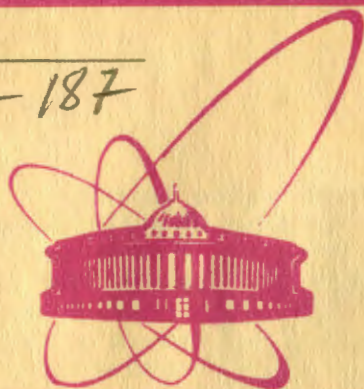


A-187



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

3452/2-81

13/vii-81

P1-81-258

А. Абдивалиев, А. Н. Зубарев, Н. А. Коржев,
А. Г. Кочуров, А. В. Никитин, В. Н. Печенов,
Н. А. Смирнов, В. П. Соколов, М. И. Соловьев,
Ю. А. Троян

ПОИСК РАСПАДОВ СВЕРХПЛОТНЫХ ЯДЕР
В ДВУХМЕТРОВОЙ ПРОПАНОВОЙ КАМЕРЕ

Направлено в ЖЭТФ

1981

В настоящей работе произведен поиск необычных распадов, которые могли бы происходить в результате образования сверхплотных ядер. С этой целью пропановая двухметровая камера ЛВЭ ОИЯИ облучалась потоками протонов, α -частиц и ядер углерода. В камеру помещались мишени из ${}_{73}\text{Ta}^{181}$, ${}_{82}\text{Pb}^{208}$, ${}_{28}\text{Ni}^{58}$, ${}_{29}\text{Cu}^{63}$ с длинами 0,2; 1 и 0,6; 0,6; 0,6 см соответственно.

Суть метода изложена в нашей первой работе^{1/}. Она заключается в том, что первичные частицы сбрасываются в камеру в то время, когда давление в ней настолько велико, что условия для образования пузырьков еще нет. Частицы активируют мишени и рабочую жидкость камеры. Через некоторое время порядка нескольких миллисекунд, которое мы называем "мертвым временем"; когда давление в камере упадет настолько, что есть условия для формирования хорошо видимого трека, начинается регистрация распадов; интервал времени для наблюдения распадов определяется от конца "мертвого времени" до вспышки света /практически он несколько меньше, т.к. надо дать выдержку на рост пузырьков до необходимого размера/.

В этих условиях в камеру можно сбрасывать большие потоки частиц /до $10^6 \div 10^7$ частиц в цикл в данных условиях эксперимента/. Это дает возможность исследовать процессы, идущие с сечениями порядка $10^{-33} \div 10^{-34}$ см². Единственным физическим фоном является фон от космических лучей, в которых могут образовываться энергичные γ -кванты, дающие в мишенях и в пропане камеры в результате комптоновского рассеяния и процесса образования пар электроны и позитроны больших энергий. Однако этот фон легко оценивается в камере, хотя и требует большой просмотровой работы.

В табл. 1 приведены характеристики выполненных экспериментов.

Мишень ${}_{6}\text{C}^{12}$ -углерод, содержащийся в пропане на длине 52 см.

Если в облучениях протонами с импульсом 1,9 ГэВ/с, α -частицами и ядрами углерода поток частиц на камеру в одном цикле был порядка $10^2 - 10^3$ част./цикл и был надежно измерен сцинтилляционными счетчиками, расположенными перед камерой, то в облучениях протонами с импульсами 3,36 и 9,86 потоки частиц были порядка 10^6 , и при длительности сброса ≈ 1 мс возникают просчеты в электронной аппаратуре. Поэтому оценка потока в двух последних случаях производилась по количеству наблюдений

Общедоступная библиотека

И. М. С. 1985

БИБЛИОТЕКА

Таблица 1

Сорт ядра-снаряда	ρ	ρ	ρ	α	${}_6\text{C}^{12}$
Импульс ядра-снаряда, ГэВ/с / микром	1,90	3,36	9,86	0,95	3,36
Сорт ядра-мишени	${}_{28}\text{Ni}^{58}$ ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ ${}_{29}\text{Cu}^{63}$ ${}_6\text{C}^{12}$	${}_{82}\text{Pb}^{208}$ ${}_6\text{C}^{12}$	${}_{73}\text{Ta}^{181}$ ${}_6\text{C}^{12}$	${}_{28}\text{Ni}^{58}$ ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ ${}_{29}\text{Cu}^{63}$ ${}_6\text{C}^{12}$	${}_{28}\text{Ni}^{58}$ ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ ${}_{29}\text{Cu}^{63}$ ${}_6\text{C}^{12}$
Суммарный поток частиц	$6,6 \cdot 10^6$	$4,3 \cdot 10^9$	$2,4 \cdot 10^8$	$6,9 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^6$
число кадров	4370	64000	5200	4350	2500

ных e^+ от распадов радиоактивного азота ${}_{7}\text{N}^{12}$. Сечение образования этого ядра в реакции $p + {}_6\text{C}^{12} \rightarrow {}_{7}\text{N}^{12}$ оценивалось с использованием данных работы ^{2/}, где оно определено при двух значениях первичной энергии. Т.к., по-видимому, указанная реакция происходит через π -мезонный обмен, то ее сечение должно падать с энергией обратно пропорционально падающему импульсу в некоторой степени. Подгонка к данным работы ^{2/} дает для сечения реакции $p + {}_6\text{C}^{12} \rightarrow {}_{7}\text{N}^{12}$ значение $\sigma(P) = 0,086 \cdot (P)^{-0,87}$ мб, где P - импульс в ГэВ/с.

