

ВЛИЯНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ РЕЗОНОНОВ НА МЕХАНИЗМ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

The Effect of the Resonance Production on the Nuclear Reaction Mechanism

А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций,
Лаборатория теоретической физики, Дубна*

(Поступила в редакцию 16 февраля 1972 г.)

В рамках каскадной модели учтены процессы рождения резонансов. Показано, что изменение механизма ядерной реакции, проявляющееся при энергиях $\sim (3-5)$ ГэВ в области средних ядер ($A \sim 100$), объясняется не влиянием резонансов, образовавшихся во внутриядерных столкновениях частиц, а рассмотренным ранее эффектом локального уменьшения плотности ядерного вещества по мере распространения внутри ядра каскадной лавины. Отмечается, что вклад „многочастичных“ столкновений несуществен в энергетической области $T < 30$ ГэВ.

The resonance production processes are taken into account in the framework of the cascade model. It is shown that variation in the nuclear reaction mechanism, occurring at about $(3-5)$ GeV in the region of medium-weight nuclei, is explained not by the effect of resonances, produced in the internuclear particle collisions, but by the previously considered effect of the local reduction of the nuclear density in proportion to the cascade development. It is pointed out that the contribution of the “many-particle” collisions is unessential in the energy region $T < 30$ GeV.

Ранее было показано, что изменение механизма высокоэнергетических мезон-и нуклон-ядерных столкновений, проявляющееся в „насыщении“ энергии возбуждения остаточных ядер и средней множественности низкоэнергетической компоненты вторичных частиц, можно объяснить, если учесть локальное уменьшение плотности ядерного вещества в ходе развития внутриядерного каскада [1]. Однако, возможен и другой подход. Можно попытаться связать указанное изменение механизма ядерной реакции с процессами интенсивного образования резонансов. Дей-

* Адрес: Joint Institute for Nuclear Research, Head Post Office, P. O. Box 79, Moscow, USSR

ствительно, для резонансов с ширинами $\sim(100-200)$ Мэв время жизни в собственной системе координат составляет величину $\sim(0,7-0,3) \cdot 10^{-23}$ сек. Если теперь принять во внимание релятивистский γ -фактор и влияние принципа Паули — последнее существенно для низкоэнергетических изобар — то этого времени оказывается вполне достаточно, чтобы резонанс до своего распада успел провзаимодействовать с нуклоном ядра. С кинематической точки зрения это эквивалентно тому, что с внутриядерным нуклоном взаимодействуют сразу несколько „слипшихся“ частиц. Таким образом, эффективное число внутриядерных столкновений должно уменьшиться, а это повлечет за собой уменьшение как числа медленных частиц (в основном, нуклонов отдачи), так и энергии возбуждения ядра.

Цель данной работы — оценить максимальное влияние процесса образования резонансов на механизм ядерной реакции в целом. Экспериментальную основу настоящего анализа составляют результаты фотоэмульсионных опытов по средней множественности s -, g - и h -частиц и их корреляциям, поскольку эти характеристики наиболее чувствительны к указанному изменению механизма, которое для среднего ядра фотоэмульсии имеет место при энергиях $T \approx 3-5$ Гэв.

Расчеты выполнены методом Монте-Карло в рамках каскадной модели, описанной в работах [2, 3]. При этом следует подчеркнуть хорошую точность моделирования неупругих pN - и NN столкновений (см. подробнее [2]). Информация о рождении резонансов и тем более о взаимодействии их с нуклонами, к сожалению, очень бедна. Это вынуждает нас сделать определенные предположения об образовании и дальнейшей судьбе резонансов в ядре:

1) Сечения рождения наиболее полно измерены для случая ρ - и ω -мезонов и изобары $\Delta(1236)$ (см. компиляцию [4] и цитируемую в ней литературу). Анализ показывает, что относительный вклад резонансных каналов в реакции с тремя и четырьмя частицами в конечном состоянии особенно велик в области энергий от порога реакции и до значений $T \approx 1-2$ Гэв, достигая $\sim(80-100)\%$. С дальнейшим повышением энергии доля событий с образованием резонансов падает и при энергиях $T \approx 10$ Гэв составляет примерно $(10-60)\%$ в зависимости от типа реакции. Что касается столкновений с большим числом частиц в конечном состоянии, а также сечений рождения других резонансов, то соответствующая информация имеет весьма фрагментарный характер. Однако имеющиеся данные указывают на то, что в рассматриваемой области энергий $T < 30$ Гэв вероятность одновременного рождения двух и более резонансов сравнительно мала. Таким образом неплохой оценкой вероятности образования резонансов является предположение о том, что в каждом неупругом столкновении рождается один резонанс.

2) Кинематические характеристики резонансов будем моделировать путем объединения в одну двух частиц, образованных в элементарном неупругом взаимодействии:

$$p_{\text{рез}} = p_1 + p_2, \quad E_{\text{рез}} = E_1 + E_2,$$

где p_i и E_i — импульс и энергия i -ой вторичной частицы, при этом массу резонанса определим соотношением $M_{\text{рез}} = \sqrt{E_{\text{рез}}^2 - p_{\text{рез}}^2}$. Несмотря на некоторый произвол

такой процедуры, сохраняются прежняя правильная множественность и вид угловых и энергетических распределений вторичных частиц в каждом элементарном акте (после развала резонана). Кроме того, использование экспериментальных данных для нахождения значений $\vec{p}_i$ позволяет надеяться, что некоторые аномалии содержащиеся в экспериментальных распределениях будут восстанавливаться, что должно найти свое отражение и в спектре масс $M_{\text{рез}}$. Последнее обстоятельство, по-видимому, наиболее существенно для трех-частичного канала, характеристики которого в нашем рассмотрении выделены особо [2].

