

Б-245

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



20/1-74

P2 - 7702

2066/2-74

В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги, А.С.Ильинов,
В.Д.Тонеев, Е.Е.Юнссон

КАСКАДНО-ИСПАРИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ
ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P2 - 7702

В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги,¹ А.С.Ильинов,
В.Д.Тонеев,¹ Е.Е.Юнссон³

КАСКАДНО-ИСПАРИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ
ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Направлено в Nuclear Physics

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

¹ Институт прикладной физики АН-МССР, г. Кишинев.

² Лаборатория теоретической физики ОИЯИ.

³ Факультет ядерной физики Университета в Лунде,
Швеция.

1. Введение

Обстоятельными исследованиями, выполненными рядом авторов, было показано, что неупругие взаимодействия пионов и нуклонов с ядрами в области энергий, больших десятков $MэВ$, реализуются в основном посредством механизма внутриядерных каскадов и последующего испарения или деления возбужденного остаточного ядра /см. /¹⁻⁴/, где можно найти дальнейшую библиографию/. Для основных характеристик этих взаимодействий рассчитаны подробные таблицы и графики, позволяющие с помощью простой интерполяции получать данные для промежуточных значений параметров.

Менее изучены - как в экспериментальном, так и в теоретическом отношении - ядерные реакции под действием γ -квантов высокой энергии. Для описания таких реакций в работах /⁵⁻⁷/ был предложен вариант каскадной модели. Результаты расчетов оказались в неплохом согласии с опытом. Продолжая начатое ранее исследование /⁵/, в настоящей работе мы приводим результаты подробных и систематических расчетов фотоядерных реакций для различных ядер от алюминия до урана и широкой области энергий γ -квантов $T_\gamma = 50 MэВ \div 1,3 GэВ$. Исключение легких ядер с массовыми числами $A < 27$ обусловлено тем, что энергия возбуждения остаточных ядер в этих случаях, как правило, очень велика и модель испарения частиц оказывается плохо применимой /¹/). Ограничение по максимальной энергии несущественно и связано с тем, что мы ограничились рассмотрением γ -N взаимодействий внутри ядра с рождением всего лишь одного и двух π -мезонов.

Модель и метод расчета подробно описаны в работе /5/. В случае тяжелых ядер на основе метода, предложенного в работе /8/, учтена конкуренция процесса испускания частиц с процессом деления на испарительной стадии. За исключением специально оговоренных случаев, для параметров плотности уровней испускающей частицы и делящегося ядра a_n и a_f мы всегда будем выбирать значения $a_n = a_f = A / 10 \text{ МэВ}^{-1}$.

Первый раздел работы посвящен сравнению теоретических данных с опытом. Во втором разделе собраны расчетные значения наиболее важных средних характеристик неупругих взаимодействий монохроматических γ -квантов. В настоящее время в ряде лабораторий уже созданы установки, позволяющие получать пучки монохроматических γ -квантов, поэтому теоретические данные весьма полезны для сравнения, а также для различных оценок и предсказаний. Необходимые данные для промежуточных значений энергий и других ядер можно оценить путем интерполяции. Результаты для тормозного излучения извлекаются соответствующим интегрированием по тормозному спектру γ -квантов в интервале от 50 МэВ до максимальной энергии T_γ^m /см. подробнее работу /5/ /.

Все указанные ниже ошибки теоретических данных являются чисто статистическими.

2. Сравнение с опытом

Одной из важных характеристик ядерной реакции являются сечения ее различных каналов. На рис. 1 показано, как согласуется с опытом вероятность образования фотоэмulsionных звезд с различным числом лучей. Расчет выполнен для ядра ^{50}Ti , которое в случае взаимодействий с γ -квантами можно считать средним ядром фотоэмulsionи Hford G-5 /без учета взаимодействий с водородом/. Расчетные и экспериментальные значения очень близки друг к другу, причем теория правильно передает относительный выход звезд с различным числом треков.

На рис. 2 с опытом сравнивается другая интересная характеристика - сечение фоторождения нейтронов под

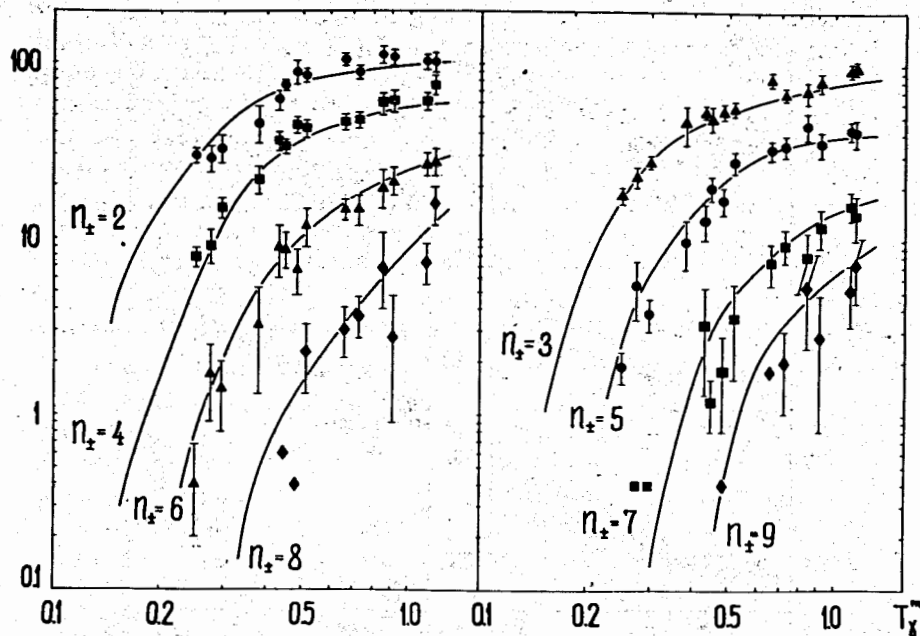


Рис. 1. Выход звезд с n_{\pm} заряженными частицами в фотоэмulsionи, облученной тормозным γ -излучением с максимальной энергией T_γ^m /в относительных единицах/. Кривые /9 - расчет; экспериментальные точки взяты из работ /9-13/.