На рис. 1 представлены в относительных единицах спектры распадных позитронов в камере в области пучка первичных протонов для разных импульсов падающих частиц. Видно подобие спектров. Пик при энергии позитронов от 8 до 9 МэВ обязан процессу распада ${}_{7}\text{N}^{12}$ /максимальная энергия e^+ в нем равна 16,4 МэВ/. Однако в область энергий позитронов ≥ 8 МэВ дают вклад позитронные распады других ядер, например, ${}_5\text{B}^8$ /максимальная энергия распада 14 МэВ/. Если принять, что вклад от распадов всех других ядер, кроме ${}_{7}\text{N}^{12}$, в область > 8 МэВ составляет половину всех наблюдаемых позитронов, то поток первичных протонов, определенный по количеству наблюдаемых позитронов от ${}_{7}\text{N}^{12}$ с использованием сечения образования ${}_{7}\text{N}^{12}$ совпадает с потоком, измеренным счетчиками для импульса падающих протонов 1,9 ГэВ/с. Тогда, исходя из подобия спектров позитронов для протонов с импульсами 1,9; 3,36 и 9,86 ГэВ/с, можно оценить потоки протонов в экспериментах при $P_p = 3,36$ и 9,86 ГэВ/с, принимая, что в спектрах позитронов с $E_{e^+} \geq 8$ МэВ половину случаев дает распад ${}_{7}\text{N}^{12}$. Значения потоков, определенных таким образом для первичных протонов с импульсами 3,36 и 9,86 ГэВ/с, приведены в табл. 1.

Во всех облучениях не найдено ни одного случая, который бы можно было однозначно интерпретировать как необычный

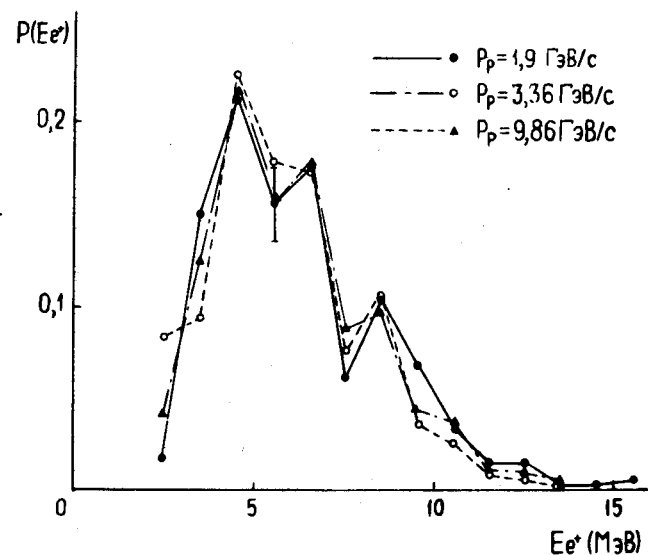


Рис. 1. Спектры позитронов в относительных единицах в пропановой камере для протонных облучений $\bullet - P_p = 1,9$ ГэВ/с, $\blacktriangle - P_p = 3,38$ ГэВ/с, $\circ - P_p = 9,86$ ГэВ/с.

распад /E распада $> 16,4$ МэВ/. Таким образом, мы определяем только верхние границы образования сверхплотного ядра с последующим его распадом.

Точности вычисления сечений определяются временной шириной пучка ≈ 1 мс / в случаях точного измерения потока и меняются обратно пропорционально времени жизни сверхплотного ядра. Для времени жизни 2 мс точность составляет $\approx 50\%$. Для экспериментов, где поток определен по числу распадов ${}_{7}\text{N}^{12}$, точность определяется еще и статистикой наблюдаемых распадов и надежностью экстраполяции сечения реакции $p + {}_6\text{C}^{12} \rightarrow {}_{7}\text{N}^{12}$, которую трудно оценить из-за скудности имеющихся данных в литературе.

В табл. 2-6 даны значения верхних границ сечений $\sigma_{\text{верхн}}$ образования сверхплотных ядер для некоторых времен их жизни τ_c в различных процессах при разных энергиях первичных частиц. При вычислении сечений учитывалось ослабление пучка частиц при прохождении через камеру и мишени с использованием значений сечений неупругих взаимодействий протонов, α -частиц и ядер углерода при соответствующих энергиях ^{3/}. Вероятности W_c наблюдения распадов рассчитываются, как и в ^{1/}. "Мертвые времена" в экспериментах менялись от 9,7 до 17 мс.

