



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

N5-84

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ  
сборник

1984

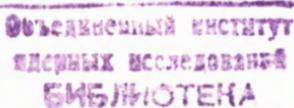
Объединенный институт ядерных исследований  
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 5 - 84

Экз. чит. зала

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ  
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник  
COLLECTION



Дубна 1984

## Редакционный совет

Н.Н.Боголюбов	- председатель
А.М.Балдин	- зам.председателя
А.Н.Сисакян	- зам.председателя
Д.В.Ширков	- зам.председателя
В.А.Бирюков	- ученый секретарь

Р.А.Асанов	}	- члены совета
А.М.Говоров		
А.Д.Коваленко		
А.Б.Кузнецов		
Г.В.Мицельмахер		
Б.И.Пустыльник		
А.Б.Швачка		

## Editorial Board

N.N.Bogolubov	- Chairman
A.M.Baldin	- Vice-Chairman
A.N.Sissakian	- Vice-Chairman
D.V.Shirkov	- Vice Chairman
V.A.Biryukov	- Scientific Secretary

R.A.Asanov	}	- Members of the Board
A.M.Govorov		
A.D.Kovalenko		
A.B.Kuznetsov		
G.N.Micelmacher		
B.I.Pustylnik		
A.B.Shvachka		

## О Г Л А В Л Е Н И Е

## C O N T E N T S

A.Săndulescu, Yu.S.Zamyatnin, I.A.Lebedev, B.F.Myasoedov, S.P.Tretyakova, D.Hasegan <b>Ne Emission by Spontaneous Decay of <math>^{231}\text{Pa}</math></b>	
А.Сэндулеску, Ю.С.Замятнин, И.А.Лебедев, Б.Ф.Мясоедов, С.П.Третьякова, Д.Хасеган <b>Спонтанный распад <math>^{231}\text{Pa}</math> с испусканием ядер неона.</b>	5
I.A.Golutvin, N.V.Gorbunov, V.X.Dodokhov, S.N.Dоля, B.E.Жильцов, A.B.Zarubin, A.G.Karev, B.Y.Karzhavin, V.N.Lysakov, Э.I.Мальцев, B.A.Monchinsky, B.A.Morozov, B.A.Nikitin, B.V.Perelygin, Ю.P.Petukhov, A.A.Povtoreyko, D.Pозе, V.P.Saranцев, B.A.Sviridov, A.I.Semenyushkin, A.E.Senner, D.A.Smolin, A.Y.Sukhanov, B.V.Tikhomirov, V.P.Tokarsky, A.G.Fedunov, V.S.Xabarov, V.I.Tsovbut, A.I.Chernenko, Ю.A.Yatsunenko	
<b>Исследование ядерного взаимодействия релятивистских фрагментов <math>^{24}\text{Mg}</math> с помощью черенковского спектрометра зарядов</b>	
I.A.Golutvin, N.V.Gorbunov, V.K.Dodokhov, S.N.Dolia, V.E.Zhiltsov, A.V.Zarubin, A.G.Karev, V.Y.Karzhavin, V.N.Lysakov, E.I.Maltsev, V.A.Monchinsky, B.A.Morozov, V.A.Nikitin, V.V.Perelygin, Yu.P.Petukhov, A.A.Povtoreyko, D.Pозе, V.P.Saranцев, V.A.Sviridov, A.I.Semenyushkin, A.E.Senner, D.A.Smolin, A.Y.Sukhanov, V.V.Tikhomirov, V.P.Tokarsky, A.G.Fedunov, V.S.Xhabarov, V.I.Tsovbut, A.I.Chernenko, Yu.A.Yatsunenko	
<b>Investigation of the <math>^{24}\text{Mg}</math> Projectile Fragments Interaction Using the Segmented Cerenkov Detector</b>	8
V.V.Glagolev, A.K.Kacharava, G.I.Lykasov, M.S.Nioradze, Z.R.Salukvadze, J.Urban <b>Enhancements Observed in the Two-Proton Effective Mass Distribution in the Pionless Deuteron Break-Up at 3.3 GeV/c</b>	
В.В.Глаголев, А.К.Качарава, Г.И.Лыкасов, М.С.Ниорадзе, З.Р.Салуквадзе, Й.Урбан <b>Наблюдение особенностей в спектре эффективных масс двух протонов в безмезонном развале дейтрона при 3,3 ГэВ/с.</b>	13

А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян Множественное распределение нейтральных частиц в модели двух механизмов A.N.Sissakian, H.T.Torosian Multiplicity Distribution of Neutral Particles in the Two-Mechanism Model . . . . .	20
D.N.Poenaru, M.Ivașcu, A.Săndulescu, W.Greiner Penetrability and Lifetime Predictions for Spontaneous Emission of Heavy Ions from Atomic Nuclei Д.Н.Поэнару, М.Ивашку, А.Сэндулеску, В.Грейнер Предсказание проницаемости и времени жизни для спонтанной эмиссии тяжелых ионов из атомных ядер . . . . .	29
B.C.Барашенков, L.G.Левчук, Ж.Ж.Мусульманбеков, A.N.Соснин, C.Yu.Шмаков Взаимодействие высокоэнергетических ионов с мишениями из тяжелых элементов V.S.Barashenkov, L.G.Levchuk, Zh.Zh.Musulmanbekov, A.N.Sosnin, S.Yu.Shmakov Interaction of High Energy Ions with Targets Consisting of Heavy Elements. . . . .	36

Ne EMISSION BY SPONTANEOUS DECAY OF  $^{231}\text{Pa}$

A. Săndulescu, Yu. S. Zamyatnin, I. A. Lebedev,<sup>1</sup>  
B. F. Myasoedov,<sup>1</sup> S. P. Tretyakova, D. Hasegan<sup>2</sup>

The first experimental results concerning a new type of decay of  $^{231}\text{Pa}$  by Ne emission are reported. The detection of Ne nuclei was performed by using track detectors of polyethyleneterephthalate sensitive to energetic Ne nuclei but not to alpha particles.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Спонтанный распад  $^{231}\text{Pa}$  с испусканием ядер неона

А. Сэндулеску, Ю. С. Замятнин, И. А. Лебедев,  
Б. Ф. Мясоедов, С. П. Третьякова, Д. Хасеган

Сообщаются первые экспериментальные результаты по обнаружению нового вида распада  $^{231}\text{Pa}$  с испусканием ядер неона. Регистрация неона на фоне большого числа  $\alpha$ -частиц производилась трековым детектором из лавсана.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Recently, Rose and Jones<sup>/1/</sup> reported the first experimental evidence for the earlier predicted<sup>/2/</sup> new type of decay of the heavy nuclei, in which heavy clusters are emitted leading to residual (daughter) nuclei close to the double magic  $^{208}\text{Pb}$ . The decay of  $^{228}\text{Ra}$  by  $^{14}\text{C}$  emission observed by Rose and Jones was later confirmed by experiments performed in Moscow<sup>/3/</sup> and in Orsay<sup>/4/</sup>. Afterwards, the emission of the  $^{14}\text{C}$  cluster was observed for the neighbouring isotopes  $^{222}\text{Ra}$  and  $^{224}\text{Ra}$ <sup>/5/</sup>.

In the context of these results it is interesting to provide more experimental evidence for the existence of new types of decay particularly the emission of Ne, a process for which theoretical estimations indicate the largest branching ratios relative to the alpha decay.

<sup>1</sup> Institute of Geochemistry and Analytical Chemistry  
V. I. Vernadsky, Moscow.

<sup>2</sup> Central Institute of Physics, Bucharest, Romania.

In the present paper the first experimental evidence for the spontaneous decay of  $^{231}\text{Pa}$  by the emission of neon nuclei is reported.

According to the theoretical estimations<sup>/6/</sup> the most probable decay mode of  $^{231}\text{Pa}$  is its decay into  $^{207}\text{Tl}$  and  $^{24}\text{Ne}$  with the branching ratio relative to alpha decay of  $10^{-10.7}$  and the kinetic energy  $E_{\text{Ne}} = 60.4 \text{ MeV}^*$ . The next most probable decay mode of  $^{231}\text{Pa}$  leads to  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{23}\text{F}$ . For this process the Q-value is lower and the branching ratio relative to alpha decay is two orders of magnitude smaller, i.e.,  $10^{-12.7}$ , the kinetic energy being  $E_F = 51.8 \text{ MeV}$ .

Because of the tremendous background due to the alpha particles the method chosen for the registration of the decay products was based on track detectors of polyethyleneterephthalate sensitive to energetic neon but not to alpha particles.  $^{20}\text{Ne}$  ions of 48 and 64 MeV delivered by the U-300 cyclotron of the JINR, fission fragments of  $^{232}\text{Th}$  obtained at the JINR microtron and an intense source of alpha particles were used for the calibration of the detectors. These control experiments show that polyethyleneterephthalate can be used as a good track detector because it allows to register neon ions in the presence of a background of  $\sim 10^{12}$  alpha particles on  $\text{cm}^2$  and also to separate Ne- tracks from fission fragments by using the length and the shape of the tracks.

The experiment was performed with a  $^{231}\text{Pa}$  source of 7 mg, separated from the decay products and deposited on a tantalum backing as a layer of  $0.4 \text{ mg/cm}^2$  thickness. The 170 microns thickness trace detector was put on the  $^{231}\text{Pa}$  source, at a distance of 0.1 mm. The registration of tracks in polyethyleneterephthalate was done within the angles of  $20^\circ$  and  $70^\circ$  relative to the plane of the detectors. This geometry of the experiment allowed the registration of 30% of the tracks due to  $^{231}\text{Pa}$  decay by neon emission. In order to decrease the background due to the cosmic rays, during the exposure the detectors were screened by a shield, the thickness of which was equivalent to 7 m of concrete. A blank measurement was performed by placing the detector on the tantalum without source in the same conditions.

After exposure times of 142 and 168 hours respectively the detectors were etched during 4 and correspondingly

---

\* By typing error this decay mode was not included in Table 2 of ref. <sup>/6/</sup>.

3 hours with a 6 normal NaOH solution at 60°C. 12 and 13 respectively tracks of the decay products were registered. No tracks were detected in the blank measurement. The track length and the corresponding etching rate along the track were measured in order to identify the decay products. The experimental mean value of the range is  $R = 30 \pm 3 \mu\text{m}$ , while the expected range based on the calibration experiment for  $^{24}\text{Ne}$  of 60.4 MeV energy in our polyethyleneterephthalate is  $R \approx 32-33 \mu\text{m}$ . The good agreement of the range value and the etching rate with the ones obtained in the calibration experiment gives a reasonable support for the identification of the decay product of  $^{231}\text{Pa}$  as  $^{24}\text{Ne}$ .

On the basis of the number of the registered tracks one can determine the branching ratio relative to alpha decay of the new discovered decay mode of  $^{231}\text{Pa}$  as being equal to  $6 \cdot 10^{-12}$  and the partial half-life equal to  $5 \cdot 10^{15} \text{ y}$ . These experimental data are in quite good agreement with the theoretical results. At the same time the absence of the fission fragments among the decay products allows to increase the lower limit of the lifetime for spontaneous fission of  $^{231}\text{Pa}$  from  $10^{16} \text{ y}'?$  to  $2 \cdot 10^{17} \text{ y}$ .

The authors express their deep gratitude to Acad. G.N.Flerov, for continuous support during this experiment, Prof. Yu.Ts.Oganessian for useful suggestions and G.B.Buklanov, E.Borcea, K.A.Gavrilov, L.I.Guseva, A.M.Kutcher, V.L.Mikheev, K.I.Merkina and V.P.Perelygin for their aid in performing the measurements and the preparation of the source.