действием моноэнергетических γ -квантов. Хорошее согласие даже по абсолютной величине расчетных и экспериментальных данных в этом случае говорит о достаточно точном моделировании не только каскадной, но и испарительной стадии процесса, т.к. среди частиц с энергиями $T_n < 15 \text{ МэВ}$ основную долю составляют испарительные нейтроны. Некоторые расхождения в области больших T_γ и легких ядер можно объяснить тем, что в эксперименте из-за незнания точного хода кривой чувствительности нейтронного детектора теряется часть нейтронов с энергиями $T_n > 5 \text{ МэВ}$ /13/. Более плавная зависимость экспериментальных сечений от энергии объясняется, по-видимому, тем, что при дифференцировании полу-

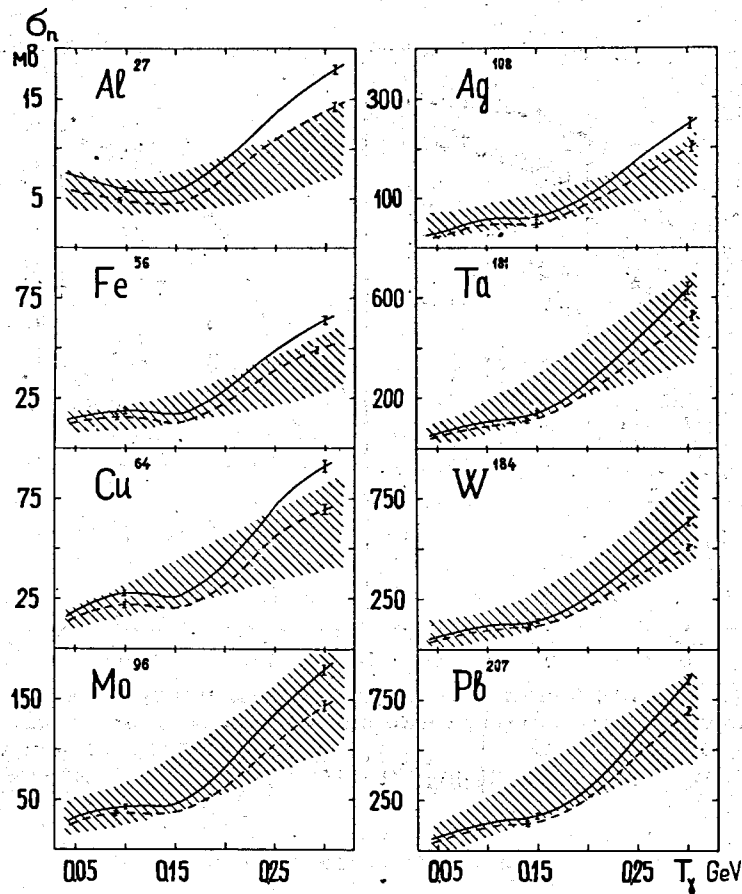


Рис. 2. Сечение фоторождения нейтронов с энергией $T_n < 15$ МэВ на различных ядрах. Заштрихованные области указывают неопределенность эксперимента ^{14/}. Сплошная и пунктирная кривые - расчет со значениями параметра плотности уровней a соответственно $A/10$ и $A/20$ МэВ⁻¹.

ченных в опыте данных, необходимом для определения сечения при фиксированном значении T_γ , происходит некоторое "сглаживание" эксперимента.

Хуже, чем другие характеристики, каскадно-испарительная модель воспроизводит сечения выхода отдельных

изотопов /см. рис. 3,4/. Здесь можно говорить лишь о приблизительном согласии с опытом /хотя точность измерений тоже невелика/. Это указывает на необходимость дальнейшего усовершенствования модели распада возбужденных ядер; в частности, следует учитывать влияние оболочечных эффектов на плотность уровней остаточного ядра. /Аналогичные заключения получены также для нуклон-ядерных взаимодействий ^{18/} /.

При расчете выхода изотопов в реакции $\gamma + {}^{197}\text{Au}$ на рис. 4 учитывался вклад процесса деления. Поскольку, однако, остаточные ядра в этом случае являются не

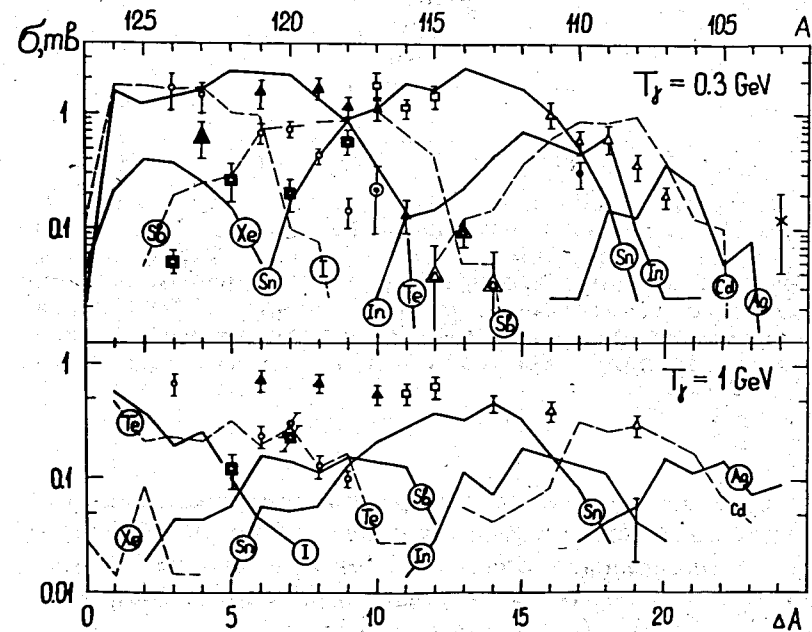


Рис. 3. Сечения реакции ${}^{127}\text{I}(\gamma, \text{урxn})$ в зависимости от числа вылетевших нуклонов ΔA при $T_\gamma = 0,3$ и 1 ГэВ. Сплошные и пунктирные кривые - расчет. Значками \circ , \bullet , Δ , \blacktriangle , \square , \times нанесены результаты измерений соответственно для изотопов I, Sn, In, Te, Sb и Ag ^{15,16/}. При этом двойные значки отмечают результаты измерений только одного из пары изомеров. По верхней оси отложено массовое число изотопа A.

