

15. Siohan F. et al. Measurement of the flux of charged hadrons at sea level.— Proc. 14th Int. Conf. Cosmic Rays. München, 1975, p. 2532—2536.
16. Третьякова Ч. А. Спектры ионизационных толчков и энергетические спектры ядерно-активных частиц на высоте гор.— Канд. дис. М., 1969, 170 с.
17. Baruch J. E. F. et al. A novel type of interaction near 10^4 GeV.— Nature, 1973, 242, N 5, p. 6—10.

Поступила в редакцию
12.11.76

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, т. 21, № 5

УДК 539.172.17

**Ю. В. БАСИНА, С. И. БРИККЕР, Н. Л. ГРИГОРОВ,
Л. Б. ГРИГОРЬЕВА, М. А. КОНДРАТЬЕВА,
Л. Г. МИЩЕНКО, Р. А. НЫММИК, Л. П. ПАПИНА,
А. В. ПОДГУРСКАЯ, Л. М. ПОПЕРЕКОВА, И. Д. РАПОПОРТ,
В. К. СОКОЛОВ, В. А. СОБИНЯКОВ, Ч. А. ТРЕТЬЯКОВА,
Л. О. ЧИКОВА, В. Я. ШЕСТОПЕРОВ, Ж. М. ШОПЕНБЕРГ**

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР С ЯДРАМИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ПОРЯДКА 10^{12} эВ

При описании взаимодействий ядер с ядрами в физике космических лучей широко используется представление, согласно которому взаимодействие ядер сводится к суперпозиции независимых нуклон-нуклонных или нуклон-ядерных взаимодействий [1, 2].

Одним из оснований возникновения такого представления была работа [3], в которой изучались «центральные» столкновения ядер первичных космических лучей с энергиями 10^2 — 10^3 ГэВ/нуклон с атомными ядрами фотоэмульсии. «Центральными» считались взаимодействия без фрагментов с зарядом $Z \geq 2$ и числом ливневых частиц больше 25. Автор этой работы пришел к заключению, что в таких столкновениях средняя множественность ливневых частиц, отнесенная к одному нуклону налетающего ядра, такая, какая была бы при независимом взаимодействии нуклонов, упакованных в первичном ядре, с отдельными нуклонами тяжелого ядра-мишени.

При существенно меньших энергиях ядер порядка нескольких ГэВ/нуклон в столкновениях ядер, при которых происходит почти полный развал ядра-мишени, множественность ливневых частиц меньше, чем ожидается при суперпозиции независимо взаимодействующих нуклонов [4]. Возможно, что это различие отражает энергетическую зависимость процессов столкновения ядер с ядрами. Однако нельзя исключить и то, что оно отражает зависимость характера взаимодействий от класса отбираемых столкновений. В самом деле, в работе [4] для анализа отбирались только те столкновения, в которых число черных и серых частиц было больше 28, т. е. отбирались весьма редкие столкновения.

Мы провели анализ взаимодействий ядер с ядрами при энергиях 10^2 — 10^3 ГэВ/нуклон, которые были нами найдены в эмульсионной стопке объемом около 45 литров [5]. При этом поиск взаимодействий проводился по координатам и направлениям, даваемым трековыми искровыми камерами, которые находились над и под эмульсионной стопкой. Искровые камеры запускались в момент прохождения через них и эмульсионную стопку частицы высокой энергии, которая в тонком

ионизационном калориметре (толщиной 1,3 пробега для взаимодействия нуклона) выделяла энергию, превышающую 10^{12} эВ.

По целеуказаниям искровых камер были обработаны взаимодействия 17 ядер с зарядом $Z \geq 6$. На основании изучения взаимодействий этих ядер мы пришли к выводу, что существует класс взаимодействий со средней множественностью на один взаимодействующий нуклон, примерно в два раза меньшей, чем в нуклон-нуклонных взаимодействиях при такой же энергии [6, 7].

В настоящей работе мы приводим подробные данные, относящиеся к взаимодействиям пяти ядер, энергия которых определена наиболее точно, чтобы на их примере показать, каким образом был получен вышеуказанный результат.

Физической характеристикой процесса взаимодействия ядра с ядром является число рожденных частиц, отнесенных к одному взаимодействующему нуклону, т. е. величина $(n_s - n_p)/\nu$, где ν — число нуклонов налетающего ядра, неупруго взаимодействующих в данном столкновении. Число взаимодействующих нуклонов мы определяли следующим образом.

