

ТЯЖЁЛЫЕ ЯДРА В ПЕРВИЧНОМ КОСМИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Новая работа Брадта и Петерса¹ является непосредственным продолжением исследований²⁻⁴, опубликованных в 1948 г. Она содержит в себе результаты, полученные во время 4-х полётов шаров, во время которых фотопластинки поднимались на высоту около 30 км (давление воздуха около 16 г/см²) на различных широтах.

Прежде всего авторы перечисляют данные, позволяющие надёжно установить первичную природу исследуемых тяжёлых ядер. Из нескольких сот тяжёлых ядер большой энергии нельзя было найти ни одного, которое возникало бы внутри самой пачки фотопластинок, содержавшей обычно до 100 г/см² вещества. Во всех случаях, когда удавалось установить направление движения частиц, они попадали в фотоэмульсию из верхней полусферы, не только двигаясь сверху вниз, но и концентрируясь в заметной степени вокруг вертикали. Наконец, наличие ядер с атомным номером $Z < 8$ также исключает возможность происхождения их за счёт взаимодействия первичных протонов с воздухом.

Для уяснения дальнейших результатов следует упомянуть о двух основных способах идентификации тяжёлых ядер. Для частиц с атомным номером $Z \geq 6$ можно использовать подсчёт числа δ -электронов на единицу длины следа; для α -частиц ($Z=2$) достаточно чувствительным оказался метод счёта зёрен (для тех пластинок, которые могли регистрировать однократно заряженные релятивистские частицы); в области $2 < Z < 6$ определение Z представляется не очень надёжным. Следует отметить также наличие заметного числа электронно-позитронных пар, рождаемых с очень узким угловым расхождением фотонами высокой энергии; такие случаи часто проявляются просто в виде следов с двукратной ионизацией.

Путём подсчёта числа столкновений тяжёлых ядер в стекле фотопластинок, сопровождающихся уменьшением заряда ядра по крайней мере на 2 единицы, удалось определить следующие средние пробеги L для различных ядер в стекле:

Z	6—8	10—18	26 ± 2
L (в г/см ²)	33 ± 5	25 ± 5	19 ± 6

Полученные пробеги превышают величины, ожидаемые из геометрических поперечных сечений σ_0 ; реальные сечения хорошо описываются формулой

$$\sigma = \pi (R_1 + R_2 - 2\Delta R)^2,$$

где $R_i = 1,45 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см есть геометрический радиус соответствующего ядра, а $\Delta R = 0,85 \times 10^{-13}$ см даёт поправку на толщину «прозрачного края» ядра.

Для определения потока $I(\theta)$ различных ядер на границе атмосферы под разными углами θ с вертикалью результаты непосредственно

го счёта следов обрабатывались по формуле типа

$$I(\theta) = \frac{\Delta N(\theta)}{\Delta \theta} \cdot P_I(\theta) \exp \left(\frac{p_g}{\lambda_g} + \frac{p_a}{\lambda_a \cos \theta} \right),$$

где $\Delta N(\theta)$ — сосчитанное число следов в интервале углов $\Delta \theta$; $P_I(\theta)$ — геометрический фактор, учитывающий вероятности наблюдения следа с длиной l ; p_g, p_a — толщины стекла и воздуха над данным слоем флюоресценции; λ_g, λ_a — средние свободные пробеги ядер в тех же веществах.

Соответствующие подсчёты, во-первых, установили факт изотропного распределения первичных частиц по углам ($I(\theta) = I_0$) и, во-вторых, дали следующие абсолютные значения потоков I_0 различных ядер на границе атмосферы:

Геомагнитная широта λ	$I_0 \cdot 10^3 \text{ (см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{стерад}^{-1}\text{)}$		
	$Z \approx 2$	$6 \leq Z \leq 10$	$Z > 10$
30°	9 ± 3	$0,35 \pm 0,06$	$0,10 \pm 0,03$
51°	38 ± 13	$1,2 \pm 0,3$	$0,35 \pm 0,07$
55°	—	$1,1 \pm 0,2$	$0,30 \pm 0,1$

Представляет интерес сравнить данные первой строки таблицы (для $\lambda = 30^\circ$) с соответствующим потоком первичных протонов, равным (по измерениям Винклера) $35,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стерад}^{-1}$. Если учесть при этом, что для широты 30° средний пробег для ядерных столкновений существенно меньше ионизационного пробега соответствующих тяжёлых ядер, то оказывается, что все они должны давать около половины вторичного излучения, рождаемого в атмосфере на данной широте.

Анализ всех случаев ионизационного торможения ядер в стекле фотопластинок (эти случаи различались от ядерных столкновений по возрастанию относительного числа δ -электронов к концу следа) показал, что нижний предел наблюдаемых энергий вполне соответствует потенциальному барьеру земного магнитного поля (на широте 55° он составляет 350 Мэв на нуклон). Тем самым показано, что исследуемые ядра приходят на границу атмосферы уже полностью лишённые атомарных электронов.

В заключение своей статьи авторы пытаются интерпретировать полученные ими данные об относительной распространённости различных ядер в первичном излучении (при наличии примерно одинакового интегрального энергетического спектра для всех ядер вида $E^{-1,6}$) с точки зрения различных гипотез о происхождении космических лучей. Если учесть при этом существующие данные об эффективных сечениях взаимодействия между протонами высокой энергии и ядрами различных веществ и рассмотреть условия равновесия между тяжёлыми ядрами и продуктами их взаимодействия с межзвёздным газом (водород), то окажется, что наблюдаемая на опыте распространённость различных ядер удовлетворительно согласуется с тем предположением, что первоначально ускорение испытывают вообще только тяжёлые

ядра, а все протоны и α -частицы являются лишь продуктами их расщепления в межзвёздном пространстве. Подобная ситуация соответствует, в частности, предложенной Шпитцером⁵ гипотезе происхождения космических лучей за счёт ускорения частиц космической пыли световым давлением сверхновых звёзд.

Г. Б.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. L. Bradt and B. Peters. Phys. Rev. **77**, 54—70 (1950).
 2. Freier, Lofgren, Ney, Oppenheimer, Bradt and Peters, Phys. Rev. **74**, 213 (1948).
 3. H. L. Bradt and B. Peters, Phys. Rev. **74**, 1828 (1948).
 4. Freier, Lofgren, Ney and Oppenheimer, Phys. Rev. **74**, 1828 (1948).
 5. L. Spitzer, Phys. Rev. **76**, 853 (1949).
-