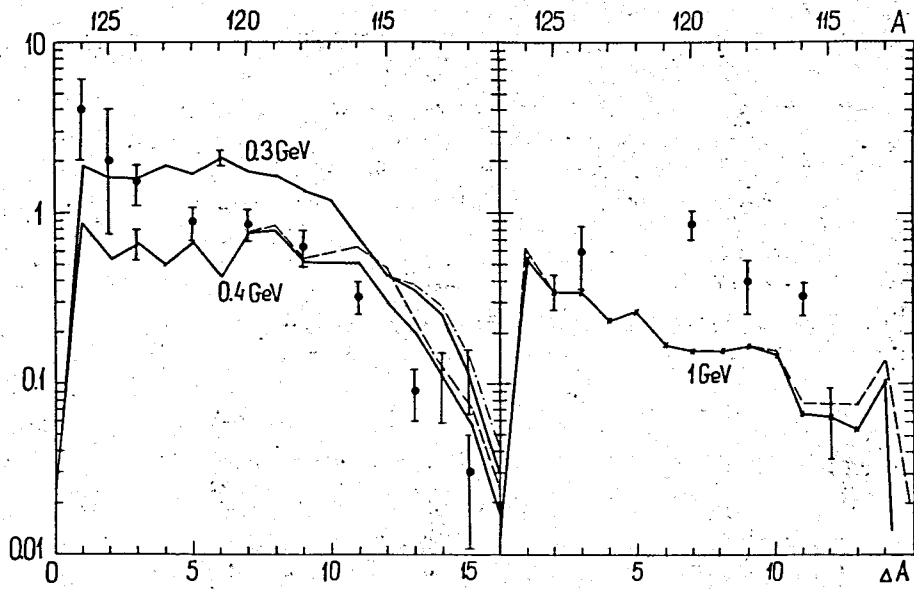


Рис. 4. Сечения реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ в зависимости от числа вылетевших нуклонов ΔA при $T_\gamma = 0,3; 0,4$ и 1 ГэВ /мб/. Экспериментальные точки взяты из работ [16,17]. Сплошные кривые - расчет с учетом деления /показаны статистические ошибки расчета/. Пунктиром и штрих-пунктиром показаны соответствующие данные без учета деления. По верхней оси отложено массовое число изотопа A .

слишком тяжелыми, этот вклад невелик и, как видно из таблицы, составляет всего лишь несколько мб. Теоретические и экспериментальные сечения в таблице близки друг к другу, хотя имеется большой разброс экспериментальных значений /особенно при $T_\gamma = 1 \text{ ГэВ}$ /.

С опытом хорошо согласуются также энергетические и угловые распределения вторичных частиц. Степень согласия видна из рис. 5 и 6, где в качестве примера приведены данные для взаимодействия γ -квантов с фотоэмиссией. /Теоретические кривые рассчитаны для ядра ^{100}Ru , однако их форма мало изменяется при переходе к ядрам с другими значениями A /.

Таблица
Сечения фотоделения (в мб)

Ядро	$T_\gamma = 0,3 \text{ ГэВ}$		$T_\gamma = 1 \text{ ГэВ}$	
	Теория	Опыт xx/	Теория	Опыт xx/
^{197}Au	$2,17 \pm 0,04$	$1,44 \pm 0,10$ /16/	$2,08 \pm 0,08$	$1,44 \pm 0,10$ /16/
	$2,11 \pm 0,06$ x/	$1,7 \pm 0,1$ /19/		
^{207}Pb	$3,46 \pm 0,16$	$3,8 \pm 0,3$ /16/	$3,30 \pm 0,16$	$3,8 \pm 0,3$ /16/
	$3,73 \pm 0,17$ x/	$5,0 \pm 0,2$ /19/		
^{238}U	$91,2 \pm 4,6$	~ 50 /22/	$24,6 \pm 1,3$	~ 40 /22,25/
	$38,6 \pm 1,7$ x/	~ 65 /23/		
		67 ± 7 /24/		0 /23,26/
		~ 90 /25/		67 ± 7 /24/
		~ 115 /26/		

x/ Для сравнения указано расчётное значение для $T_\gamma = 0,6 \text{ ГэВ}$.

Приведенные величины представляют собой сечения, усредненные по довольно широкому интервалу ΔT_γ , однако в рассматриваемой области они дают достаточно хорошую оценку.

