных расщеплений. Это обстоятельство еще усиливается тем, что вблизи порога сечения поглощения фотонов имеет широкий резонансный максимум (гигантский резонанс). Для тяжелых ядер типа свинца основным типом реакции расщепления является (γ, n) -реакция, для более легких ядер, где кулоновский барьер меньше, фотопротонные (γ, p) -реакции становятся конкурентноспособными с (γ, n) . Реакции (γ, d) , (γ, α) , $(\gamma, p\alpha)$ и т.п. дают значительно меньший вклад в образование сильноионизирующих частиц, во-первых, из-за более высокого энергетического порога, во-вторых, из-за меньшей величины сечения. Электрорасщепления ядер тоже можно пренебречь по сравнению с фоторасщеплениями, во-первых, из-за того, что электронов в каскаде, развивающемся в свинце, меньше, чем фотонов, и во-вторых, сечение электрорасщепления на два порядка меньше сечения фоторасщепления.

2. Доля энергии электромагнитного каскада, затраченная на ядерные расщепления

Долю энергии, уходящую на расщепление ядер поглотителя, можно подсчитать следующим образом:

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{1}{E_0} \int_0^{\infty} dt \int_0^{E_0} dE_{\gamma} \frac{d\Gamma}{dE_{\gamma}} (N_0, E_{\gamma}, t) \sigma_{total}(E_{\gamma}) \frac{N}{N_0} E_{\gamma} \quad (1)$$

где $d\Gamma/dE_\gamma$ - энергетический спектр каскадных фотонов на глубине t , σ_{total} - полное сечение фоторасщепления ядра, которое складывается из парциальных сечений реакций (γ, n) , (γ, p) , (γ, pn) , (γ, d) , (γ, t) , (γ, α) и т.п., N и A - число Авогадро и атомный вес поглотителя, E_0 - полная энергия каскада. В расчетах величина $d\Gamma/dE_\gamma$ принималась согласно /4/, $\sigma_{total} = \sigma_{\gamma n} + \sigma_{\gamma p}$ - согласно /5/ и /6/. Численное интегрирование дает для величины $\Delta E/E_0$ независимо от первичной энергии E_0 величину $3,2 \cdot 10^{-3}$. Большая часть этой энергии ускользает от регистрации, так как поглощение подавляющего большинства фотонов сопровождается вылетом не сильноионизирующих частиц, а нейтронов. Возникающие при этом ядра отдачи обладают слишком малой энергией, чтобы компенсировать потерю ионизации.

3. Влияние фотопротонов на точность измерения энергии

Практически единственным источником ионизации, частично компенсирующим эту потерю, являются фотопротоны. Однако при измерениях энергии каскада ионизационным калориметром не регистрируются фотопротоны из свинца. Толщина медных стенок ионизационных камер ИК-6 и ИК-8, наиболее часто используемых в последнее время, составляет 2,5 мм. Пройти такую стенку могут только протоны с энергией выше ≈ 40 Мэв, а такие протоны составляют ничтожную долю в энергетическом спектре. Наиболее вероятная энергия фотопротонов, генерированных в свинце тормозным излучением, спектр которого близок к равновесному спектру фотонов в электромагнитном каскаде, составляет $10 + 12$ Мэв /7/.

Основной вклад в измеряемую ионизацию дают фотопротоны, возникающие в газе камеры и в ее стенках.

а) Вклад в ионизацию от фотопротонов, возникающих в газе камеры.

Вклад в ионизацию, измеряемую на глубине t от начала развития каскада, в общем случае можно рассчитать по формуле

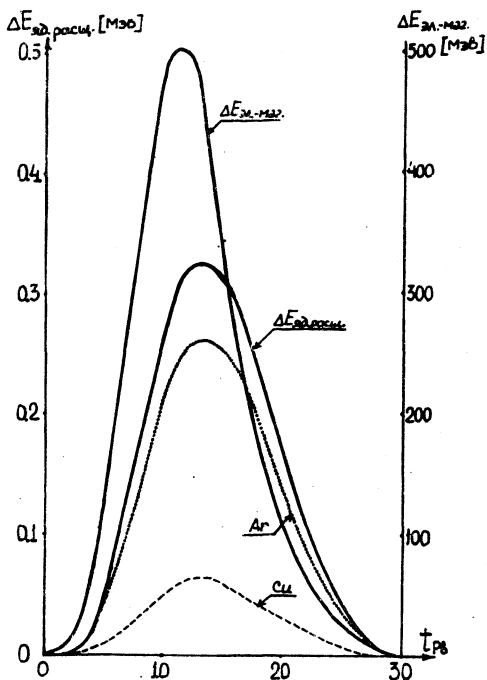
$$\Delta E(t) = \left[\int_0^{E_0} dE_\gamma \frac{d\Gamma}{dE_\gamma}(E_0, E_\gamma, t) \sigma_{\gamma p}(E_\gamma) \frac{N}{A} \right] \times \left[\int_0^d dx \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{E_\gamma} d\varepsilon_p \frac{\partial^2 r(\varepsilon_p, \theta)}{\partial \varepsilon_p \partial \theta} E(\varepsilon_p, \theta, x) \right], \quad (2)$$