#### References

- 1: Rose H.J., Jones G.A. Nature, 1984, 307, p.245.
2. Sandulescu A. et al. Sov.J.Part.Nucl., 1980, 11(6), p.523.
3. Alexandrov D.V. et al. Pisma v JETF, 1984, 40, p.152.
4. Gales S. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p.759.
5. CERN Courier, 1984, 24, p.380.
6. Poenaru D.N. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1984, 10, p.L183; JINR, E4-84-811, Dubna, 1984.
7. Segre E. Phys.Rev., 1952, 86, p.21.

Received on December 26, 1984.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ  
ФРАГМЕНТОВ  $^{24}\text{Mg}$  С ПОМОЩЬЮ ЧЕРЕНКОВСКОГО СПЕКТРОМЕТРА  
ЗАРЯДОВ

И.А.Голутвин, Н.В.Горбунов, В.Х.Додохов, С.Н.Доля,  
В.Е.Жильцов, А.В.Зарубин, А.Г.Карев, В.Ю.Каржавин,  
В.Н.Лысяков, Э.И.Мальцев, В.А.Мончинский, Б.А.Морозов,  
В.А.Никитин, В.В.Перельгин, Ю.П.Петухов, А.А.Повторейко,  
Д.Позе, В.П.Саранцев, В.А.Свиридов, А.И.Семенюшкин,  
А.Е.Сеннер, Д.А.Смолин, А.Ю.Суханов, В.В.Тихомиров,  
В.П.Токарский, А.Г.Федунов, В.С.Хабаров, В.И.Цовбун,  
А.И.Черненко, Ю.А.Яцуненко

Представлены результаты электронного эксперимента по исследованию ядерных взаимодействий с изменением заряда  $^{24}\text{Mg}$  и его релятивистских фрагментов в интервале времени  $10^{-10}$ - $10^{-9}$  с с момента их образования. Опыты выполнены на пучке ядер магния с импульсом 4,5 ГэВ/с нуклон, ускоренных на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований. Основу экспериментальной установки составляет секционированный черенковский спектрометр /40 счетчиков с толщиной плексигласового радиатора 5 мм/. Измерены функции поглощения в веществе ( $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$ ) первичных ядер и образовавшихся фрагментов с  $6 \leq Z \leq 11$ . Приводятся данные о средних пробегах и вероятностях их образования, основанные на анализе  $\sim 10^5$  взаимодействий.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Investigation of the  $^{24}\text{Mg}$  Projectile Fragments Interaction Using the Segmented Cerenkov Detector  
I.A.Golutvin et al.

The results of the electronic experiment on investigation of the projectile fragments interaction are presented. The experiment is done at 4.5 GeV/c. A  $^{24}\text{Mg}$  beam of the JINR synchrophasotron. The main part of the apparatus is the live target assembled of 40 Cerenkov counters with 5 mm thick lucite radiators. Charge changing reactions for the primary beam and secondary fragments with  $6 \leq Z \leq 11$  have been registered. The interaction mean free path of the projectile fragments and

probabilities of its productions based on the analysis of ~10 interactions are presented.

The investigation has been performed at the Department of New Methods of Acceleration, JINR.

В работе<sup>1/</sup> был предложен метод исследования свойств сильного взаимодействия релятивистских ядерных фрагментов вблизи точки их рождения. В настоящем сообщении мы приводим результаты исследования этим методом вероятностей фрагментации пучкового ядра  $^{24}\text{Mg}$  с образованием в конечном состоянии вторичных ядер с зарядами  $6 \leq Z \leq 11$  и сечений взаимодействия с изменением заряда этих фрагментов в интервале времени  $10^{-9} - 10^{-10}$  с с момента их образования. Основу экспериментальной установки составляет "живая" мишень, состоящая из 40 черенковских счетчиков с радиаторами из плексигласа. Толщина радиатора по пучку ~ 5 мм. В счетчиках реализованы условия полного внутреннего отражения черенковского света, излучаемого пучковыми ядрами и релятивистскими фрагментами /РФ/, и, соответственно, осуществлен его полный сбор. Анализ интенсивности черенковского излучения ядер позволяет измерять заряд фрагмента, координаты точек образования и взаимодействие фрагментов. Пропорциональные камеры определяют координаты и угол входа пучкового ядра в мишень-детектор. Подробнее экспериментальная установка описана в<sup>2/</sup>.

Эксперимент выполнен на пучке ядер магния  $^{24}\text{Mg}$  с импульсом  $p_c = 4,5$  ГэВ/нуклон.

Обработка экспериментальной информации включает решение 4 основных задач: калибровка черенковских счетчиков; реконструкция треков пучковых ядер; определение координат взаимодействия пучкового ядра или РФ в мишени-детекторе /или определение длин пробега ядер и РФ в веществе мишени/; и, наконец, определение характеристик взаимодействия ядер и РФ.

Процедура калибровки заключается в переводе величины средней амплитуды сигнала ФЭУ, пропорциональной интенсивности черенковского света, в единицы квадрата заряда. Калибровка проводится по двум точкам: по пучковым ядрам  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{12}\text{C}$ . Углерод содержится в пучке магния в виде 10%-ной примеси. Среднее значение по всем счетчикам среднеквадратичного отклонения зарядового распределения при регистрации пучка магния составляет 0,26e /рис.1/.

Анализ материала начинается с восстановления траектории первичной частицы в пучковых камерах. Отбираются события с одиночным первичным треком в определенном диапазоне пространственных и угловых координат /отклонение от центра счетчика  $R \leq 5$  мм, угол с осью пучка  $\theta \leq 3 \cdot 10^{-8}$  рад/. Затем исследуется картина события в черен-

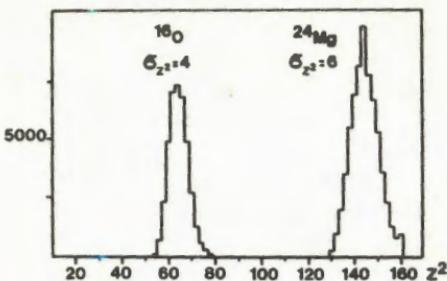
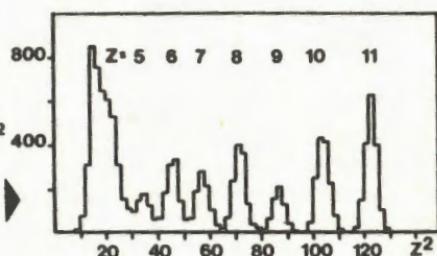


Рис.1. Распределение по квадрату заряда пучковых ядер.

Рис.2. Зарядовое распределение фрагментов с длиной  $l > 3$  см.



ковском детекторе. Алгоритм обнаружения акта взаимодействия и измерения его координаты основан на анализе амплитуды сигналов со счетчиков - поиске скачка, соответствующего изменению заряда пучкового ядра или фрагмента.

Функция поглощения первичных ядер и фрагментов получена двумя способами: изучением распределений индивидуальных событий по длине до взаимодействия /описание последовательности амплитуд черенковских счетчиков отдельного события кусочно-постоянной функцией - топологический метод/ и анализом эволюции зарядовых распределений РФ как функции расстояния от вершины взаимодействия, где они образовались /спектральный метод/.

Зарядовое распределение РФ второго поколения /первое поколение - первичные ядра/ с длиной пробега больше 3 см /время жизни больше  $10^{-10}$  с / показано на рис.2. Видно, что фрагменты удовлетворительно разделяются по зарядам в интервале  $6 \leq Z \leq 11$ . Характерной особенностью спектров является сдвиг максимумов распределений вправо относительно квадрата заряда фрагмента на  $1 \div 9$  единиц. Сдвиг увеличивается с приближением к точке рождения фрагмента и с уменьшением его заряда  $Z$  /рис.3/. Это естественно объясняется тем, что старший фрагмент /с наибольшим зарядом/ сопровождается, в основном, однозарядными быстрыми частицами, которых тем больше, чем больше изменение заряда пучкового ядра во взаимодействии. Доминирование старшего фрагмента является интересной особенностью реакции расщепления ядра. Для процесса  $^{24}\text{Mg} \rightarrow \text{B} + \dots$  существует много зарядовых комбинаций, которые могли бы полностью размыть соответствующий бору пик  $Z^2 = 25$ . В действительности /см. рис. 2/ наблюдается лишь медленное нарастание фона сопровождающих частиц при уменьшении заряда РФ, и только в области  $Z < 5$  выделить фрагмент невозможно.

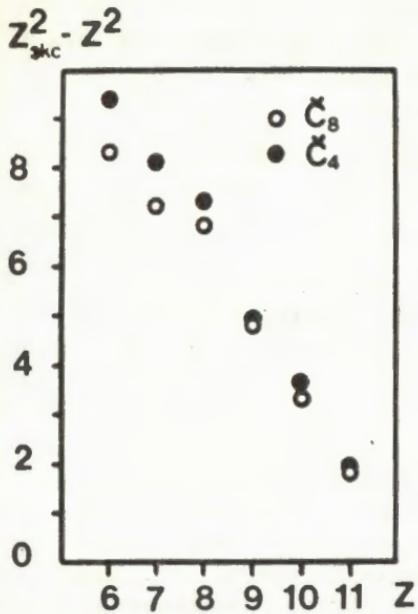
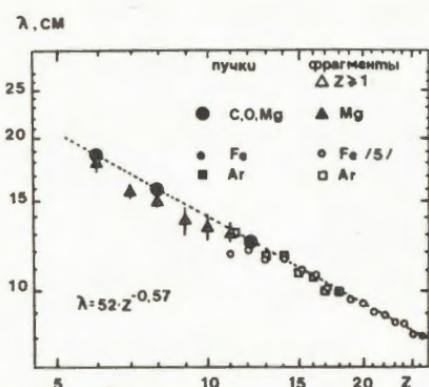


Рис.3. Сдвиг центра зарядового распределения фрагментов по отношению к квадрату заряда фрагмента как функция его заряда для четвертого ( $\tilde{C}_4$ ) и восьмого счетчиков после точки взаимодействия.

Результаты измерения средних длин ядерного пробега  $^{24}\text{Mg}$  и его РФ вместе с вероятностями различных по заряду /без разделения по изотопам/ каналов фрагментации Mg представлены в таблице. Приведенные здесь значения ядерных пробегов фрагментов определены как средние для пробегов с длительной в интервале  $3 \div 15$  см. Проведены исследования взаимодействия РФ в интервале пробегов  $0,5 \leq l \leq 3$  см, где наблюдалось аномальное взаимодействие /о проблеме аномалонов см. также /<sup>4,5/</sup>.

Зависимости вероятности каналов ядерных реакций от заряда и средней длины ядерного пробега фрагментов согласуются с опубликованными данными /<sup>5,6/</sup>, полученными при энергии 2 ГэВ/нуклон на ускорителе в Беркли. Средняя длина пробега  $\lambda$  ядерных фрагментов с зарядом  $Z$  в плексигласе для взаимодействий, где заряд фрагмента изменяется на величину  $\Delta Z \geq 1$ , удовлетворительно аппроксимируется формулой  $\lambda(z) = 52 \cdot Z^{-0,57}$  /точность аппроксимации  $\sim 2,5\%$  в диапазоне  $Z = 6 \div 26$ , отклонение  $\lambda$  для фрагментов азота может быть объяснено изотопным составом/.



Вероятности фрагментации  $^{24}\text{Mg}$  в изотопы элементов с нечетными значениями  $Z$  /фтор, азот/ подавлены по сравнению с четными элементами /углерод, кислород, неон/. Подобное

Рис.4. Зависимость длины ядерного пробега фрагментов от их заряда.