Таблица 2

$P_p = 1,90 \text{ ГэВ/с}$					
$\tau_c,$ мс	W_c	Бверхн, 10^{-30} см^2 (на ядро С)	Бверхн, 10^{-29} см^2 (на ядро Ni)	Бверхн, 10^{-29} см^2 (на ядро Cu)	Бверхн, 10^{-29} см^2 (на ядро Pb)
2	$2,5 \cdot 10^{-3}$	80,5	109,0	175,0	391,0
5	$8,6 \cdot 10^{-2}$	2,3	3,1	5,0	11,2
10	$2,3 \cdot 10^{-1}$	0,9	1,2	1,9	4,1
50	$2 \cdot 10^{-1}$	1,0	1,3	2,1	4,8
100	$1,2 \cdot 10^{-1}$	1,6	2,2	3,5	7,8
1000	$1,5 \cdot 10^{-2}$	13,3	18,0	29,0	64,6

Таблица 3

$P_p = 3,36 \text{ ГэВ/с}$			
$\tau_c,$ мс	W_c	Бверхн, 10^{-33} см^2 (на ядро С)	Бверхн, 10^{-31} см^2 (на ядро Pb)
2	$1,5 \cdot 10^{-3}$	894,0	201,0
5	$6,9 \cdot 10^{-2}$	16,0	4,4
10	$2 \cdot 10^{-1}$	5,3	1,5
50	$1,8 \cdot 10^{-1}$	5,9	1,7
100	$1,1 \cdot 10^{-1}$	9,7	2,8
1000	$1,3 \cdot 10^{-2}$	82,8	24,0

Таблица 4

$P_p = 9,86 \text{ ГэВ/с}$			
$\tau_c,$ мс	W_c	Бверхн, 10^{-32} см^2 (на ядро С)	Бверхн, 10^{-30} см^2 (на ядро Ta)
2	$2,0 \cdot 10^{-4}$	2700	2310,0
5	$3,1 \cdot 10^{-2}$	17,6	14,9
10	$1,3 \cdot 10^{-1}$	4,2	3,6
50	$1,5 \cdot 10^{-1}$	3,6	3,0
100	$9,5 \cdot 10^{-2}$	5,7	4,8
1000	$1,2 \cdot 10^{-2}$	46,0	39,2

Таблица 5

$P_n = 0,95 \text{ ГэВ/с/нуклон}$					
$\tau_c,$ мс	W_c	Бверхн, 10^{-30} см^2 (на ядро С)	Бверхн, 10^{-29} см^2 (на ядро Ni)	Бверхн, 10^{-29} см^2 (на ядро Pb)	Бверхн, 10^{-29} см^2 (на ядро Cu)
2	$2,5 \cdot 10^{-3}$	138,0	107,0	565,0	245,0
5	$8,6 \cdot 10^{-2}$	4,0	3,1	16,2	9,6
10	$2,3 \cdot 10^{-1}$	1,5	1,1	6,0	3,5
50	$2,0 \cdot 10^{-1}$	1,7	1,3	6,9	4,0
100	$1,2 \cdot 10^{-1}$	2,8	2,1	11,3	6,7
1000	$1,5 \cdot 10^{-2}$	23,0	17,9	85,0	56,1

Таблица 6

$P_c = 3,36 \text{ ГэВ/с/нуклон}$					
$\tau_c,$ мс	W_c	Бверхн, 10^{-29} см^2 (на ядро Ni)	Бверхн, 10^{-28} см^2 (на ядро Pb)	Бверхн, 10^{-28} см^2 (на ядро Cu)	Бверхн, 10^{-29} см^2 (на ядро С)
2	$7,5 \cdot 10^{-3}$	219,0	154,0	109,0	63,9
5	$1,0 \cdot 10^{-1}$	15,9	11,2	7,9	4,7
10	$1,3 \cdot 10^{-1}$	9,3	6,5	4,6	2,7
50	$9,8 \cdot 10^{-2}$	16,8	11,8	8,4	4,9
100	$5,5 \cdot 10^{-2}$	29,6	20,8	14,7	8,7
1000	$6,2 \cdot 10^{-3}$	264,0	185,0	131,0	77,0

Авторы благодарят Л.Ф.Мельникову и других лаборантов за просмотр пленки и измерение энергий позитронов, а также всех сотрудников ЛВЭ ОИЯИ, обеспечивших набор материала в данных экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдивалиев А. и др. ЖЭТФ, 1979, вып. 1 /7/, с. 20.
2. Lindstrom P.J. et al. Preprint LBL-3650, 1975.
3. Бобченко Б.М. и др. ЯФ, 1979, 30, с. 1553; Гаспарян А.П., Чеплаков А.П., Шабельский Ю.М. ОИЯИ, 1-80-853, Дубна, 1980. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 апреля 1981 года.