где $\frac{d\Gamma}{dE_\gamma}(t)$ - энергетический спектр фотонов на глубине t развития каскада, $\sigma_{\gamma p}(E_\gamma)$ - сечение фотопротонной реакции, N и A - число Авогадро и атомный вес вещества, где образуются фотопротоны. Величина $\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial \epsilon_p \partial \theta}$ - энергетическое и угловое распределение фотопротонов и $E(\epsilon_p, \theta, x)$ - энерговыделение в камере, создаваемое протоном энергии ϵ_p , вылетевшем из точки x под углом θ к направлению движения фотона. Первая квадратная скобка в выражении (2) имеет смысл вероятности реакции (γ, p) в веществе, которая зависит только от глубины t и энергии каскада E_0 . Вторая является интегралом энерговыделения в камере по толщине вещества, в котором образуются фотопротоны. В нашем случае это или аргон в камере, или медь ее стенок.

Расчет вероятности (γ, p) реакции как для Ag , так и для Cu прост и основывается на предположении, что переходный эффект свинец - медь для фотонов в тонких стенках ионизационной камеры пренебрежимо мал. Исходя из этого, для энергетического спектра $\frac{d\Gamma}{dE_\gamma} \times x(t)$ брались те же данные расчетов /4/. Сечение реакции (γ, p) в Ag было взято из работы /8/. Расчет энерговыделения и для Ag , и для Cu велся в предположении, что угловое и энергетическое распределение фотопротонов $\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial \epsilon_p \partial \theta}$ не зависит от энергетического спектра падающих фотонов, т.е. от глубины t каскада. Это распределение бралось таким, каким оно получается при облучении вещества тормозным излучением. Так как спектр тормозных фотонов близок к равновесному спектру, то вводя такое предположение, мы как бы усредняли угловые и энергетические характеристики по глубине каскада и этим делали процедуру разделения ΔE на два независимых множителя-интеграла достаточно корректной.

В случае Ag вычисление второго интеграла существенно упрощается тем, что фотопротоны преимущественно вылетают в направлении, перпендикулярном направлению движения фотона, и поэтому для подавляющего большинства их пробег полностью укладывается в газе камеры независимо от места образования x . Так как средняя энергия фотопротонов в Ag $\bar{\epsilon}_p \approx 6$ Мэв/9/, а слой газа в камере составляет $d = 0,05$ г/см², то с точностью $\approx 20\%$ второй интеграл будет равен $0,3$ Мэв.г/см². На рис. 1 пунктирной линией показан расчет среднего энерговыделения ΔE в газе камеры на различной

глубине t для каскада энергии I Тэв. Эта средняя величина может быть интерпретирована так, что, например, для камеры, помещенной в максимум каскада с $E = I$ Тэв, один фотопротон с $\epsilon_p \approx 6$ Мэв образуется с вероятностью $\approx 1/23$.



Р и с. I. Энерговыделение в ионизационных камерах, возникающее от каскада с энергией I Тэв: $\Delta E_{\text{эл.-маг}}$ - от электронно-фотонной компоненты; $\Delta E_{\text{ид.расщ.}}$ - полный вклад от ядерных расщеплений; Cu и Ar - вклад от ядерных расщеплений в меди и аргоне соответственно

б) Вклад в ионизацию от фотопротонов, возникающих в медных стенках камеры.

