

А. Г. МЕШКОВСКИЙ и В. А. ШЕБАНОВ

СПЕКТР ИОНИЗАЦИИ ЖЕСТКОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УРОВНЕ МОРЯ

(Представлено академиком А. И. Алихановым 24 X 1951)

Ионизационные потери быстрых частиц испытывают значительные флуктуации вокруг своего среднего значения. Теория ионизационных потерь с учетом этих флуктуаций дана Л. Ландау (1), в работе которого вычислена соответствующая функция распределения. Экспериментальное подтверждение теории Ландау для жесткой компоненты космического излучения было получено впервые в работе А. Алиханяна, А. Алиханова и С. Никитина (2). Тщательное измерение спектров ионизаций космического излучения на высоте 3250 м над уровнем моря было произведено С. Я. Никитиным (3). Аналогичная работа на высотах 3860 и 7000 м была проделана Н. А. Добротинным (4).

На уровне моря спектры ионизаций для двух энергетических групп мезонов были недавно измерены с помощью кристаллического счетчика (5). Однако результаты этой работы расходятся с теорией в области малых потерь вследствие непригодности примененного счетчика для пропорциональных измерений.

В настоящей работе произведены измерения спектров ионизаций жесткой компоненты космического излучения на уровне моря новым методом — с помощью сцинтилляционного счетчика. Выбор сцинтилляционного счетчика для измерения спектров ионизаций обусловлен стремлением создать прибор, дающий возможно меньшую ширину флуктуационной кривой. Расчет показывает, что применение в сцинтилляционном счетчике вещества, плотность которого равна 1, сужает полуширину кривой в два раза по сравнению с газовым счетчиком. Поэтому сцинтилляционный счетчик можно надеяться успешно применить при измерении ионизации в тех случаях, когда требуется высокая разрешающая способность. Примером может служить вопрос о составе космических лучей в верхних слоях атмосферы (6).

Для измерения спектров ионизаций был построен телескоп, изображенный на рис. 1. 1 и 2 — гейгеровские счетчики; 3 — сцинтилляционный счетчик, состоящий из фотоумножителя 6 и кристалла 7; 4 и 5 — ряды гейгеровских счетчиков. В качестве сцинтиллирующего вещества был взят стильбен, из которого был изготовлен цилиндрический кристалл диаметром 30 мм и высотой 15 мм, помещаемый над фотокатодом умножителя. Телескоп обеспечивал одинаковую длину пути частиц в кристалле с точностью $\pm 1\%$. Радиотехническая схема позволяла одновременно измерять спектры ионизаций двух групп частиц — с пробегами в интервале от a до b см свинца и с пробегами $> a + b$ см свинца. Для измерения величины импульсов со сцинтилляционного счетчика были построены два 10-канальных анализатора амплитуд по принципу, пред-

ложенному нам С. Я. Никитиным. Ширина амплитудных интервалов поддерживалась в анализаторах с точностью $\pm 4\%$.

Результаты измерений спектра ионизаций жесткой компоненты космического излучения на уровне моря показаны на рис. 2. Спектр построен для 3500 частиц, пробег которых превышает 9 см свинца. Полуширина экспериментальной кривой составляет около 34%, т. е. почти в два раза меньше, чем полуширина аналогичной кривой, полученной с помощью газового пропорционального счетчика (3, 4).