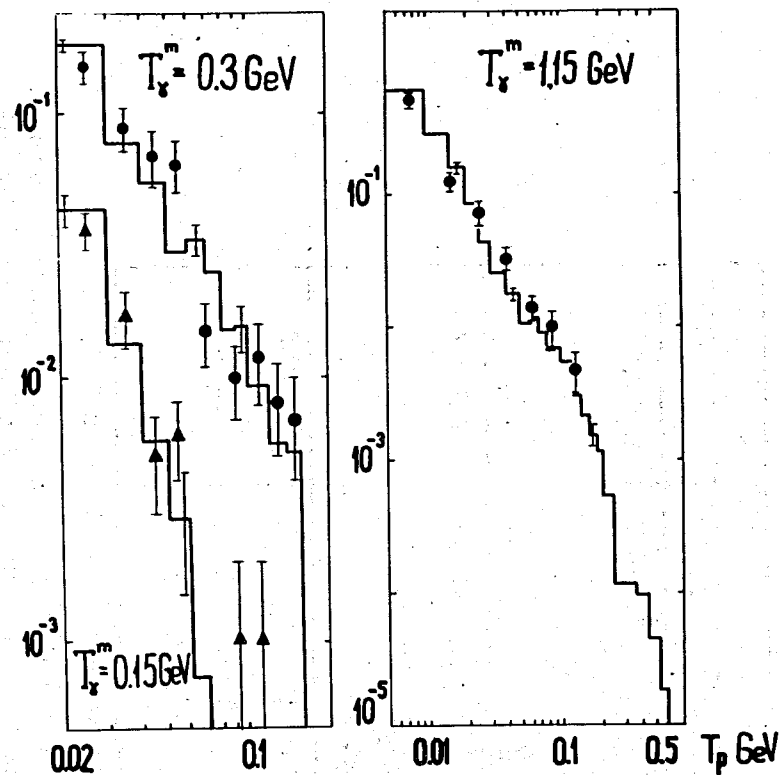


Рис. 5. Энергетический спектр протонов /в относительных единицах/ из звезд с числом лучей $n_{\pm} > 1$, образованных в фотозмусьси тормозными γ -квантами с максимальной энергией T_{γ}^m . Гистограммы - расчет, экспериментальные точки взяты из работ /9,10/.

Таким образом, в рассмотренной области энергий $T_{\gamma} \lesssim 1,3$ ГэВ каскадно-испарительная модель фотоядерных реакций с учетом конкуренции процесса деления в случае тяжелых ядер хорошо описывает всю совокупность имеющихся экспериментальных данных по неупругим взаимодействиям тормозного γ -излучения и то небольшое количество результатов, которые получены в

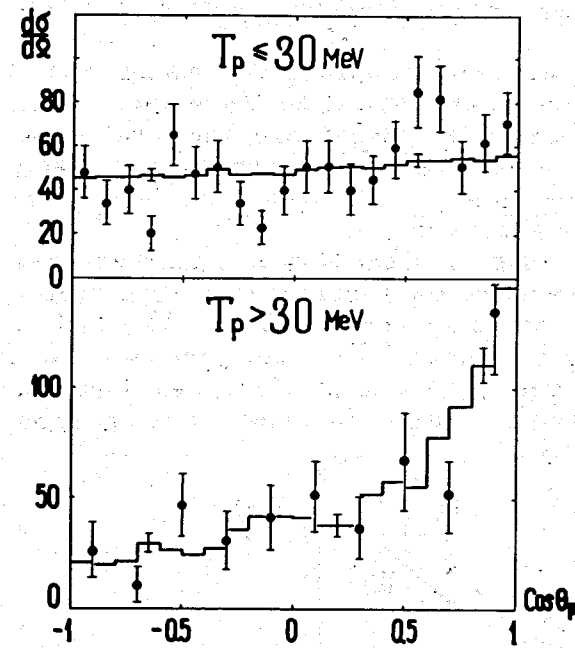


Рис. 6. Угловые распределения протонов /в относительных единицах/ из звезд с числом лучей $n_{\pm} > 1$, образованных в фотозмусьси тормозными γ -квантами с энергией $T_{\gamma}^m = 1,150$ ГэВ. Гистограмма - расчет, экспериментальные точки взяты из работы /9/.

опытах с монохроматическими γ -квантами. Это позволяет рассматривать каскадно-испарительную модель как основу для различных оценок и предсказаний. С помощью этой модели были рассчитаны зависимости различных характеристик фотоядерных реакций от массового числа ядра-мишени и энергии γ -кванта. Наиболее важные из них приведены в следующем разделе.

3. Расчетные характеристики фотоядерных процессов

На рис. 7 показана энергетическая зависимость среднего числа каскадных нуклонов. /Все приведенные ниже данные относятся к моноэнергетическим γ -квантам/. Множественность рождающихся нуклонов быстро возрастает с увеличением T_γ , и тем быстрее, чем более тяжелым является ядро-мишень.

Более детально зависимость множественности протонов и нейтронов от массового числа ядра представлена на рис. 8. Различные зависимости $\bar{n}_p(A)$ и $\bar{n}_n(A)$, а также пересечение кривых $\bar{\Delta A}$ для разных ядер на рис. 7 объясняется тем, что величина энергии обрезания T_{cut} для протонов *увеличивается с ростом заряда ядра-мише-

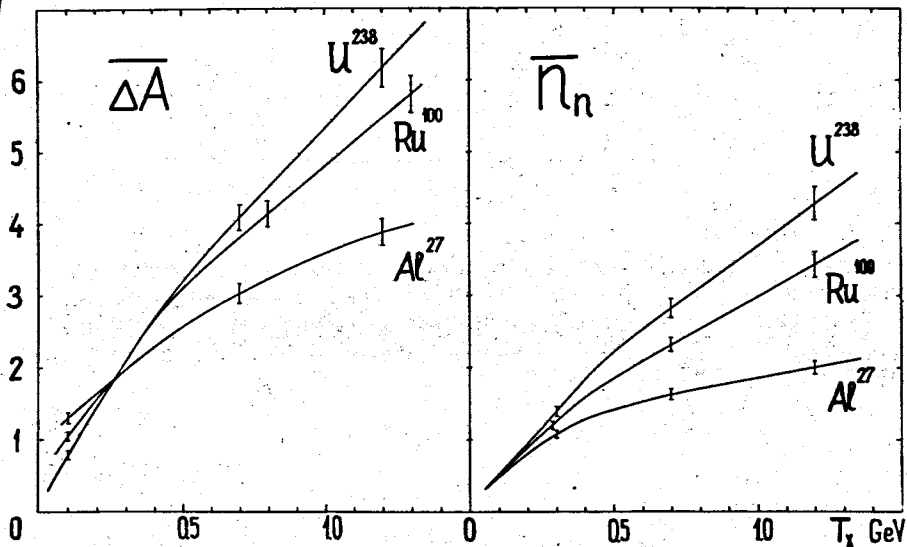


Рис. 7. Среднее число каскадных нуклонов $\bar{\Delta A}$ и нейтронов \bar{n}_n , выбитых из ядер γ -квантами с энергией T_γ .