Таблица

Вероятности фрагментации  $W$  и длина свободного пробега  $\lambda$  для фрагментов  $^{24}\text{Mg}$  и пучковых ядер  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{16}\text{O}$  и  $^{12}\text{C}$  в мишени из плексигласа ( $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$ ),  $\rho = 1,18 \text{ г/см}^3$

Ядро	Mg			O			C	
$\lambda / \text{мкм}$	$126 \pm 2$			$157 \pm 6$			$188 \pm 7$	
Фрагменты	Na	Ne	F	O	N	C	$Z \leq 5$	
$\lambda / \text{мкм}$	$130 \pm 6$	$133 \pm 8$	$136 \pm 8$	$155 \pm 7$	$157 \pm 5$	$177 \pm 7$	-	
$W / \%$	10,6 $\pm 0,5$	10,0 $\pm 0,5$	4,9 $\pm 0,4$	9,9 $\pm 0,7$	8,1 $\pm 0,6$	9,1 $\pm 0,7$	47,4 $\pm 1,4$	

явление наблюдается и для фрагментации ионов в области нерелятивистских энергий<sup>7</sup>. Качественно закономерность выхода фрагментов в реакции с релятивистскими ионами  $^{24}\text{Mg}$  совпадает с предсказаниями модели Лукьянова и Титова<sup>8</sup>, где фрагментация объясняется на основе двухстадийного механизма /на первой стадии при периферическом столкновении с мишенью ядро возбуждается, на второй - распадается статистически, образуя фрагменты с вероятностями, пропорциональными фазовым объемам в конечном состоянии/.

Авторы считают своим долгом выразить глубокую благодарность А.М.Балдину, Л.Г.Макарову и И.Н.Семенюшкину за содействие в проведении эксперимента.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Голутвин И.А., Никитин В.А., Свиридов В.А. ОИЯИ, Р1-83-583, Дубна, 1983.
2. Вереш И. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №4-84, Дубна, 1984.
3. FrIdlander E.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p. 1084; Phys.Rev.C, 1983, 27, p. 1489.
4. Банник Б.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, вып.4, с. 184.
5. Symons T.J.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.982.
6. Olson D.L. et al. Phys.Rev., 1983, C28, p. 1602.
7. Artukh A.G. et al. JINR, E7-6970, Dubna, 1973.
8. Lukyanov V.K., Titov A.I. Phys.Lett., 1975, 57B, p.11.

Рукопись поступила 12 декабря 1984 года.

ENHANCEMENTS OBSERVED IN THE TWO-PROTON EFFECTIVE  
MASS DISTRIBUTION IN THE PIONLESS DEUTERON  
BREAK-UP AT 3.3 GeV/c

V.V.Glagolev, A.K.Kacharava\*, G.I.Lykasov,  
M.S.Nioradze\*, Z.R.Salukvadze\*, J.Urban

A sample of "non-spectator" events in the pionless break-up at a 3.3 GeV/c deuteron momentum has been investigated by means of a 1 m HBC at the Dubna synchrophasotron. The two-proton effective mass spectrum in the charge exchange channel exhibits two enhancements at masses  $M_{pp} = 2010$  and  $2160$  MeV/c<sup>2</sup>. The experimental results are compared with theoretical calculations supposing virtual  $\pi$ -meson production and absorption by a nucleon pair.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Наблюдение особенностей в спектре эффективных масс двух протонов в безмезонном развале дейтрона при 3,3 ГэВ/с

В.В.Глаголев и др.

Исследовались "неспектаторные" события из безмезонного развала дейтрона при импульсе 3,3 ГэВ/с, полученные на 100 см водородной пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ. В спектре эффективных масс двух протонов в канале с перезарядкой наблюдаются два максимума при значениях  $M_{pp} = 2010$  и  $2160$  МэВ/с<sup>2</sup>. Экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими расчетами, учитывающими рождение и поглощение виртуального  $\pi$ -мезона на паре нуклонов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

In the last few years in two-nucleon systems produced in nucleon-nucleon and hadron-nucleus collisions new

---

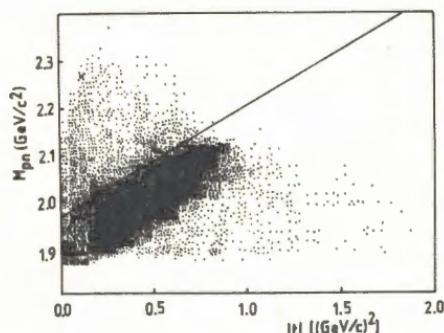
\* High Energy Physics Institute, Tbilisi, USSR.

effects have been observed, which may be treated as dibaryon states. A search for such states is particularly interesting in connection with the existence of six-quark bags predicted previously. A detailed account of experimental results and their theoretical treatment have been published in a number of reviews, e.g.,<sup>/1,2/</sup>. However, we should remark that not in all cases the resonance behaviour in cross sections or two-baryon effective mass distribution may be identified as a manifestation of dibaryon resonances<sup>/2/</sup>.

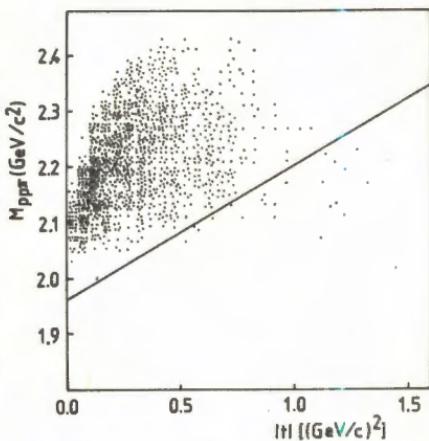
Using a 1m HBC exposed to light nucleus beams, such enhancements have been recently observed in two-nucleon effective mass distributions at 2.040 GeV/c<sup>2</sup> and 2.140 GeV/c<sup>2</sup>. Besides, these peaks have been observed in proton-proton combinations<sup>/3,6/</sup> of the  ${}^4\text{He} \rightarrow \text{dppn}$  reaction, in proton-neutron<sup>/4/</sup> combinations of the  $\text{dp} \rightarrow \text{ppn}$  reaction and in neutron-neutron combinations of the  $\text{dp} \rightarrow \text{p}\pi^+\text{nn}$  reaction<sup>/5/</sup>. The question arises whether such a structure exists in proton-proton combinations of the  $\text{dp} \rightarrow \text{ppn}$  reaction. It should be stressed that in all the noted cases of the deuteron break-up only those events have been taken into account which cannot be classified as quasi-nucleon ones, i.e., events without spectator nucleons. The  ${}^4\text{He} \rightarrow \text{dppn}$  reaction proceeds mainly via the mechanism in which two nucleons participate from  ${}^4\text{He}$  and the remaining deuteron is a spectator<sup>/6/</sup>. The situation is quite different in the  $\text{dp} \rightarrow \text{ppn}$  channel where quasielastic neutron-proton or proton-proton scattering takes place in the overwhelming majority of events. In this case the events, in which the momentum of the slowest nucleon ("spectator") in the deuteron rest frame is large enough, have been conditionally regarded as spectatorless ones. A few boundary cuts have been taken as 300 MeV/c<sup>/5/</sup> or 350 MeV/c<sup>/4/</sup>. If one applies a cut at too low momentum values, the hypothetical structure may be hidden due to a large quasielastic background. On the other hand, a too high boundary impoverishes event statistics in the region of our interest.

One of the ways of choosing the cut boundary may result from the following considerations. Let us try to select the class of inelastic scattering, e.g., with virtual  $\pi$ -meson production and absorption<sup>/7,8/</sup>. Due to kinematical constraints on  $\pi$ -meson absorption with a single nucleon, the overwhelming majority of these events occurs on a nucleon pair. Figure 1 shows a plot of the effective mass of two slow nucleons versus four-momentum transfer squared from the incident proton to the leading particle. In our terminology charge retention and charge exchange channels mean the leading proton and neutron in the final

state, respectively. It can be seen that the events are intensively grouped according to the quasi-elastic nucleon-nucleon kinematics. An analogous plot in the  $d\bar{p} \rightarrow ppp\pi^-$  channel is demonstrated in fig.2.



*Fig.1. Slow proton and neutron effective mass versus four-momentum transfer squared for the charge retention part of the  $d\bar{p} \rightarrow ppp$  reaction.*



*Fig.2.  $pp\pi^-$  effective mass, without the leading proton, versus four-momentum transfer squared for the  $d\bar{p} \rightarrow ppp\pi^-$  reaction.*

It should be noted that from the kinematical constraint for the quantities put on the axes  $x$  and  $y$  such a plot reflects only the incident proton momentum loss. Supposing that in the  $d\bar{p} \rightarrow ppp$  channel the produced  $\pi^-$ -meson is almost on-mass-shell, the comparison of these two plots allows us to select the sample of wanted events. They will lie above the line presented in figs.1 and 2. Such a procedure has been also applied to the charge exchange channel. The momentum distributions for the selected groups of events are demonstrated in figs.3a and 3b for the charge retention and charge exchange channels, respectively. In the momentum distribution of the slowest nucleon in the charge retention channel figure 3a shows two maxima which are well divided at a momentum of  $\approx 200$  MeV/c. The first of them corresponds to a part of quasi-elastic NN scattering owing to the conditionality of the lines in figs.1 and 2. The second maximum corresponds to the events with  $\pi^-$ -meson absorption.

Previous studies of the  $d\bar{p} \rightarrow ppp$  reaction at 3.3 GeV/c have shown that a high momentum tail in the charge exchange channel substantially exceeds that of the retention one. This phenomenon is explained by contributions

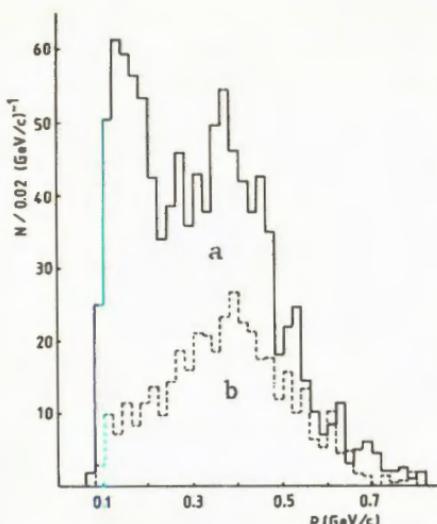


Fig.3. Momentum distribution of the slowest nucleon in the deuteron rest frame: (—) for the charge retention and (---) for the charge exchange channels. The events are taken from the "pion absorption region".

cessary in the analysis of  ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$  at  $8.6 \text{ GeV}/c$ <sup>6,9</sup>. According to the foregoing, it is not surprising that the second maximum preponderates over the first one in the slowest proton momentum distribution of the charge exchange channel (fig. 3b).

Applying the cut at  $p = 200 \text{ MeV}/c$  for the slowest nucleon momentum, the effective mass distribution of two slow protons is histogrammed in the charge exchange channel. The result is shown in fig.4a. Two maxima can be seen at approximately the same mass values as in  $\text{pn}$  and  $\text{nn}$  combinations<sup>3,4,5,6</sup>. The admixture of the second-order polynom and two Breit-Wigner functions has been fitted to the experimental distribution with the following results for maxima and widths:

$$\begin{aligned} M_1 &= 2014 \pm 10 \text{ MeV}/c^2, & \Gamma_1 &= 63 \pm 28 \text{ MeV}/c^2, \\ M_2 &= 2162 \pm 10 \text{ MeV}/c^2, & \Gamma_2 &= 18 \pm 26 \text{ MeV}/c^2. \end{aligned}$$

A cut boundary of  $350 \text{ MeV}/c$  has been applied in ref.<sup>4</sup>. This choice is justified whereas the admixture of quasi-elastic events to the charge retention channel at  $p = 200 \text{ MeV}/c$  is fairly large as shown in fig.3a.

The authors of ref.<sup>10</sup> have not observed the quoted enhancements. This is connected with the following fact: the effective mass distribution  $M_{pn}$  contains both combinations in the charge retention part of the  $d \rightarrow ppn$  reaction, and, owing to the high cut value for the  $M_{pp}$  distribution in the charge exchange channel, statistics becomes insufficient.