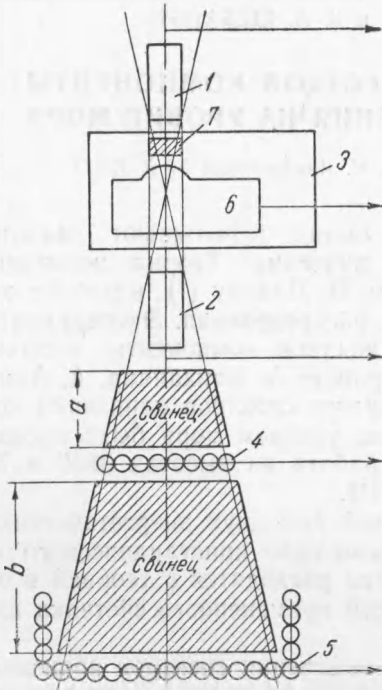


Рис. 1

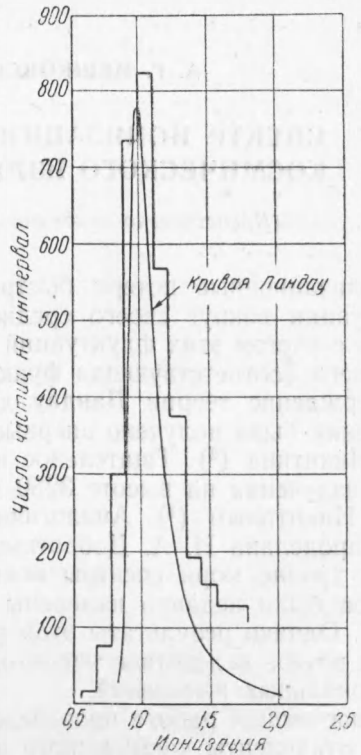


Рис. 2

Для сравнения результатов с теорией Ландау надо принять во внимание, что в нашем случае ионизационные потери происходят в плотной среде, что приводит к уменьшению потерь вследствие диэлектрической поляризации среды полем летящей частицы. Теория этого «эффекта плотности» была дана Ферми (7) и развита для более общего случая Гальперном и Холлом (8). Если принять этот эффект во внимание, то в теорию Ландау должна быть введена поправка.

На рис. 3 приведен график наиболее вероятных ионизационных потерь Δ_0 для 1 г/см² стильбена в двух случаях — с учетом (1) и без учета (2) эффекта плотности. Обе кривые вычислены в соответствии с теорией Ландау, но для нижней кривой учтены результаты Ферми. По оси абсцисс отложена величина $\frac{\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}} = \frac{p}{\mu}$, где β — скорость частицы в единицах скорости света, p — импульс частицы, μ — масса. При вычислении нижней кривой нам потребовалась диэлектрическая постоянная стильбена, которая была измерена и оказалась равной $2,65 \pm 0,04$.

Экспериментальные результаты, подтверждающие существование эффекта плотности, содержатся в ряде работ (5, 9-11), хотя достаточно убе-

дительно эффект плотности показан только в последней из них, для случая фотопластинок*. Для наших дальнейших целей мы считали нужным поставить эксперименты по исследованию эффекта плотности при сцинтилляциях в стильбене. Для этого были выбраны две энергетические группы мезонов. В первую из них входили мезоны с пробегами от 23 до 66 см свинца, что соответствует значениям ρ/μ от 4 до 10. Во вторую группу входили все мезоны, способные пройти 66 см свинца. Результаты вычисления наиболее вероятной ионизационной потери Δ_0 для мезонов обеих групп приведены в табл. 1.

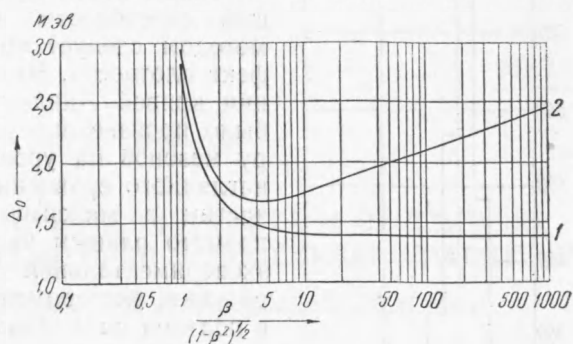


Рис. 3

Из табл. 1 следует, что результаты измерения спектров ионизаций для мезонов обеих групп будут существенно зависеть от наличия или

Таблица 1

Группа мезонов	$\frac{\rho}{\mu}$	Δ_0 для 1 г/см ² стильбена в Мэв	
		с учетом эффекта плотности	без учета эффекта плотности
1-я	от 4 до 10	1,44	1,70
2-я	> 10	1,40	2,01

отсутствия эффекта плотности. В первом случае максимумы обоих спектров почти сольются, так как $\Delta_{02}/\Delta_{01} = 0,97$, а во втором случае максимумы должны заметно различаться, так как $\Delta_{02}/\Delta_{01} = 1,18$.