* Как показывает сравнение каскадных расчетов с опытом, следует считать, что в ядре поглощаются все нуклоны, энергия которых превосходит глубину потенциальной ямы на некоторую величину T_{cut} , которая является параметром теории [1].

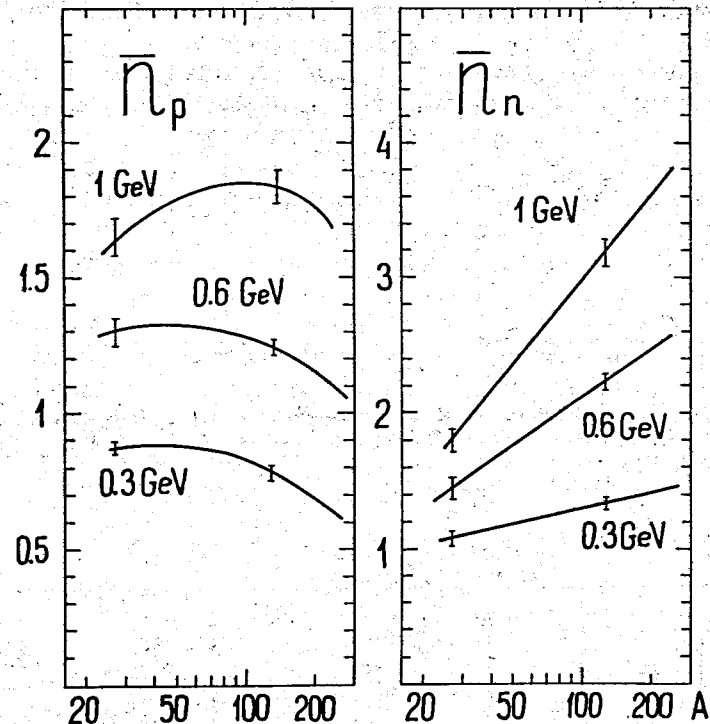


Рис. 8. Зависимость среднего числа каскадных протонов и нейтронов от массового числа ядра-мишени для трех энергий γ -квантов.

ни, в то время как для нейтронов $T_{cut} = const$. Другой причиной более сильной по сравнению с протонами зависимости выхода нейтронов от массового числа A является значительный избыток нейтронов в тяжелых ядрах.

На рис. 9,10 показано, как зависит от массового числа A и от энергии T_γ средняя множественность рождающихся π -мезонов. В отличие от случая адрон-ядерных взаимодействий /см. [27]/ не удается представить \bar{n}_π функцией типа $\bar{n}_\pi = a(T_\gamma) \cdot A^b$ во всей рассматриваемой области значений T_γ и A . Если ограничиться областью не слишком малых значений T_γ /скажем, $T_\gamma > 300$ МэВ/, то зависимость от массового числа ядра-мишени представи-

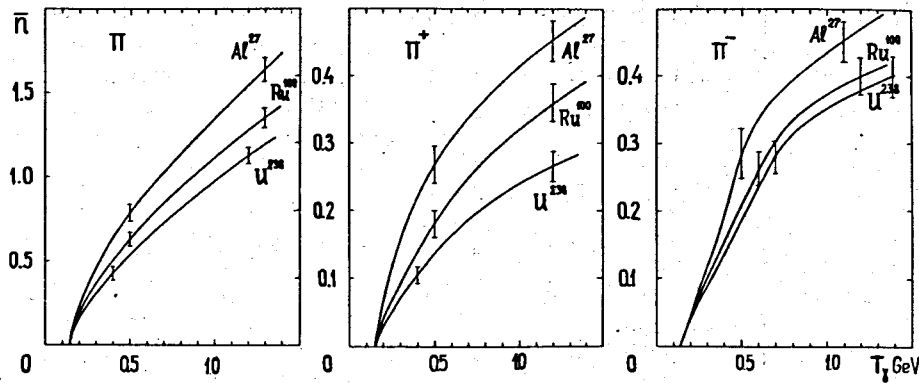


Рис. 9. Энергетическая зависимость средней множественности пионов, рождающихся в неупругом фотоядерном процессе. $\bar{n}_\pi = \bar{n}_{\pi^0} + \bar{n}_{\pi^+} + \bar{n}_{\pi^-}$ - полное число пионов.

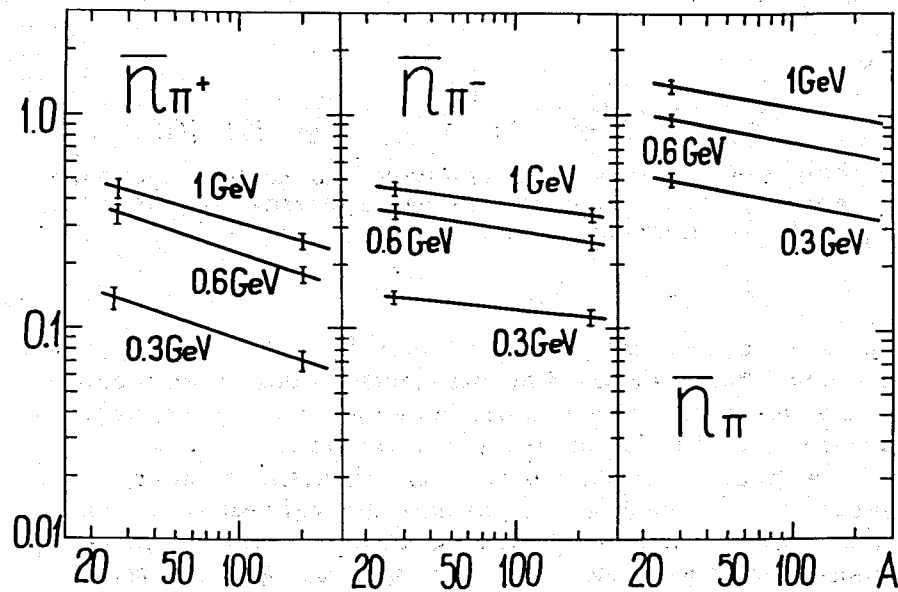


Рис. 10. Зависимость средней множественности рождающихся пионов от массового числа ядра-мишени для трех энергий T_γ . $\bar{n}_\pi = \bar{n}_{\pi^0} + \bar{n}_{\pi^+} + \bar{n}_{\pi^-}$.