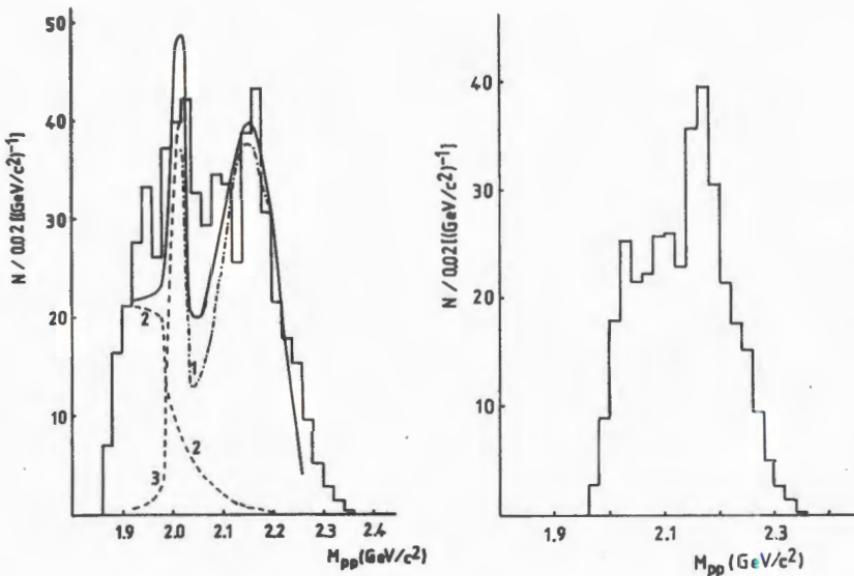


Fig. 4. a) Two-proton effective mass distribution from the charge exchange channel for both protons with momenta over 200 MeV/c: histogram - experimental results, full curve - calculated result. Curves 1 and 3 correspond to diagrams 5a and 5c, respectively. Curve 2 corresponds to elementary p-n charge exchange. b) Two-proton effective mass distribution for the charge exchange channel for both protons with momenta over 200 MeV/c. Only events from the "pion absorption region" are taken.

It should be pointed out that ref. <sup>/11/</sup> confirms the observed enhancement in the  $M_{pp}$  distribution at  $2.140 \text{ GeV}/c^2$ .

The resonance behaviour of the effective mass distribution of two protons (fig.4a) suggests the question if they can be treated as an evidence for dibaryon resonances. The  $d\bar{p} \rightarrow pp\bar{n}$  reaction, in principle, may proceed via virtual  $\pi$ -meson production in the intermediate state and its further absorption by the deuteron as displayed in fig.5. Then the analysed two-nucleon distribution is mainly determined by the behaviour of the  $\pi d \rightarrow NN$  process cross section. This cross section has a strong resonance-like character observed at  $M_{NN} \approx 2.160 \text{ GeV}/c^2$ <sup>/12/</sup> and theoretically found by  $\Delta$ -isobar production in the intermediate state<sup>/13/</sup>. At  $M_{NN} \approx 2.020 \text{ GeV}/c^2$ , what means a  $\pi$ -meson almost with zero kinetic energy, strong  $\pi$ -meson absorption by the deuteron is expected according to the

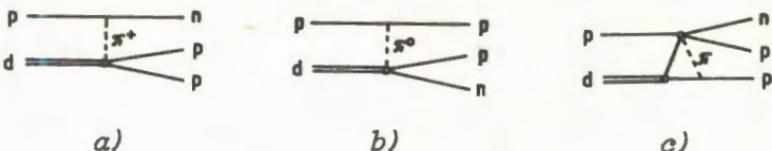


Fig.5. Diagrams used in the calculation.

$1/v$  law, where  $v$  denotes the  $\pi$ -meson velocity, i.e., at these values of  $M_{NN}$  the cross section  $\sigma(\pi d \rightarrow NN)$  has to grow<sup>/12-14/</sup>. The effective mass distribution at  $M_{NN} < 2.020 \text{ GeV}/c^2$  should be decreased because of the behaviour of the studied  $dp \rightarrow ppn$  reaction phase space. Thus, the observed peaks in the effective masses of proton-proton and proton-neutron systems in  $dp \rightarrow ppn$ , and also in a neutron-neutron system in  $dp \rightarrow p\pi^+nn$ <sup>/4,5/</sup>, can be due to the mechanism of virtual  $\pi$ -meson absorption by a nucleon pair. The  $M_{pp}$  distribution of the charge exchange channel is mainly determined by the contribution from the diagram 5a and the  $M_{pn}$  distribution of the charge retention channel from the diagram 5b.

The two-proton effective mass has been calculated taking into account the diagram 5a for  $M_{pp} \geq 2.020 \text{ GeV}/c^2$ , the diagram 5c for  $M_{pp} < 2.020 \text{ GeV}/c^2$ , and the contribution from elementary p-n charge exchange in both regions. The detailed calculations are published separately. The final results are shown in fig.4a.

Figure 4b displays the two-proton effective mass distribution from the charge exchange channel with the cut on "spectator" momentum for the events lying above the same line as presented in fig.1 for the charge retention channel. As is clearly seen, only one of the enhancements remains in the region of masses  $2.160 \text{ GeV}/c^2$ .

The proton-proton effective mass distribution, produced in the pionless deuteron break-up on proton target at  $3.3 \text{ GeV}/c$  ( $dp \rightarrow ppn$ ) in the charge exchange channel, can be qualitatively described by virtual  $\pi$ -meson absorption on the deuteron. However, the disappearance of the first maximum in the "pion absorption region" (fig.4b) may show evidence that the observed structure is connected with a more virtual  $\pi$ -meson or if it is of a deeper physical origin.

## References

1. Yokosava A. Proc.of the Meeting on Two-Nucleon Systems and Dibaryon Resonances. Hiroshima, Japan,

- 1979; ANL-HEP-CP-80-01; Phys.Rep., 1980, 64,  
p.47.
2. Makarov M.M. Sov.Phys.Usp., 1982, vol.136, p.185;  
Particles and Nuclei, 1984, vol.15, p.941.
  3. Glagolev V.V. et al. Z.Phys.A - Atoms and Nuclei,  
1984, 317, p.334.
  4. Siemiarczuk T. et al. Phys.Lett., 1983, 128B,p.364.
  5. Siemiarczuk T. et al. GSI-84-7, Darmstadt, 1984.
  6. Glagolev V.V. et al. Sov.Nucl.Phys., 1984, vol.40,  
p.482.
  7. Aladashvili B.S. et al. Nucl.Phys., 1976, A274,  
p.486.
  8. Aladashvili B.S. et al. Nucl.Phys., 1975, B86, p.461.
  9. Glagolev V.V. et al. JINR, I-84-59, Dubna, 1984.
  10. Katayama N. et al. UT-HE-83/14, Tokyo, 1983.
  11. Andreev V.P. et al. LIYAF, N1011, Leningrad, 1984.
  12. Richard-Serre C. et al. Nucl.Phys., 1970, B20, p.413.
  13. Brack M. et al. Nucl.Phys., 1977, A287, p.425.
  14. Gell-Mann M., Watson K. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1954,  
4, p.219.

Received on December 28, 1984.

МНОЖЕСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ  
В МОДЕЛИ ДВУХ МЕХАНИЗМОВ

А.Н. Сисакян, Г.Т. Торосян\*

В работе строится множественное распределение нейтральных частиц в рамках многокомпонентной модели двух механизмов. Предсказания модели с фиксированными ранее параметрами из описания адрон-адронных процессов при энергиях ISR хорошо согласуются с новыми экспериментальными данными. При этом, не изменяя спектра кластеров в центральной области рождения, можно достичь вполне удовлетворительного согласия предсказаний модели с экспериментальным множественным распределением нейтральных вторичных частиц при достижимых энергиях. В частности, получены близкие к наблюдаемым значения первого и второго корреляционного параметров в  $\pi^- p \rightarrow n_0 + X$  реакциях при энергии  $p_L = 250$  ГэВ/с. Это указывает на ключевую роль в множественном рождении частиц тяжелых четырехчастичных кластеров, вероятность образования которых увеличивается с ростом энергии.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Multiplicity Distribution of Neutral Particles  
in the Two-Mechanism Model  
Sissakian A.N., Torosian H.T.

The multiplicity distribution of neutral particles is constructed in the framework of the many-component two-mechanism model. Predictions with parameters fixed from the description of hadron-hadron processes for ISR are in good agreement with experimental data. A satisfactory agreement of the model predictions with the experimental multiplicity distribution of neutral secondaries at accessible energies is achieved without changing the cluster spectrum in the central production region. In particular, the values close to the observed ones are obtained for the first and second correlation parameters in  $\pi^- p \rightarrow n_0 + X$  reactions at  $p_L = 250$  GeV/c.

\* Ереванский физический институт

This indicates the key role in the multiple production of particles of heavy four-particle clusters, the production probability of which increases with energy.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

## Введение

В последнее время промежуточная стадия множественного процесса все более интенсивно изучается в разных экспериментах<sup>/1/</sup>. Это обусловлено тем, что выделение и изучение продуктов реакции на первой стадии /резонансы, кластеры/ дало бы возможность отделить динамические аспекты процесса от чисто кинематических эффектов множественных характеристик вторичных частиц, связанных с распадом промежуточных образований. Например, изучение корреляций между промежуточными резонансами /например,  $\rho$ -мезонами/ вместо изучения тех же корреляций между конечными пионами, очевидно, намного информативнее для понимания механизма рождения<sup>/2-4/</sup>. Однако такие исследования сталкиваются с экспериментальными трудностями однозначного восстановления<sup>/5/</sup> и идентификации промежуточных образований<sup>/6/</sup>. Тем не менее с достаточной уверенностью можно сказать, что большинство конечных частиц (~80%) получается от распадов  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $f$ -мезонов, и лишь небольшая их часть рождается в реакции непосредственно<sup>/6/</sup>. Вместе с тем в различных феноменологических моделях множественного рождения с той или иной однозначностью можно выразить связи между промежуточными образованиями через характеристики конечных вторичных частиц. Это дает возможность, исходя из наглядных свойств процесса, прощупать механизмы множественного рождения.

Например, в феноменологической модели двух механизмов, развитой в<sup>/7-8/</sup> на основе описания экспериментальных данных по множественным распределениям заряженных частиц в адрон-адронных процессах, было сделано следующее заключение о механизме рождения: на первой стадии процесса в центральной области рождения образуются четырехчастичные нейтральные кластеры, которые затем распадаются на четыре пиона через промежуточный распад на пару  $\rho$ -мезонов. Вклад этих четырехчастичных кластеров в конечное число частиц в центральной области составляет ~95%, что говорит об их ключевой роли в описании имеющихся экспериментальных данных.

С накоплением новых данных на SPS-коллайдере и с использованием на нем, так же как и на ISR, новых гибридных установок, позволяющих не только четче восстановить про-

межуточную стадию множественного процесса, но и фиксировать нейтральные конечные частицы, возникает возможность дальнейшей выборки феноменологических моделей множественного образования.

Сравнение предсказаний вышеупомянутой модели двух механизмов для множественных характеристик  $p_T$ -реакций при  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ показало, что имеется вполне удовлетворительное согласие<sup>9/8</sup>. В частности, для средней множественности заряженных частиц модель предсказывает значение  $\langle n_c \rangle_{\text{мод}} = 27,7 \pm 3,0$ , что достаточно хорошо соответствует экспериментальному значению  $\langle n_c \rangle_{\text{эксп}} = 27,4 \pm 2,0$  этой величины<sup>10/11</sup>.

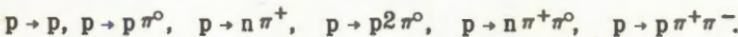
Отметим также, что как показывает розыгрыш событий по методу Монте Карло, средняя множественность кластеров при  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ, так же как и при ISR-энергиях, составляет  $\langle k_{\text{зар}} \rangle \sim 2 \div 3$  частицы<sup>11/12</sup>. Это значение находится в очень хорошем согласии с моделью двух механизмов, где  $\langle k_{\text{зар}} \rangle_{\text{мод}} = 2,5$ . Этот факт свидетельствует о том, что основным механизмом как при ISR-, так и при SPS-энергиях является образование кластеров в промежуточной стадии процесса.