Результаты измерений приведены на рис. 4. Оба спектра снимались одновременно. Отношение числа частиц первой группы к числу частиц второй оказалось равным $0,286 \pm 0,015$, что находится в хорошем согласии со спектром мезонов у Росси (12), согласно которому это отношение равно 0,288. Для сравнения положения обоих спектров на рис. 4 показан пунктиром спектр ионизаций первой группы, ординаты которого увеличены в отношении числа частиц второй группы к числу частиц первой.

Определение положения максимумов можно произвести, построив на основании данных рис. 4 интегральные спектры ионизаций и приняв во внимание, что, по теории Ландау, число частиц с ионизацией, превышающей наиболее вероятную, равно 0,7 от общего числа частиц. Построение дает, что наиболее вероятная ионизация для частиц первой группы равна $7,5 \pm 0,1$ в выбранных произвольных единицах, а для частиц второй группы $7,33 \pm 0,07$. Таким образом, измеренное отношение Δ_{02}/Δ_{01}

* После того как настоящая статья была написана, мы познакомились с только что вышедшей работой (13), в которой измерялись ионизационные потери μ -мезонов в антрацене. Результаты этой работы в отношении эффекта плотности совпадают с нашими результатами, изложенными ниже.

оказывается равным $0,98 \pm 0,02$, что находится в согласии с предсказанной по теории величиной $0,97$ для случая наличия эффекта плотности. Напомним, что отсутствие эффекта должно было бы дать $\Delta_{02}/\Delta_{01} = 1,18$.

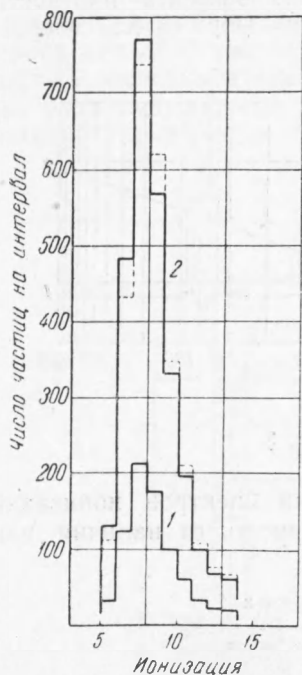


Рис. 4

Таким образом, при определении ионизирующей способности частиц сцинтилляционным методом следует принимать во внимание эффект плотности. Это было учтено при построении кривой Ландау на рис. 2. Кроме того, было произведено усреднение кривой по спектру мезонов на уровне моря (¹²). Для более наглядного сравнения ширины кривых число частиц в максимуме теоретической кривой принято равным числу частиц в максимуме экспериментальной кривой. Как следует из рисунка, экспериментальная кривая примерно в полтора раза шире теоретической, что свидетельствует о добавочных флуктуациях, вносимых прибором. Возможно, что дальнейшее усовершенствование методики уменьшит роль этих флуктуаций.

В заключение выражаем глубокую благодарность акад. А. И. Алиханову и С. Я. Никитину за ценные советы и обсуждение результатов, а также Г. И. Новиковой и А. П. Руднику за помощь в работе.

Поступило
19 IX 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Л. Ландау, Journ. of Phys., 8, 201 (1944). ² А. Алиханян, А. Алиханов и С. Никитин, там же, 9, 56 (1945). ³ С. Я. Никитин, ЖЭТФ, 18, 577 (1948). ⁴ Н. А. Добротин, Я. И. Граевская, Н. Л. Григоров, С. И. Никольский и И. Д. Раппопорт, ДАН, 77, 599 (1951). ⁵ W. L. Whittemore and J. C. Street, Phys. Rev., 76, 1786 (1949). ⁶ E. P. Ney and D. M. Thon, *ibid.*, 81, 1068 (1951). ⁷ E. Fermi, *ibid.*, 57, 485 (1940). ⁸ O. Halpern and H. Hall, *ibid.*, 73, 477 (1948). ⁹ E. Hayward, *ibid.*, 72, 937 (1947). ¹⁰ F. L. Hereford, *ibid.*, 74, 547 (1948). ¹¹ E. Pickup and L. Voyvodic, *ibid.*, 80, 89 (1950). ¹² B. Rossi, Rev. Mod. Phys., 20, 537 (1948). ¹³ T. Bowen and F. X. Roser, Phys. Rev., 83, 689 (1951).