ма в виде $\bar{n}_\pi \approx A^{-0,19}$. Интересно отметить, что, во-первых, абсолютная величина коэффициента b сильно отличается от соответствующего значения для адрон-ядерных столкновений, где $b \approx 0,03$, и, во-вторых, в фотоядерных реакциях наблюдается сильная зависимость

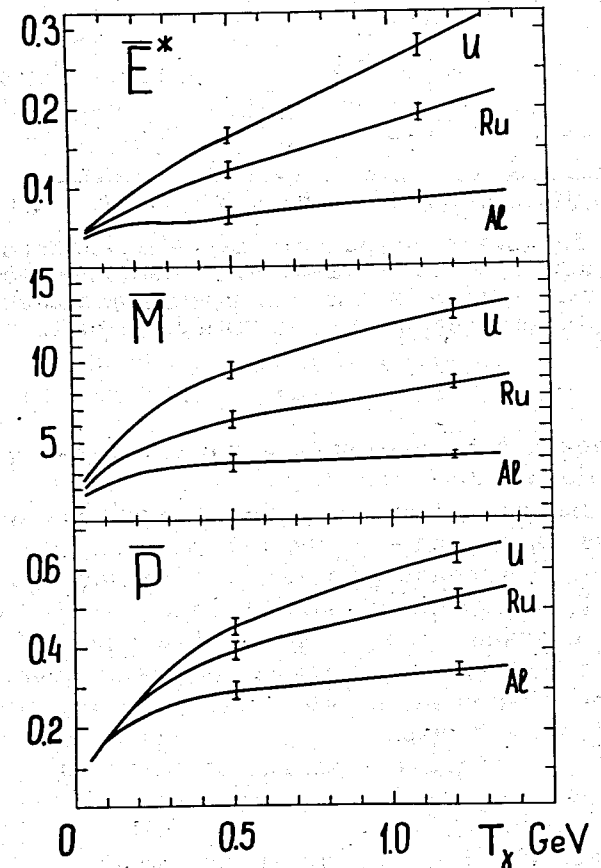


Рис. 11. Средние энергия возбуждения \bar{E}^* / МэВ/, импульс \bar{P} / МэВ/с/ и угловой момент \bar{M} / в единицах \hbar / для ядер, образовавшихся после окончания каскада в ядрах-мишенях Al, Ru, U.

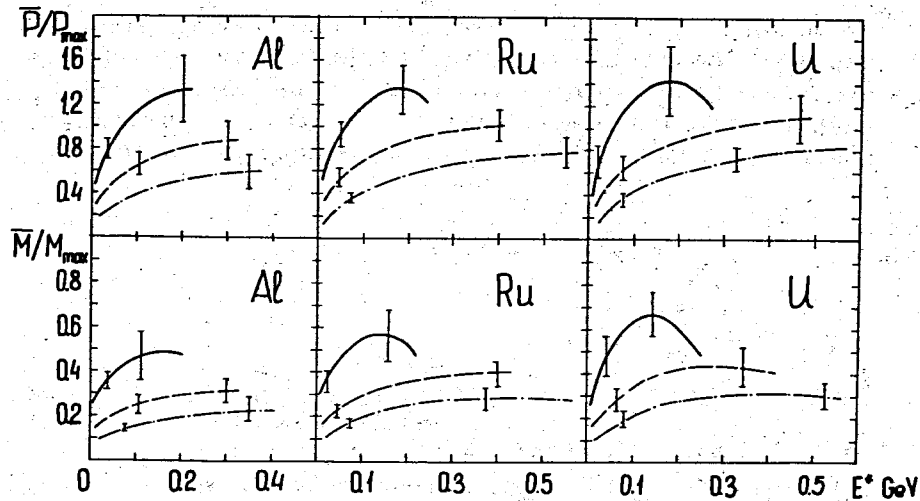


Рис. 12. Зависимость средних значений углового момента и импульса ядра-остатка от его энергии возбуждения. Пунктирная, сплошная и штрих-пунктирная кривые относятся соответственно к энергиям фотонов $T_\gamma = 0,3; 0,6; 1$ ГэВ.

коэффициента b от изотопического состояния испускаемого π -мезона /см. рис. 10/.

Средние характеристики образовавшегося после каскада остаточного ядра - энергия возбуждения E^* , его импульс P и угловой момент M - в зависимости от энергии T_γ приведены на рис. 11. Зависимость различных средних величин от энергии возбуждения E^* показана на рис. 12-14, где расчетные значения приведены по отношению к максимальным значениям энергии возбуждения E_{\max}^* , импульса $P_{\max} = T_\gamma/c$ и момента $M_{\max} = P_{\max} \cdot R / R$ - радиус ядра, на котором плотность ядерной материи уменьшается в сто раз по сравнению с плотностью в центре ядра/.

Из рис. 12-14 видно, что отношение $\bar{P}_\parallel / P_{\max}$ возрастает и стремится к единице при $E^* \rightarrow E_{\max}^*$, поэтому величина \bar{P}_\perp / P_{\max} имеет максимум при $E^* = E_{\max}^*/2$ и обращается в нуль при $E^* = E_{\max}^*$. Наоборот, отношение \bar{M}_\perp / M_{\max} при $E^* \rightarrow E_{\max}^*$ не имеет максимального

значения, поскольку полное поглощение, когда $P_\parallel = P_{\max}$, как правило, происходит лишь при малых значениях прицельного параметра налетающего γ -кванта; в этом случае $M < M_{\max}^{x/}$.