В данном сообщении дается сравнение предсказаний модели для  $K^+ p$ - и  $\pi^+ p$ -реакций при  $p_T = 250$  ГэВ/с с экспериментом<sup>12/13</sup>, а также развивается схема для предсказаний множественных распределений нейтральных частиц без привлечения дополнительных свободных параметров<sup>13/14</sup>.

### Распределение по множественности нейтральных частиц

1. Модель исходит из рассмотрения двух одновременно и независимо друг от друга действующих механизмов множественного образования: а/ диссоциации налетающих частиц и б/ независимого испускания разных сортов нейтральных кластеров в центральной области.

В случае, например, протона, можно ограничиться каналами диссоциации:



В центральной области рассматривается рождение следующих типов кластеров:

1/  $\sigma$ -кластеры  $\sigma \rightarrow (\pi^+ \pi^-), (\pi^0 \pi^0)$ ,

2/  $\omega$ -кластеры  $\omega \rightarrow (\pi^+ \pi^- \pi^0)$ ,

3/  $B$ -кластеры  $B \rightarrow (\pi^+ \pi^- 2\pi^0), (2\pi^+ 2\pi^-)$ .

Распределение по множественности каждого типа кластеров имеет пуассоновский вид:  $P_n(\langle n \rangle) = e^{-\langle n \rangle} \frac{\langle n \rangle^n}{n!}$ . Тогда распределение конечных частиц по множественности строится таким образом:

$$W_{n_0, n_c} = \sum_{\substack{i, j, \\ n_k}} \omega_i \omega_j \prod_{k=1}^5 P_{n_k} (\langle n_k \rangle) \times$$

/1/

$$\times \delta_{n_c, 2n_1 + 2n_3 + 2n_4 + 4n_5 + \ell_c^i + \ell_c^j} \times \delta_{n_0, 2n_2 + n_3 + 2n_4 + \ell_0^i + \ell_0^j},$$

где  $\omega_i / \omega_j$ ,  $i, j = 1, \dots, 6$  - вероятности  $i$ -го /  $j$ -го канала диссоциации налетающей частицы / частицы мишени/,  $n_i$  - число  $i$ -го типа кластеров в центральной области.

2. Суммируя /1/ по  $n_c$ , получаем распределение по числу нейтральных частиц в процессе

$$W_{n_0} = \sum_{n_c=0}^{\infty} W_{n_0, n_c} = (1 - \alpha - \beta)^2 \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_0}{2}\right]} P_n(c) P_{n_0-2n}(d) +$$

$$+ 2\alpha(1 - \alpha - \beta) \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_0-1}{2}\right]} P_n(c) P_{n_0-2n-1}(d) + [2\beta(1 - \alpha - \beta) + \alpha^2] \times$$

$$\times \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_0-2}{2}\right]} P_n(c) P_{n_0-2n-2}(d) + 2\alpha\beta \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_0-3}{2}\right]} P_n(c) P_{n_0-2n-3}(d) + \beta^2 \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_0-4}{2}\right]} P_n(c) \times$$

$$\times P_{n_0-2n-4}(d), \quad /2/$$

где

$$\alpha = \omega_2 + \omega_3, \beta = \omega_4 + \omega_5, 1 - \alpha - \beta = \omega_1 + \omega_6. \quad /3/$$

Параметры  $c$  и  $d$  имеют смысл средних чисел следующих типов кластеров:

$$c = \langle n_{2\pi^\circ} \rangle + \langle n_{\pi+\pi-2\pi^\circ} \rangle, \quad d = \langle n_{\pi+\pi-\pi^\circ} \rangle. \quad /4/$$

Средняя множественность нейтральных частиц при этом имеет вид

$$\langle n_0 \rangle = 2c + d + 2\alpha + 4\beta. \quad /5/$$

3. Напомним здесь, что входящие в выражение множественного распределения заряженных частиц

$$W_{n_c} = \sum_{n_0=0}^{\infty} W_{n_0, n_c} = \gamma^2 \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_c-2}{4}\right]} P_n(b) P_{\frac{n_c-2}{4}-2n} \quad (a) +$$

$$+ 2\gamma(1 - \gamma) \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_c-4}{4}\right]} P_n(b) P_{\frac{n_c-4}{4}-2n} \quad (a) + (1 - \gamma)^2 \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_c-6}{4}\right]} P_n(b) P_{\frac{n_c-6}{4}-2n} \quad (a) \quad /6/$$

параметры

$$\gamma = 1 - \omega_6, \quad a = \langle n_{\pi^+ \pi^-} \rangle + \langle n_{\pi^+ \pi^- \eta^0} \rangle + \langle n_{\pi^+ \pi^- 2\pi^0} \rangle, \quad b = \langle n_{2\pi^+ 2\pi^-} \rangle / 7 /$$

в рассматриваемой модели двух механизмов были зафиксированы при описании экспериментальных данных ISR-энергий.

Исходя из /3/, /4/, /7/ и соотношений параметров  $a$  и  $b$ , можно выразить новые параметры  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $c$  и  $d$  через зафиксированные  $\gamma$ ,  $a$ ,  $b$ .

В /8/ были получены соотношения

$$\langle n_{\pi^+ \pi^- 2\pi^0} \rangle = 2b, \quad \frac{a}{b} = 2,13. \quad /8/$$

Тогда, используя соотношение  $\langle n_c \rangle = \frac{\langle n_0 \rangle}{2}$ , находим

$$c = \frac{a + 2b - d}{2} = \frac{4b + \langle n_{\pi^+ \pi^-} \rangle}{2}, \quad d = 0,13b - \langle n_{\pi^+ \pi^-} \rangle. \quad /9/$$

Как видно, оба параметра  $c$  и  $d$  выражаются через  $b$  и среднее число  $\langle n_{\pi^+ \pi^-} \rangle$ . Свободный параметр  $\langle n_{\pi^+ \pi^-} \rangle$ , в свою очередь, определим следующим образом. Из // и /8/ имеем

$$\langle n_{\pi^+ \pi^-} \rangle + \langle n_{\pi^+ \pi^- 2\pi^0} \rangle = 0,13b. \quad /10/$$

Отношение средних чисел  $\frac{\langle n_{\pi^+ \pi^-} \rangle}{\langle n_{\pi^+ \pi^- 2\pi^0} \rangle}$  оценим из отношения сечений образования  $\rho^0$  и  $\omega$ -мезонов в  $\pi^- p$ -реакциях при энергии  $p_L = 40$  ГэВ/с /15/:

$$\frac{\langle n_{\pi^+ \pi^-} \rangle}{\langle n_{\pi^+ \pi^- 2\pi^0} \rangle} = \frac{\sigma(\rho^0)}{\sigma(\omega)} = \frac{(7,9 \pm 0,7) \text{ мб}}{(7,2 \pm 0,8) \text{ мб}}. \quad /11/$$

Отсюда окончательно находим

$$c = 2,034b, \quad d = 0,096b, \quad b = A_1 (\ln S/S_0)^{A_2}, \quad /12/$$

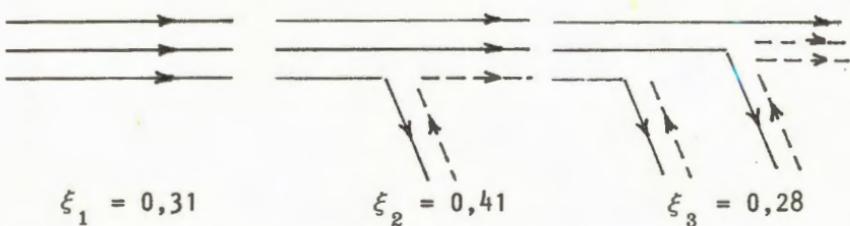
где  $S$  - квадрат полной энергии столкновения в с.ц.и.,  $S_0 = (m_1 + m_2)^2$ , а значения  $A_1$ ,  $A_2$ , найденные при описании множественных распределений адрон-адронных столкновений при ISR-энергиях, приведены в табл.1.

4. Параметры  $\alpha$  и  $\beta$ , характеризующие диссоциацию налетающих частиц, не удается однозначно выразить через зафиксированные параметры  $a$ ,  $b$  и  $\gamma$ . Это связано с тем, что  $\gamma = 1 - \omega_6$  затрагивает только вероятность шестого канала диссоциации  $p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ , тогда как  $\alpha = \omega_2 + \omega_3$ ,  $\beta = \omega_4 + \omega_5$ .

Таблица 1

	$\bar{p}p$	$p\bar{p}$	$K^-p$	$K^+p$	$\pi^-p$	$\pi^+p$
$A_1$	0,047 $\pm 0,004$	0,047 $\pm 0,004$	0,028 $\pm 0,002$	0,028 $\pm 0,002$	0,016 $\pm 0,001$	0,016 $\pm 0,001$
$A_2$	1,655 $\pm 0,085$	1,630 $\pm 0,090$	1,894 $\pm 0,076$	1,868 $\pm 0,081$	2,038 $\pm 0,070$	2,012 $\pm 0,075$

Чтобы прояснить ситуацию, воспользуемся установленными в /18/ соотношениями между вероятностями каналов фрагментации сталкивающихся частиц. Например, для протона:



где вероятности  $\xi_i$  соответствующих каналов фрагментации удовлетворяют нормировке  $\sum_i \xi_i = 1$ , что означает пренебрежение каналами, где нет лидирующих барионов, и каналами, где два валентных кварка фрагментируют в два отдельных бариона.

Как легко видеть,  $\xi_i$  связаны с нашими  $\omega_i$  следующими соотношениями:

$$\omega_1 = \xi_1, \quad \omega_2 + \omega_3 = \alpha = \xi_2, \quad \omega_4 + \omega_5 + \omega_6 = \beta + \omega_6 = \xi_3. \quad /13/$$

Отсюда, подставляя значение  $\omega_6 = 1 - \gamma$  из /8/, находим значения  $\alpha$  и  $\beta$  для  $p\bar{p}$ -и  $\bar{p}p$ -процессов:

$$\alpha = 0,41, \quad \beta = 0,06.$$

/14/

Для мезон-протонных ( $K^\pm p$ ,  $\pi^\pm p$ ) -реакций, исходя из аналогичных расчетов, находим, что  $\beta = 0 / \alpha = 0,41 /$ . В этом случае формула /2/ для множественных распределений нейтральных частиц упрощается:

$$W_{n_0} = (1 - \alpha)^2 \sum_{n=0}^{\frac{n_0}{2}} P_n(c) P_{n_0 - 2n}^{[\frac{n_0-1}{2}]}(d) + 2\alpha(1 - \alpha) \sum_{n=0}^{\frac{n_0-1}{2}} P_n(c) P_{n_0 - 2n-1}^{[\frac{n_0-1}{2}]}(d) + \alpha^2 \sum_{n=0}^{\frac{n_0-2}{2}} P_n(c) P_{n_0 - 2n-2}(d).$$

5. Как уже отмечалось, предсказания модели по формуле /6/ хорошо согласуются с экспериментальными данными при  $\sqrt{s} = 540$  ГэВ. Ниже приводится описание той же формулой /6/, без изменения входящих в нее параметров, и формулой /15/, с фиксированными описанным выше способом параметрами, новых экспериментальных данных по  $K^+ p$ -и  $\pi^\pm p$ -столкновениям при  $P_L = 250$  ГэВ/с<sup>1/2</sup>.