Мы считаем, что поскольку все частицы-фрагменты (тяжелый фрагмент ядра, испарительные протоны и α -частицы налетающего ядра) в лабораторной системе координат имеют скорость, практически равную скорости первичного ядра, то они не участвуют в неупругом взаимодействии, $\nu_p = Z_0 - (Z_1 + 2n_\alpha + n_p)$, где Z_0 — заряд первичного ядра, Z_1 — заряд оставшегося фрагмента, n_α и n_p — число α -частиц и протонов фрагментации. (Сечение упругой перезарядки протонов в нейтроны при высоких энергиях пренебрежимо мало [8].)

В среднем число взаимодействующих нейтронов равно числу взаимодействующих протонов, поэтому полное число взаимодействующих нуклонов ν равно:

$$\nu = 2\nu_p = 2\{Z_0 - (Z_1 + 2n_\alpha + n_p)\}. \quad (1)$$

В том случае, когда $\nu_p = 0$, мы принимали $\nu = 1$.

При определении ν наименее определена процедура выделения протонов фрагментации, так как они не имеют никаких внешних признаков, отличающих их от других ливневых частиц. Однако в тех случаях, когда достаточно точно известна энергия первичного ядра, протоны фрагментации могут быть выделены с большой степенью однозначности исходя из следующих соображений.

Если в системе налетающего ядра протон имеет энергию E_p и соответствующую ей скорость β_p , то максимальный угол θ_{\max} , под которым он может вылететь в лабораторной системе, определяется равенством:

$$\operatorname{tg} \theta_{\max} = \frac{1}{\gamma_0} \cdot \frac{\beta_p}{\sqrt{1 - \beta_p^2}}. \quad (2)$$

Задав $E_p = 20$ МэВ и определив θ_{\max} из (2), мы относили к протонам фрагментации все частицы с углами $\theta \leq \theta_{\max}$. Очевидно, что такой подход может только завязить число n_p (за счет рожденных частиц с малыми углами вылета) и, следовательно, занижить ν .

В таблице приведены характеристики 10 взаимодействий, которые испытали пять входящих в стопку ядер и оставшиеся после взаимодействий ядра-фрагменты. У каждого из этих ядер хотя бы в одном из последовательных взаимодействий были α -частицы фрагментации,

по которым определялась величина γ_0 для первичного ядра и его фрагментов. В таблице приняты следующие обозначения: N — номер события, ϵ — энергия на нуклон в ГэВ, Z_0 — заряд первичного ядра, Z_1 — заряд фрагмента (если он имеется), n_α и n_p — число α -частиц и протонов фрагментации в данном взаимодействии, ν — число взаимодействующих нуклонов в данном столкновении ядра, νn_{pp} — ожидаемое число ливневых частиц, которые родились бы в независимых pp -взаимодействиях при энергии протонов ϵ . При этом n_{pp} определялась по формуле:

$$n_{pp} = 1,65 \ln S - 1,84 [9].$$

N	ϵ	Z_0	Z_1	n_α	n_p	$n_s - n_p$	ν	$\frac{n_s - n_p}{\nu}$	n_{pp}	νn_{pp}	
2084	380	6	0	3	0	2	1	2,0	9,1	9,1	
2553	460	16	16	0	0	4	1	4,0	9,4	9,4	
		16	0	4	2	8	12	0,7			112,8
2797	88	24	22	0	2	21	1	21,0	6,7	6,7	
		22	19	0	0	10	6	1,7			40,2
		19	0	3	5	62	16	3,9			107,2
2952	310	8	8	0	0	10	1	10,0	8,8	8,8	
		8	0	2	2	8	4	2,0			35,2
3135	170	23	8	4	4	16	6	2,7	7,7	46,2	
		8	0	0	2	75	12	6,2			92,4

Из таблицы следует, что во всех взаимодействиях суммарно было рождено 216 частиц 60 взаимодействовавшими нуклонами, т. е. средняя множественность в расчете на один взаимодействующий нуклон равна $\langle n \rangle = \frac{\sum (n_s - n_p)}{\sum \nu} = \frac{216}{60} = 3,6 \pm 1,0$. Если бы взаимодействия ядер представляли собой суперпозицию нуклон-нуклонных взаимодействий, то во всех взаимодействиях должно было родиться 468 частиц и средняя множественность на один взаимодействующий нуклон должна была быть равна $\langle n_{pp} \rangle = \frac{\sum \nu n_{pp}}{\sum \nu} = \frac{468}{60} = 7,8$, т. е. более чем в 2 раза превышать экспериментальное значение.