Обращает на себя внимание, что отношения \bar{P} / P_{\max} , M / M_{\max} и соответствующие величины для их продольных и поперечных компонент очень слабо зависят от массы ядра-мишени и остаются практически неизменными в широком интервале значений A .

На рис. 15 показано, как изменяется заряд и масса ядра-мишени в результате неупругого взаимодействия с γ -квантом. Суммарное число нуклонов, теряемых ядром в результате развития внутриядерного каскада и на стадии распада возбужденного ядра-остатка, быстро увеличивается при переходе к тяжелым ядрам. В изменение заряда ядра ΔZ в рассмотренной области энергий основной вклад дают протоны. Величина ΔZ уменьшается в области тяжелых ядер, где возрастает заряд ядра Z и высота кулоновского барьера, препятствующего вылету из ядра заряженных частиц. Этот эффект проявляется тем сильнее, чем меньше энергия γ -кванта T_γ и, следовательно, чем меньше энергия вторичных частиц.

Следует также иметь в виду, что на процесс распада возбужденных остаточных ядер оказывают влияние оболочечные поправки, поэтому в зависимости величин ΔZ и ΔA от массового числа A проявляются нерегулярности. Кривые на рис. 15 проведены через рассчитанные значения так, чтобы отразить усредненную, гладкую часть этой зависимости.

Поскольку распад остаточных возбужденных ядер зависит только от их энергии возбуждения, массы и заряда, а внутриядерные каскады, инициированные γ -кван-

^{x/} В работе /27/ не наблюдалось максимума в соответствующих расчетных характеристиках адрон-ядерных взаимодействий из-за недостаточной статистической точности расчета.

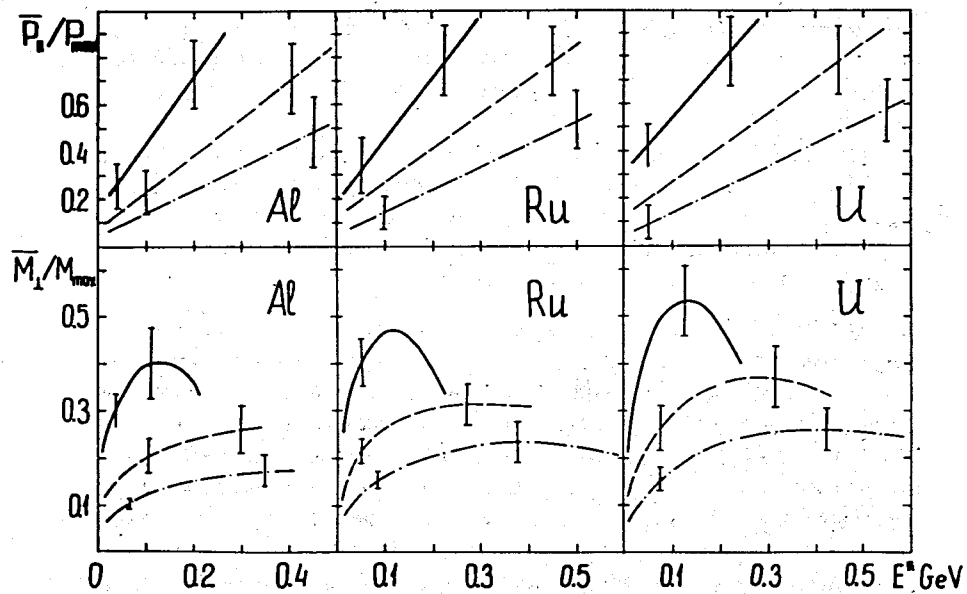


Рис. 13. Зависимость средних значений параллельной составляющей импульса и перпендикулярной составляющей момента остаточного ядра от его энергии возбуждения. Все обозначения как на рис. 12.

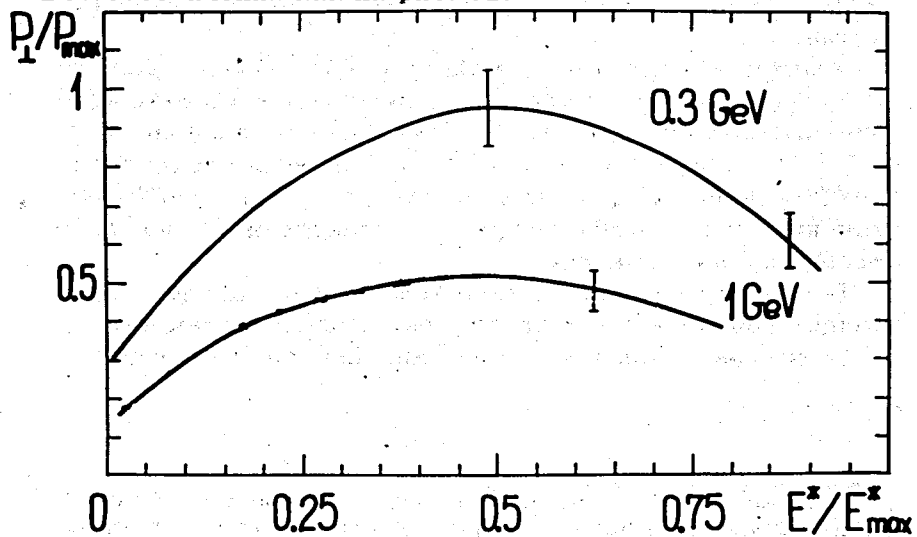


Рис. 14. Корреляция между средним значением перпендикулярной составляющей импульса и энергией возбуждения ядра-остатка при $T_\gamma = 0,3$ и 1 ГэВ. Результаты расчета практически не зависят от массы ядра-мишени.