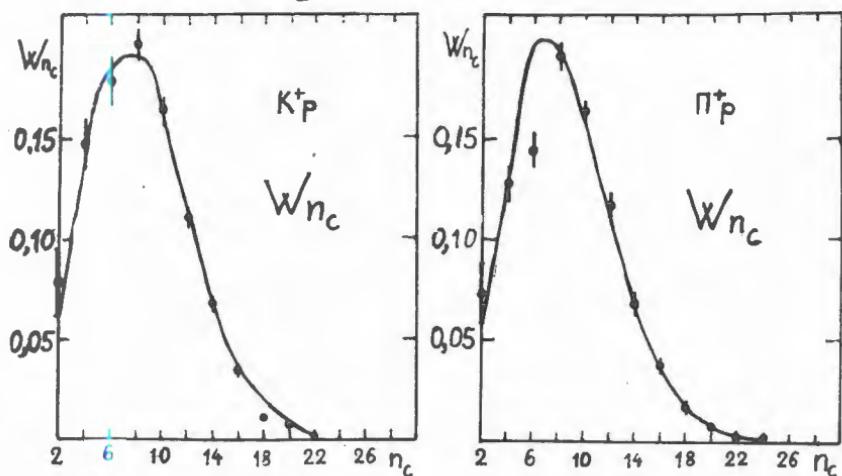


Рис. 1

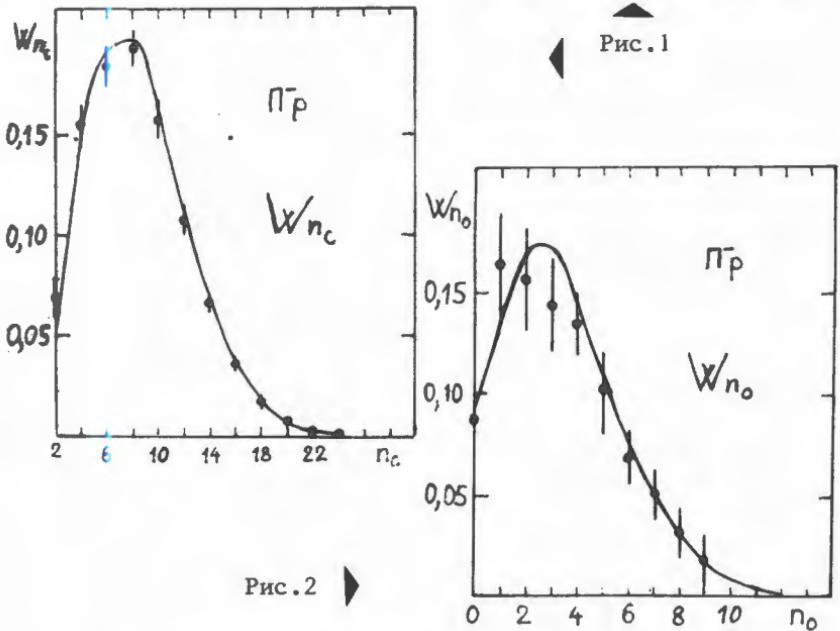


Рис. 2

На рис. 1-2 приведены описания множественных распределений заряженных и нейтральных частиц формулами /6/ и /15/.

В табл.2 приводятся значения средних множественностей как заряженных, так и нейтральных частиц, предсказанных в модели для энергии  $p_L = 250$  ГэВ/с. Приводятся также значения корреляционного параметра  $f_2^0 = \langle n_0(n_0 - 1) \rangle - \langle n_0 \rangle^2$ , который в данном случае имеет вид:

$$f_2^0 = 2c - 2a^2.$$

/16/

Как видно из табл.2 и рис.1-2, имеется вполне удовлетворительное согласие модели с экспериментом. Значения второго корреляционного параметра множественного распределения нейтральных частиц в модели получаются несколько меньше, чем в эксперименте. Но в пределах ошибок, как экспериментальных, так и в определении модельных величин /см. табл.1/, их значения перекрываются. Необходимо отметить также, что в центральной области могут рождаться многочастичные образования, состоящие только из нейтральных пионов, вклад которых повышает значения корреляционных параметров, не меняя при этом характеристики заряженных частиц /множественные распределения, корреляции, зарядово-нейтральные корреляции и т.д./.

Таблица 2

	$K^* p$ (250 ГэВ/с)	$\pi^* p$ (250 ГэВ/с)	$\bar{\pi} p$ (250 ГэВ/с)
$\langle n_c \rangle$	$8,28 \pm 0,13$	$8,44 \pm 0,10$	$8,43 \pm 0,06$
	8,69	8,42	8,65
$f_2^0$	$7,57 \pm 0,60$	$8,09 \pm 0,48$	$8,66 \pm 0,11$
	9,21	7,80	8,25
$\langle n_0 \rangle$	—	—	$3,52 \pm 0,39$
	3,55	3,27	3,39
$f_2^0$	—	—	$3,3 \pm 1,0$
	2,36	2,06	2,18

В заключение подчеркнем еще раз, что в рамках модели, исходящей из наглядных и простых представлений о двух механизмах /дифракционном и центральном/, основанных на выводах экспериментального анализа, достигнуто согласие предсказаний модели с новыми экспериментальными данными, не использованными ранее при определении параметров модели.

Хочется особо отметить согласие с экспериментом предсказаний модели для характеристик нейтральных вторичных частиц, не являющихся простой экстраполяцией модельных формул на более высокие энергии.

Дальнейшее усовершенствование методики экспериментального исследования промежуточных образований /резонансов,

клластеров/ в процессе, а также исследования корреляций между ними во многом прояснят проблему выявления механизмов множественного рождения.

### Литература

1. Гришин В.Г. Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. Энергоиздат, М., 1982; Гришин В.Г. ЭЧАЯ, 1984, т.15, вып.1, с.178.
2. Логунов А.А., Мествишили М.А., Петров В.А. ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.3, с.493; Logunov A.A., Mestvirishvili M.A., Nguen Van Hieu. Phys.Lett., 1967, 25B, p.611.
3. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1982, т.35, с.76; Akhababian N. et al. JINR, E1-82-607, Dubna, 1982; Z.Phys., 1983, C18, p.97.
4. Brictman C. et al. Rev.Mod.Phys., 1980, vol.52, p.3.
5. Deutshmann M. et al. Nucl.Phys., 1976, B103, p.426; Higgins P.D. et al. Phys.Rev., 1979, D19, p.65.
6. Лиходед А.К., Шляпников П.В. УФН, 1977, т.122, с.37; Шляпников П.В. и др. Препринт ИФВЭ, 81-71, Серпухов, 1981; Ajinenko I.V. et al. Nucl.Phys., 1980, B165, p.1.
7. Мавродиев С.Щ. и др. ЯФ, 1979, т.30, с.245.
8. Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ, Р2-12570, Дубна, 1979; Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ, д2-81-423, Дубна, 1981.
9. Mavrodiev S., Sissakian A., Torosian H. JINR, E2-83-480, Dubna, 1983; Дренска С. и др. ОИЯИ, д2-82-280, Дубна, 1982.
10. Alpgard K. et al. Phys.Lett., 1981, 107B, p.310; Alpgard K. et al. Phys.Lett., 1981, 107B, p.317.
11. Alpgard K. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, p.361.
12. Hays P.J. et al. Phys.Rev., 1981, D23, p.20; Cross Sections and Multiplicity Distributions for  $K^+p$  and  $\pi^+p$  Interactions at 250 GeV/c. Talk submitted to Brighton Conference. July, 1983; Hays P.J. et al. Phys.Rev., 1984, D29, p.368.
13. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, Р2-6950, Дубна, 1973; Kuleshov S.P., Matveev V.A., Sissakian A.N. IRB-TP-72-3 Preprint, Zagreb, 1972.
14. Кулешов С.П. и др. ЭЧАЯ, 1974, т.5, с.3.
15. Ангелов Н.С. ЯФ, 1977, т.25, с.117; Ангелов Н.С. ЯФ, 1981, т.33, с.1539.
16. Van Hove L. Z.Phys., 1981, C9, p.145; Van Hove L. CERN Preprint TH.3133, Geneva, 1981.

Рукопись поступила 13 декабря 1984 года.

PENETRABILITY AND LIFETIME PREDICTIONS  
FOR SPONTANEOUS EMISSION OF HEAVY IONS  
FROM ATOMIC NUCLEI

D.N.Poenaru<sup>1</sup>, M.Ivașcu<sup>1</sup>, A.Săndulescu, W.Greiner<sup>2</sup>

Up to now only penetrabilities, which are not measurable quantities, have been used by experimentalists to choose the most likely spontaneously emitted clusters. On the example of  $^{222}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236},^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{252}\text{Cf}$ , and  $^{254}\text{Fm}$  parent nuclei it is shown that sometimes this method can lead to wrong predictions in comparison with the lifetime calculations, in the framework of the model developed by the authors.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Предсказание проницаемости и времени жизни для спонтанной эмиссии тяжелых ионов из атомных ядер

Д.Н.Поэнару и др.

До настоящего времени экспериментаторы использовали только расчеты проницаемости /которые представляют собой неизмеряемые величины/ для выбора самых вероятностных кластеров, спонтанно испускаемых ядрами. На примере родительских ядер  $^{222}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236},^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{254}\text{Fm}$  показано, что иногда этот метод может приводить к неправильным предположениям по сравнению с расчетом времени жизни в рамках разрабатываемой авторами модели.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

At the beginning of this year, Rose and Jones <sup>1/</sup> from Oxford University discovered the  $^{14}\text{C}$  radioactivity of  $^{223}\text{Ra}$ . In a run of 189 days they have observed 11 events, leading to the branching ratio relative to the  $\alpha$  decay

<sup>1</sup> Central Institute of Physics, 76900 Bucharest, Romania.

<sup>2</sup> Johann-Wolfgang-Goethe Universität, D-6000 Frankfurt am Main, FRG.

of  $(8.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-10}$  and to  $T \sim 10^{15}$  s half-life against this process for  $^{229}\text{Ra}$ . There are two confirmations of this experiment, coming from Moscow<sup>/2/</sup> and Orsay<sup>/3/</sup>, in which the time of measurement was reduced to ~30 and 5 days, respectively.

This is the first evidence for one of many kinds of new decay modes predicted since 1980<sup>/4,5/</sup>.  $^{14}\text{C}$  emission from  $^{222}\text{Ra}$  and  $^{224}\text{Ra}$  parent-nuclei (which are present among other examples in Figure 7 of ref.<sup>/4/</sup>) has been reported recently by Price et al.<sup>/6/</sup>. The shell effects in the region of the double magic  $^{208}\text{Pb}$  daughter are responsible for these phenomena occurring with maximum intensity in trans-lead parent nuclei. Nevertheless it is also met in the trans-tin region<sup>/7/</sup>, where the next double magic daughter  $^{132}\text{Sn}$  plays the major role. Almost all nuclei are metastable with respect to several decay modes, but if the lifetime is longer than  $10^{30}$  s, one can say that from the practical point of view, the corresponding nucleus is stable.

For a very asymmetric splitting



where the daughter has the subscript 1 and the emitted cluster 2, we have made predictions<sup>/4/</sup> across the nuclear table on the basis of penetrability calculations. In the same time, a closed relationship for the lifetime was found<sup>/5/</sup> by using the assumption that the emission process is a supersymmetric fission phenomenon<sup>/8,9/</sup>. It was possible to derive this formula after a successfull application of the numerical methods used in fission theory<sup>/10,11/</sup> to the  $\alpha$  decay<sup>/8/</sup>. In 1983 it was improved to account for angular momentum and small excitation energy effects and was used to predict  $^5\text{He}$  and  $\beta$ -delayed  $^5\text{He}$  radioactivity<sup>/12/</sup> with a zero point vibration energy,  $E_v = 0.51$  MeV, obtained from a fit with experimental data on 376  $\alpha$ -emitters.