Этот результат оказывается слабо зависящим от величины предполагаемой энергии испарительных протонов E_p , которая определяет величину θ_{\max} . Так, если принять $E_p = 100$ МэВ вместо 20 МэВ, то среднее число частиц на один взаимодействующий нуклон будет не 3,6, а 4,7.

Эта величина все же почти в два раза меньше ожидаемой множественности на один взаимодействующий нуклон.

Полученная малая множественность рождаемых частиц в расчете на один взаимодействующий нуклон, упакованный в ядре, не является особенностью пяти отобранных и приведенных в таблице ядер. Тот же результат, как указывалось, мы получаем и для остальных взаимодействий. Всего в зарегистрированных 19 взаимодействиях ядер было рождено 574 частицы при суммарном числе взаимодействовавших нуклонов 131, т. е. $\langle n \rangle = 4,4 \pm 0,9$. Если бы частицы рождались

независимо взаимодействующими нуклонами, то средняя множественность на один взаимодействующий нуклон должна была быть равна 8,4.

Отметим, что было зарегистрировано также два взаимодействия, в которых множественность рожденных частиц превышала 100, что не противоречит гипотезе независимо взаимодействующих нуклонов. При определении $\langle n \rangle$ эти взаимодействия не учитывались.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куликов Г. В., Христиансен Г. Б. Анализ современных экспериментальных данных о космических лучах сверхвысоких энергий.— *Ядерная физика*, 1972, 15, с. 763—772. Калмыков Н. Н. и др. Широкие атмосферные ливни и характеристики взаимодействий при сверхвысоких энергиях.— *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1973, 37, с. 1430—1432.
2. Деденко Л. Г. Спектр первичных частиц по данным ШАЛ в области энергий 10^8 — 10^{10} ГэВ.— *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1976, 40, с. 1035—1036.
3. Ribicki K. Meson production in central collisions of heavy primaries of the cosmic radiation.— *Nuovo Cim.*, 1963, 28, p. 1437—1454.
4. Gagarin Yu. et al. Total disintegration of the target—nucleus initiated by relativistic heavy primaries and π -mesons ($E_{kin}=60$ GeV).— *Proc. 14th Int. Conf. Cosmic Rays. München*, 1975, p. 2309—2313.
5. Бриккер С. И. и др. Регистрация ядерных взаимодействий частиц первичных космических лучей высокой энергии методом контролируемой эмульсионной стопки.— *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1974, 38, с. 930—934.
6. Шомоди А. и др. О множественной генерации частиц при соударениях ядер с энергией выше 10^{12} эв.— *Письма в ЖЭТФ*, 1977, 26, № 1, с. 52—54.
7. Шомоди А. и др. О некоторых особенностях взаимодействий ядер с ядрами при энергиях $\sim 10^{12}$ эв.— *Изв. АН СССР, сер. физ.* 1978, 42, с. 1381—1384.
8. Barton H. R. et al. $p-p$ charge exchange scattering from 60 to 300 GeV/c.— *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 37, p. 1656—1661.
9. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Теория множественных процессов. М., 1976, 230 с.

Поступила в редакцию
30.03.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, т. 21, № 5

УДК 621.375.826

Ф. А. КОРОЛЕВ, Д. Г. БАКАНОВ, А. Н. БАРАНОВ,
А. И. ОДИНЦОВ, А. И. ФЕДОСЕЕВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО СО₂-ЛАЗЕРА СМЕСИТЕЛЬНОГО ТИПА

В последнее время большое внимание уделяется разработке газодинамических лазеров (ГДЛ) на основе смеси СО₂—N₂, использующих схему подмешивания холодного СО₂ к колебательно-возбужденному азоту [1—2]. Такая система обладает существенными преимуществами перед обычным вариантом ГДЛ, в котором производится нагрев всех компонент рабочей смеси. Согласно данным работы [2] использование схемы подмешивания позволяет значительно повысить выходную мощность и КПД лазера. Однако в настоящее время в литературе имеется лишь весьма ограниченное число работ, посвященных исследованию ГДЛ этого типа (см., например, [1—5]).

В данной работе приводятся результаты систематических экспериментальных исследований смесительного газодинамического лазера. Эксперименты проводились на ГДЛ с импульсным электродуговым на-