При расчете энерговыделения в камере от фотопротонов из меди использовались данные по угловому и энергетическому спектру $d^2r/d\epsilon_p d\theta$, полученные в работе /10/. Сечения реакции (γ, p) до

$E_0 = 25$ Мэв брались согласно работе /II/. Сечение фоторасщепления для области $E_0 = 250 \div 500$ Мэв было взято из данных по фотоэмульсиям /I2/, а в области $25 \div 250$ Мэв была сделана интерполяция. Точность интерполирования не играет большой роли, поскольку как уже отмечалось, область выше гигантского резонанса дает вклад в общее количество фоторасщеплений порядка нескольких процентов. Данные об энерговыделениях в камерах для протонов разных энергий, вылетающих под различными углами θ из точки на расстоянии x от внутренней полости камеры рассчитывались для трех энергетических групп протонов: $4 + 7$ Мэв, $7 + 9$ Мэв и 9 Мэв и четырех угловых интервалов: $0^\circ - 50^\circ$, $50^\circ - 90^\circ$, $90^\circ - 130^\circ$ и $130^\circ - 180^\circ$ на основании таблиц энергия - пробег, приведенных в книге /I3/. Оказалось, что из-за малой энергии и малой доли фотопротонов, летящих в направлении, близких к направлению фотона, эффективная корочка, с которой собираются протоны из меди, очень тонка: $\approx 0,1$ г/см². Энерговыделение в камере от этих протонов на различных стадиях развития каскада показано штрихами на рис. I.

в) Вклад сильноионизирующих частиц в ионизацию от электромагнитного каскада.

Сплошной линией на рис. I показано суммарное энерговыделение $\Delta E_{\text{яд.расщ.}}$ от сильноионизирующих частиц в камере, помещенной на различной глубине электромагнитного каскада с $E = 1$ Тэв. Здесь же кривой $\Delta E_{\text{эл-маг}}(t)$ показано энерговыделение в такой же камере, создаваемое электронами каскада. Если камеры в калориметре расположены достаточно часто, например, через пять t -единиц свинца, то отношение $E_{\text{яд.расщ.}}/E_{\text{эл-маг}} = \sum_1 \Delta E_{\text{яд.расщ.}}^1 / \sum_1 \Delta E_{\text{эл-маг}}^1$ не будет зависеть от места, с которого началось развитие каскада в калориметре и будет составлять $0,8 \cdot 10^{-3}$.

Так как количество сильноионизирующих частиц будет зависеть только от числа фотонов, т.е. будет пропорционально энергии каскада, отношение $E_{\text{яд.расщ.}}/E_{\text{эл-маг}}$ не будет зависеть от первичной энергии. Таким образом, сильноионизирующие частицы компенсируют только $0,8 \cdot 10^{-3} / 3,2 \cdot 10^{-3} = 1/4$ энергии каскада, затраченной на расщепление ядер. Большая часть теряется в виде нерегистрируемых аппаратурой нейтронов.

В заключение следует сказать, что так как влияние сильноионизирующих частиц на измерение энергии электромагнитного каскада оказалось в среднем малым по величине K , кроме того, не зависящим от энергии каскада, этот эффект не может привести к сколь угодно значительному искажению энергетического спектра электромагнитных каскадов, измеряемого ионизационным калориметром.

В заключение автор благодарит Б. С. Ратнера за полезные консультации.

Поступила в редакцию
5 июня 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. С. Мурзин, Л. И. Саргчева. Космические лучи и их взаимодействие, Атомиздат, Москва, 1968 г.
2. В. Н. Акимов, А. Т. Матачун, С. А. Славатинский, И. Н. Фетисов. Изв. АН СССР, сер. Физ. 34, 1888 (1970).
3. А. В. Морозов, С. А. Славатинский, И. Н. Фетисов. Изв. АН СССР, сер. Физ. 35, 2022 (1971).
4. К. О. Thielheim, R. Zollner. J. Phys. A, Gen. Phys., 5, 1054 (1972).
5. Т. Tomimae. J. Phys. Soc. Japan, 25, 655 (1968).
6. Ю. И. Сорокин, В. Г. Шевченко, Б. А. Дрьев. ЖЭТФ, 43, 1600 (1962).
7. В. Г. Шевченко, Б. А. Дрьев. ЖЭТФ, 43, 860 (1962).
8. A. S. Penfold, E. L. Garwin. Phys. Rev., 114, 1139 (1959).
9. Л. П. Явор. ЖЭТФ, 34, 1420 (1958).
10. Р. М. Оскина. Труды ФИАН, 36, 140 (1965).
11. Б. С. Ратнер. ЖЭТФ, 46, 1157 (1964).
12. V. Z. Peterson, C. E. Roos. Phys. Rev., 105, 620 (1957).
13. Н. А. Добротин. Космические лучи, Москва, 1954 г.