When the branching ratio for the  $^{14}\text{C}$  radioactivity of  $^{228}\text{Ra}$  was available<sup>/1/</sup>, the relationship  $E_v = 0.1275 A_2^{1/2}$  could also account<sup>/9/</sup> for the new experimental point<sup>/11/</sup>. Recently<sup>/7,13/</sup> we found that a better fit could be obtained for 380  $\alpha$ -emitters and  $^{14}\text{C}$  radioactivity, if we use the following equation:

$$E_v = Q \left[ 0.056 + 0.039 \exp\left(\frac{A_2 - 4}{2.5}\right) \right]; A_2 > 4, Q > 0, \quad (2)$$

where  $Q$  is the released energy computed from the new experimental mass tables<sup>/14/</sup>.

The purpose of this paper is to compare the penetrability with the lifetime calculations.

The half-life of a metastable system is given by

$$T = \frac{1}{2} \ln 2 / \Gamma, \quad (3)$$

where  $\Gamma$  is the disintegration partial width. In the relationship

$$\Gamma = 2\gamma^2 \cdot P' \quad (4)$$

used in the R-matrix theory of  $\alpha$ -decay, the reduced width  $\gamma$  is proportional to the cluster preformation probability. For  $\alpha$  particle one can compute this quantity by using microscopically determined wave functions, but for heavier ions the similar procedure is not developed up to now. Due to this fact, only the penetrability  $P'$  was computed in refs.<sup>/1-4/</sup> by assuming that the emitted cluster is reduced to a point going by quantum-mechanical tunneling through the potential barrier which is mainly due to the Coulomb repulsion. By using the semiclassical WKB theory, one has:

$$P' = \exp \left\{ - \frac{2}{\hbar} \int_{R_t}^{R_{out}} \sqrt{2\mu[V(R) - Q]} dR \right\}, \quad (5)$$

where  $\mu$  is the reduced mass  $\mu = \frac{A_1 A_2}{A} m$ ;  $m$  is the nucleon mass;  $V(R)$  is the potential barrier;  $R_t$  is of the order of the touching point distance:

$$R_t \approx R_1 + R_2; \quad R_j = r_0 A_j^{1/3} \quad (j = 1, 2) \quad (6)$$

and  $R_{out}$  is found from the equation  $V(R_{out}) = 0$ . The distance  $R_t$  depends on the adopted value of the radius constant  $r_0$ . Hence Rose and Jones<sup>/1/</sup> have obtained 3 different  $P'$  values for  $r_0 = 1.15; 1.20$  and  $1.25$  fm. At a distance  $R > R_t$  the contribution of the strong interaction is small in comparison with that of the Coulomb field. In this region one has only the tail of the optical potential determined from scattering experiments.

In fission theory<sup>/11/</sup> the disintegration width is given by

$$\Gamma = \frac{1}{2} \nu \cdot P = \frac{E_v}{\pi} P, \quad (7)$$

where  $\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{2E_v}{h}$  represents the number of assaults on the barrier per second (the characteristic frequency of

the collective mode) and  $E_v = \frac{\hbar\omega}{2}$  is the zero point vibration energy. This is a phenomenological quantity obtained by fitting the experimental half-lives data.

Now the WKB penetrability

$$P = \exp(-K) \quad (8)$$

can be expressed as a product of two terms due to the fact that in the action integral

$$K = K_{ov} + K_s = \frac{2}{\hbar} \left( \int_{R_a}^{R_t} dr + \int_{R_t}^{R_b} dr \right) \sqrt{2\mu[E(r) - Q']} \quad (9)$$

one has not only the term  $K_s$  corresponding to separated fragments but also the contribution of the overlapping region  $K_{ov}$  which is not present in  $P'$ . In this equation one has

$$Q' = Q + E_v; \quad E(R_a) = E(R_b) = Q'. \quad (10)$$

The energy barrier  $E(r)$  can be computed by the Strutinsky macroscopic-microscopic method<sup>/10/</sup> adapted for the supersymmetric splitting<sup>/8/</sup> by using model parameters obtained from a fit with experimental data on masses, fusion and fission barriers, electron scattering experiments, etc. The emitted cluster is no longer a point in a potential, it has a spatial extension with a radius  $R_2$  and  $E(r)$  is the deformation energy of the two bodies. For a decay  $K_{ov}$  is only a small percent of  $K_s$ , but it increases with increasing mass number  $A_2$ . Consequently, the zero point vibration frequency  $E_v$  from eq.(7) does not play the role of the preformation probability  $\gamma^2$  of eq.(4).

For a set of experimental data on 376  $\alpha$ -emitters<sup>/15/</sup> we have found that the variation of  $E_v$  with the neutron number  $N_1$  of the daughter nucleus is much smaller than that of  $\gamma^2$ . This "stability" of the parameter  $E_v$  is a useful property when the method is employed to predict the lifetime for a new decay mode. It is the consequence of the fact that in eq. (7), when  $E_v$  is increased,  $P$  increases exponentially through eqs.(8), (9), and (10).

The comparison between the two methods employed up to now is illustrated in the Figure for the spontaneous emission of various even-even heavy ions from some even-even parent nuclei.

The decimal logarithm of the penetrability spectra is taken from Fig.7 of the Ref.<sup>/4/</sup> where the half of

the natural logarithm ( $\frac{1}{2} \ln P'$ ) has been plotted. The lifetime spectra are calculated with the analytical relationship given in Ref. <sup>/5,9,12/</sup> and eq.(2). The vertical scales of  $\log P'$  and  $\log T(s)$  curves are chosen in such a way that the experimental  $\alpha$ -decay lifetime  $T$  is at the same level with the corresponding penetrability  $P'_{\text{cor}}$  corrected for  $2\gamma_a^2 \neq 1$  MeV:  $\log T^{\text{exp}} = -21.34 - \log P - \log(2\gamma_a^2)$ .

From the measured branching ratio <sup>/1-8/</sup> for the  $^{14}\text{C}$  radioactivity of  $^{228}\text{Ra}$  relative to the  $\alpha$  decay:

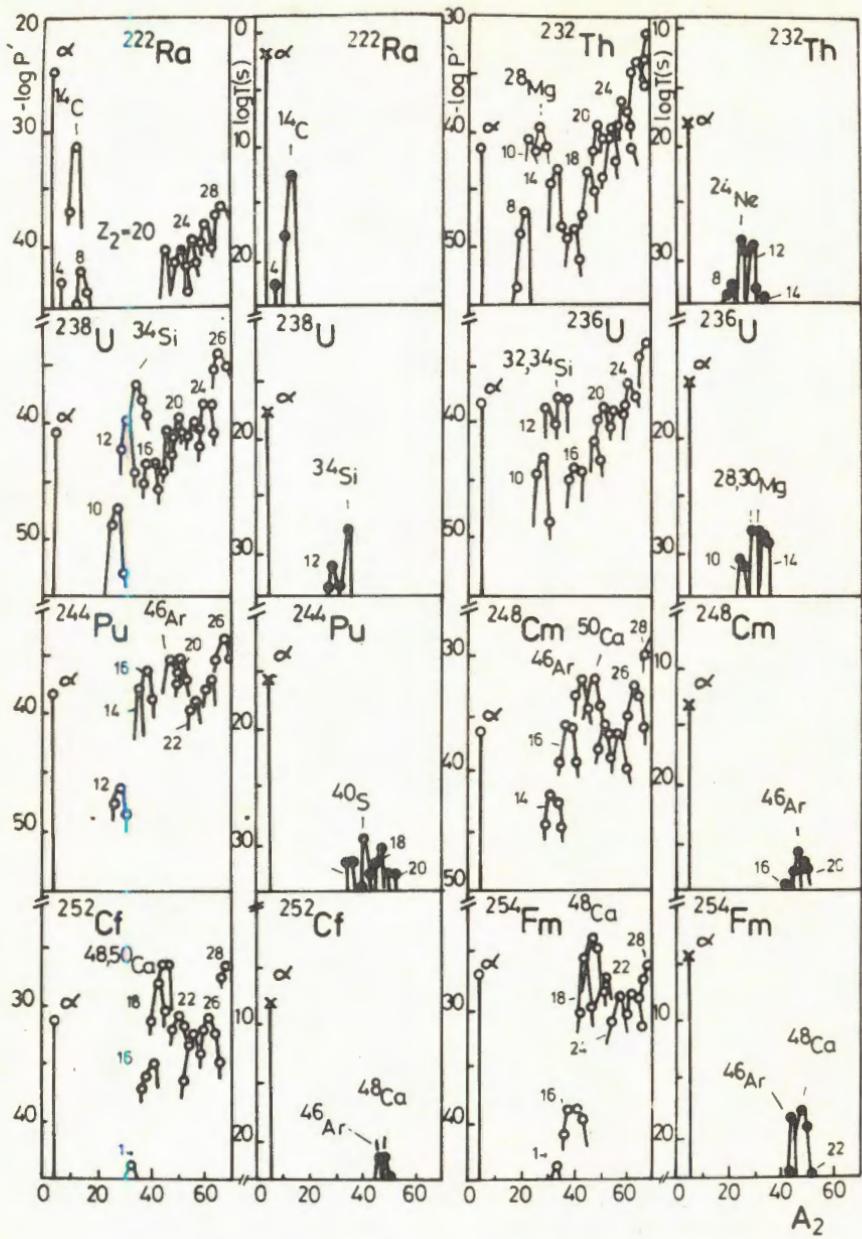
$$\frac{\Gamma}{\Gamma_a} = \frac{T_a}{T} = \frac{\gamma^2}{\gamma_a^2} \cdot \frac{P'}{P'_a} = \frac{E_v}{E_{va}} \cdot \frac{P}{P'_a} \quad (11)$$

which was of the order of  $10^{-9}$  and the computed penetrability ratio  $P'/P'_a = 10^{-8}$ , one has the preformation probability ratio  $\gamma^2/\gamma_a^2 = 10^{-6}$  and it is expected that this ratio will be much smaller for emitted ions heavier than  $^{14}\text{C}$ . But if we use a more realistic interaction barrier including also the overlapping region of two fragments, one obtains the larger ratio  $(\gamma^2/\gamma_a^2)$ .

By using Coulomb plus proximity potential barriers, a value of the ratio  $P/P'_a$  very close to the experimental branching ratios for  $^{14}\text{C}$  emission from  $^{222,223,224}\text{Ra}$  (which means that  $E_v = (1.4 \div 11.3) E_{va}$  in this model) has been reported <sup>/16/</sup>. In our case the corresponding zero point vibration energy ratio is of the order  $E_v/E_{va} \approx 3.5$  because we use very high barrier heights. In the framework of Y+EMplus shell corrections <sup>/8,5,13/</sup> we obtain  $E_v/E_{va} \approx 1/12$  comparable with  $1/11.3$  <sup>/16/</sup>. This has to be compared with  $\gamma^2/\gamma_a^2 \approx 10^{-6}$  <sup>/1/</sup>, in order to see the stability of the parameter  $E_v$ .

The argument used by some experimentalists <sup>/1-8/</sup> that they found the maximum of the ratio  $P'/P'_a$ , does not imply necessarily that the branching ratio  $\Gamma/\Gamma_a$  will also have a maximum value. From the cases shown in the Figure one can see that sometimes the penetrability spectra indicate the same cluster emitted with maximum probability as the lifetime spectra (example:  $^{14}\text{C}$  from  $^{222}\text{Ra}$ ,  $^{34}\text{Si}$  from  $^{288}\text{U}$  and  $^{48}\text{Ca}$  from  $^{254}\text{Fm}$ ). But there are many cases in which from the two spectra one gets different results, like for example from  $^{244}\text{Pu}$ , instead of  $^{40}\text{Ar}$  and  $^{50}\text{Ca}$  of penetrability spectra one has  $^{40}\text{S}$  in the lifetime spectra.

In the same time there is a trend of increasing of the value of  $\log P'$  when  $A_2$  increases which is not present in the lifetime spectra. Moreover, frequently one can meet the situation in which the penetrability  $P'$  for a given heavy ion emission is even larger than that for  $\alpha$  decay, from which by no means one can say that the branching ratio  $\Gamma/\Gamma_a$  should be larger than unity.