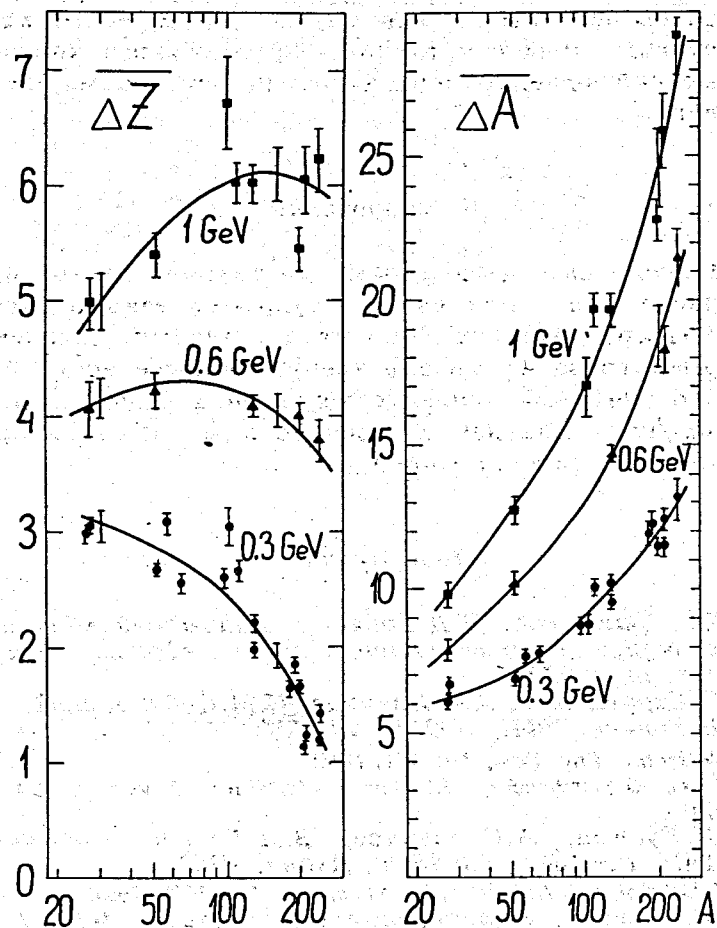


Рис. 15. Средняя величина изменения заряда и массового числа ядра-мишени как функция массы ядра для трех энергий T_γ . Точками показаны результаты расчетов для конкретных ядер; гладкие кривые проведены "на глаз" через расчетные значения.

том, π -мезоном или нуклоном, различаются лишь первым столкновением, то неупругие взаимодействия с достаточно развитым внутриядерным каскадом обладают близкими средними характеристиками, не зависящими от типа

первичной частицы. В ряде случаев между этими характеристиками можно установить приближенные количественные соотношения, однако они имеют весьма частное значение.

4. Заключение

Приведенные данные дают достаточно полное представление о механизме неупругих взаимодействий высокоэнергетических γ -квантов с ядрами. Дальнейшее совершенствование модели требует прежде всего более точного учета оболочечных эффектов и вклада неравновесных /прекомпаундных/ процессов распада высоковозбужденных остаточных ядер.

Литература

1. В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
2. В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, Н.М. Соболевский, В.Д. Тонеев. УФН, 109, 91 /1973/.
3. H.W. Bertini. Phys.Rev., 188, 1711 (1969).
4. K.Chen, G.Friedlander, G.D.Harp, J.M.Miller. Phys.Rev., C4, 2234 (1971).
5. К.К. Гудима, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. Сообщения ОИЯИ, P2-4661, P2-4808, Дубна, 1969.
6. T.A.Gabriel, R.G.Alsmitter, Jr. Phys.Rev., 182, 1035 (1969).
7. А.С. Ильинов. Автореферат диссертации, 4-5557, ОИЯИ, Дубна, 1971.
8. V.S.Barashenkov, F.G.Gereghi, A.S.Ilyinov, V.D.Toneev. Nucl.Phys., A206, 131 (1973).
9. C.E.Roos, V.Z.Peterson. Phys.Rev., 124, 1610 (1961).
10. S.Kikuchi. Phys.Rev., 86, 41 (1951).
R.D.Miller. Phys.Rev., 82, 260 (1951).
11. E.P.George. Proc.Phys.Soc., A69, 110 (1956).
12. C.Castagnoli, M.Muchnik et al. Nuovo Cimento, 16, 683 (1960).
13. В.М. Борина, В.В. Мамеев, В.А. Филимонов. Изв.вузов, физика, 10, 125 /1968/.

14. L.M.Jones, K.M.Terwillinger. Phys.Rev., 91, 699 (1953).
15. G.G.Jonsson, B.Persson. Nucl.Phys., A153, 32 (1970).
16. G.Andersson et al. Nucl.Phys., A197, 44 (1972).
17. K.Lindgren and G.G.Jonsson. Nucl.Phys., A166, 643 (1971).
18. V.S.Barashenkov, F.G.Gereghi, A.S.Ilyinov, V.D.Toneev. JINR Communications, E2-7278, Dubna, 1973.
19. T.Methasiri and S.A.E.Johansson. Nucl.Phys., A167, 97 (1971).
20. V.Emma, S.Lo Nigro, C.Milone. Nuovo Cimento Lett., 2, 117, 271 (1971).
21. A.V.Mitrifanova et al. Sov. J. Nucl.Phys., 6, 512 (1968).
22. L.G.Moretto et al. Phys.Rev., 179, 1176 (1969).
23. T.Methasiri. Nucl.Phys., A158, 443 (1970).
24. F.Carbonara et al. Nucl.Phys., 73, 385 (1965).
25. Г.А. Вартапетян, Н.А. Демехина и др. ЯФ, 14, 65 /1971/.
26. Y.J.Wakuta. Phys.Soc.Japan, 31, 12 (1971).
27. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. Сообщение ОИЯИ, P2-5118, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 февраля 1974 года.