Penetrability  $P'$ , and half-life  $T$ , spectra for the emission of even-even heavy ions from some even-even nuclei.

In conclusion, the penetrabilities do not hinder the spontaneous emission of heavy clusters and in a small region of emitted nuclei they could be used to get a rough information about the new decay modes. But in order to estimate the branching ratio directly measured in the experiment, one can use the lifetime spectra computed with our analytical relationship. The good selectivity of the lifetime spectra is well illustrated for all parent nuclei studied in this work.

### References

1. Rose H.J., Jones G.A. Nature (London), 1984, 307, p.245.
2. Aleksandrov D.V. et al. Pis'ma v JETP, 1984, 40, p.152.
3. Gales S. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p.759.
4. Sandulescu A. et al. E.Ch.A.Ya., 1980, 11, p.1334. (Sov.J.Part.Nucl., 1980, 11, p.528).
5. Poenaru D.N., Ivașcu M. Proc. of the Int.Summer School on Heavy Ion Physics. Brasov, 1980, p.741; Central Inst. of Phys., Bucharest, Report NP-27, 1980.
6. Price P.B. et al. To be published.
7. Poenaru D.N., Ivașcu M. Lecture at the Int. Summer School on Heavy Ion Physics, Brasov, 1984.
8. Poenaru D.N., Ivașcu M., Sandulescu A. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1979, 5, p.L-169; Rev.Roum.Physics, 1979, 24, p.917; J.Physique - Letters, 1979, 40, p.L-465.
9. Poenaru D.N. et al. JINR, E4-84-446, Dubna, 1984; J.Phys.G: Nucl.Phys., 1984, 10, p.L-183; Izvestia AN SSSR, Seria Fizicheskaya, 1984, 48, p.1897.
10. Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1967, A95, p.420; 1968, A122, p.1.
11. Pauli H.C., Lederberger T. Proc. of the Symp. on Phys. and Chem. of Fission. IAEA,Vienna, 1974, vol.1,p.463.
12. Poenaru D.N., Ivascu M. Central Inst. of Phys., Bucharest, Report NP-27, 1983; J.Phys. (Paris), 1984, 45, p.1099.
13. Poenaru D.N. et al. JINR, E4-84-811, Dubna, 1984,
14. Wapstra A.H., Audi G. 7th Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants. Darmstadt, Sept.3-7, 1984; to be published in Nucl.Phys.
15. Poenaru D.N., Ivascu M., Mazilu D. Compt. Phys. Comm., 1982, 25, p.297.
16. Shi Yi-Jin, Swiatecki W.J. To be published.

Received on December 12, 1984.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИОНОВ С МИШЕНЯМИ ИЗ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В.С.Барашенков, Л.Г.Левчук, Ж.Ж.Мусульманбеков,  
А.Н.Соснин, С.Ю.Шмаков

Разработана статистическая монте-карловская модель для описания ядерно-физических процессов в мишнях из тяжелых элементов, облучаемых в пучке ионов с энергией вплоть до нескольких ГэВ/нуклон. Взаимодействие ионов с ядрами рассматривается на основе каскадно-испарительной модели с учетом деления. Учтены фрагментационные процессы. Результаты взаимодействия ионов  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{12}\text{C}$  сопоставляются с соответствующими данными для пучков протонов идейtronов.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

### Interaction of High Energy Ions with Targets Consisting of Heavy Elements

V.S.Barashenkov et al.

Statistical Monte-Carlo model for description of nuclear processes in targets consisting of heavy elements and irradiated by ion beams with energy up to several GeV per nucleon has been developed. Ion-nucleus interactions are considered in the framework of a cascade-evaporation model taking into account the fission process. Fragmentation processes are taken into consideration. Results of interactions produced by  ${}^4\text{He}$  and  ${}^{12}\text{C}$  ions are compared with corresponding data obtained for proton and deuteron beams.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Экспериментальными и теоретическими исследованиями многих авторов /см. обзоры<sup>1,2</sup>/, где приведена подробная библиография/ было показано, что мишени из делящегося вещества, урана или тория, облучаемые пучком высокогенергетических частиц, могут служить источником нейтронов, по многим

параметрам сравнимым, а по некоторым даже существенно пре-  
восходящим мощные импульсные реакторы. В работах <sup>/3,4/</sup> путем  
монте-карловского моделирования межъядерного каскада  
в большом блоке естественного урана вычислено среднее чис-  
ло нейтронов, рождаемых одним первичным протоном с энер-  
гией  $T = 1 \text{ ГэВ}$ ,  $\langle n \rangle = 89_{-4}^{+4}$ \*. Для ториевой мишени это  
число равно  $55_{-3}^{+3}$ .

Многими авторами высказывалось предположение, что вы-  
ход нейтронов будет больше в пучках ускоренных ионов.  
Расчеты показали <sup>/4,6/</sup>, что в области  $T = 1 \text{ ГэВ}$  замена  
пучка протонов дейtronами действительно увеличивает поток  
нейтронов приблизительно на 10-15%.

Нами разработана монте-карловская модель межъядерных  
каскадов в делящемся веществе под действием пучков более  
тяжелых ионов. Для описания неупругих столкновений ядер  
используется приближение внутриядерных каскадов с учетом  
конкурирующих между собой процессов испарения и деления  
возбужденного остаточного ядра. В области  $T \leq 1 \text{ ГэВ}/\text{нуклон}$   
и для не слишком тяжелых налетающих ядер такой подход хо-  
рошо согласуется с опытом, особенно когда речь идет о сред-  
них характеристиках взаимодействия <sup>/7,8/</sup>. Упругое рассея-  
ние ядер описывается в дифракционном приближении. Полные  
сечения упругих и неупругих ядерных взаимодействий  $\sigma_{el}$   
и  $\sigma_{in}$  вычисляются в приближении внутриядерных каскадов  
и с помощью оптической модели, параметры которой подобра-  
ны из сравнения с известными экспериментальными данными.

При вычислениях прослеживаются как мезон-нуклонные кас-  
кады, так и каскады, инициируемые в веществе более тяже-  
лыми фрагментами, образующимися при столкновениях ядер.

В остальных деталях вычисления мало отличаются от слу-  
чая протонного или дейtronного пучка.

В таблице расчетные данные для  $\alpha$ -частиц и ионов  $^{12}\text{C}$   
сопоставляются с соответствующими данными для пучков про-  
тонов и дейtronов\*\*. Для удобства сравнения приведены дан-  
ные, поделенные на число нуклонов в налетающем ядре при  
одинаковой энергии  $T = 1 \text{ ГэВ}/\text{нуклон}$ .

Как видно, выход нейтронов несколько возрастает при  
переходе к пучку дейtronов. Для  $\alpha$ -частиц он практически  
такой же, как для протонов, а при использовании пучка ионов  
 $^{12}\text{C}$  выход нейтронов снижается почти на четверть. Со-  
ответственно уменьшается и число ядерных взаимодействий

\* Близкое значение было получено Ф. Алсмиллером <sup>/6/</sup>.

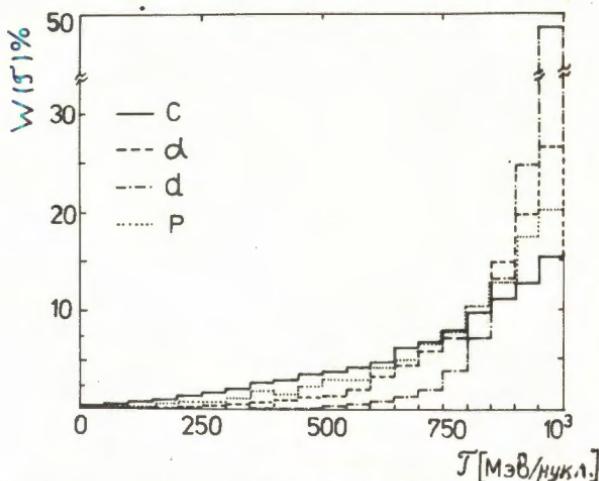
\*\* Рассматривалась та же мишень, что и в <sup>/3,4,6/</sup>: длина  
мишени 90 см, диаметр 120 см, пучок частиц попадает в осе-  
вую щель глубиной 26 см. Мишень состоит из металлического  
природного урана.

Таблица

Характеристики взаимодействия протонов и легких ядер с мишенью из естественного урана в расчете на один нуклон налетающего ядра при  $T = 1 \text{ ГэВ/нуклон}$ . Указаны статистические погрешности расчета

	$p$	$d$	$\alpha$	$^{12}\text{C}$
Число неупругих взаимодействий в мишени при $T < 10,5 \text{ МэВ}$	$340 \pm 17$	$355 \pm 18$	$317 \pm 16$	$240 \pm 30$
Число захватов в $^{238}$	$82 \pm 4$	$94 \pm 5$	$82 \pm 4$	$61 \pm 6$
Число захватов в $^{235}$	$0,90 \pm 0,05$	$1,30 \pm 0,07$	$1,20 \pm 0,06$	$0,9 \pm 0,2$
Утечка нейтронов из мишени	$6,1 \pm 0,3$	$8,0 \pm 0,4$	$5,7 \pm 0,3$	$4,7 \pm 1,3$
Полный выход нейтронов	$89 \pm 4$	$103 \pm 5$	$89 \pm 4$	$67 \pm 8$
Тепловыделение в том числе: (ГэВ)	$4,6 \pm 0,25$	$5,1 \pm 0,25$	$4,8 \pm 0,25$	$3,8 \pm 0,5$
ионизация	$0,60 \pm 0,03$	$0,47 \pm 0,03$	$0,59 \pm 0,03$	$0,8 \pm 0,1$
деление при $T > 10,5 \text{ МэВ}$	$0,90 \pm 0,05$	$1,00 \pm 0,05$	$0,90 \pm 0,05$	$0,7 \pm 0,1$
деление при $T < 10,5 \text{ МэВ}$	$3,10 \pm 0,15$	$3,60 \pm 0,18$	$3,30 \pm 0,16$	$2,3 \pm 0,3$

\* $T$  - кинетическая энергия каскадной частицы.



Энергия, при которой происходит первое ядерное столкновение налетающей частицы в среде. По оси ординат отложена вероятность столкновения /%/.

каскадных частиц внутри мишени, главным образом, в низко-энергетической области  $\tau \leq 10$  МэВ. Такое поведение характеристик отражает конкуренцию между увеличением потерь энергии первичной частицы на ионизацию среды /~  $Z^2/M$ , где  $Z$  - заряд частицы,  $M$  - ее масса/ и уменьшением длины пробега частицы до неупругого взаимодействия ( $\sim 1/\sigma_{\text{in}}$ ). Средняя энергия, при которой первичный протон испытывает первое ядерное столкновение в среде, равна 760±30 МэВ; нуклоны, входящие в состав первичных ионов  $^2\text{D}$ ,  $^4\text{He}$  и  $^{12}\text{C}$ , первое ядерное взаимодействие испытывают, соответственно, при энергиях 920±10, 830±30 и 630±40 МэВ /см. рисунок; указаны статистические погрешности расчета/.

Для более тяжелых ионов снижение выхода нейтронов еще более заметно.

### Литература

1. Барашенков В.С. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.871.
2. Васильков Р. и др. УФН, 1983, т.139, с.435.
3. Барашенков В.С., Шмаков С.Ю. АЭ, 1981, т.50, с.150.
4. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, 2-84-391, Дубна, 1984.
5. Alsmiller F.S. et al. ORNL/TM-7528, Oak Ridge, 1981.
6. Барашенков В.С. и др. АЭ, 1974, т.37, с.480.
7. Barashenkov V.S. et al. Zs.f.Phys., 1980, Bd.A296, s.371.
8. Барашенков В.С. и др. ЯФ, 1984, т.39, с.1133.

Рукопись поступила 28 декабря 1984 года.