Объединяя различные пары вторичных частиц можно получить как мезонные, так и барионные резонансы. Для простоты будем учитывать пока лишь барионные резонансы, группируя соответственно нуклон и π -мезон.

3) Сведения о взаимодействии нестабильных частиц с нуклонами практически полностью отсутствуют¹. Поэтому будем считать, что характеристики взаимодействия резонана с частицей те же самые, что и для NN -столкновения (или πN -взаимодействия в случае мезонного резонанса) при одинаковой энергии в системе центра масс сталкивающихся частиц. Сказанное относится к сечениям взаимодействия, ко всем характеристикам упругого и неупругого столкновений, а также к потенциальному взаимодействию резонана с ядром.

4) Время жизни образовавшегося резонана будем всегда предполагать достаточно большим, чтобы можно было пренебречь вероятностью его распада внутри ядра.

Сделанные предположения (которые ниже мы будем называть основным вариантом или вариантом I) будучи правдоподобными во многом определяются также сформулированной выше целью исследования. Это непосредственно следует из пунктов 1) и 4). Кроме того, в данной модели появляется новый процесс — процесс „выживания“ резонана,

$$N_1^* + N \rightarrow N + (N + \pi) \rightarrow N + N_2^*, \quad (1)$$

который также действует в сторону завышения эффекта образования резонансов на глобальные характеристики ядерной реакции.

На рис. 1 представлены результаты расчета средней множественности s -, g - и h -частиц, образованных высокоэнергетическим протоном при столкновении с ядром фотозмуссин. Там же для сравнения приведены результаты вычислений по обычной каскадной модели, не учитывающей процессов рождения резонансов. Как видно оба расчета оказываются довольно близки друг к другу и не передают наблюдаемого на опыте насыщения средней множественности $\bar{n}_h(T)$ и $\bar{n}_g(T)$ при энергиях выше (3—5) Гэв. Различие между этими моделями становится заметнее, если рассмотреть среднее число внутриядерных столкновений $\bar{n}_{\text{ст}}$ (см. таблицу). При энергии $T = 20$ Гэв учет образования резонансов приводит примерно к 20% уменьшению $\bar{n}_{\text{ст}}$. Для сравнения следует напомнить, что учет уменьшения плотности

¹ В опытах по фоторождению мезонов на ядрах получены оценки сечений взаимодействия ρ - и ω -мезонов с нуклонами. Согласно данным последних работ $\sigma_{\rho N} \simeq \sigma_{\omega N} \simeq \sigma_{\pi N}$ [5—7].

ядерного вещества при развитии внутриядерного каскада в этой энергетической области дает в десять раз меньшие значения $\bar{n}_{\text{ст}}$ [1].

Для выяснения чувствительности полученного результата к неточностям параметров, характеризующих процессы с участием резононов, была выполнена дополнительная серия расчетов.

Имеются определенные экспериментальные указания на то, что мезонные резонансы рождаются преимущественно в πN столкновениях, а барионные — при взаимодействии двух нуклонов. Этот факт учтен во втором варианте расчета (см. таблицу). Следует подчеркнуть, что вследствие большого различия сечений πN - и NN -взаимодействий (особенно в области энергий $T \lesssim 0,5$ Гэв), тем самым сильно изменяется также величина сечения взаимодействия резонон-частица.

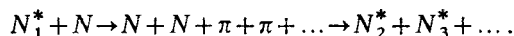
Можно ожидать, что влияние резононов проявится еще сильнее, если взаимодействию резонона с частицей ставить в соответствие данные для πN - и NN -столкновений не при одной и той же полной энергии в системе центра масс, а при одинаковой относительной кинетической энергии (вариант III). Как видно из таблицы, в обоих случаях величина $\bar{n}_{\text{ст}}$ действительно несколько убывает по сравнению с основным вариантом, но этого далеко недостаточно для объяснения наблюдаемого на опыте эффекта.

Столкновения барионных резонансов с внутриядерными нуклонами приводят к появлению нового процесса поглощения π -мезонов [9]



Эта возможность учтена в варианте IV, причем считалось, что вместо квазидвух-частичной реакции (1) идет реакция (2), а остальные предположения точно такие же, как в основном варианте. Роль нового механизма поглощения π -мезонов чрезвычайно усилена в варианте V, где в дополнение к условиям расчета третьего варианта предполагалось, что вместо упругого рассеяния резононов реализуется реакция по схеме (2). Но и ценой этих предположений не удалось добиться какого-либо улучшения результатов.

Наконец, было усилено предположение 1), а именно допускалось, что неупругие столкновения с образованием четырех и более вторичных частиц идут всегда с рождением двух резононов (вариант VI). Это приводит не только к „выживанию“ резононов, но и к их „размножению“



Однако даже для такой, весьма завышенной оценки число столкновений $\bar{n}_{\text{ст}}$ при $T \simeq 30$ Гэв уменьшается лишь вдвое, что совершенно недостаточно для объяснения экспериментально наблюдаемого „насыщения“ $\bar{n}_g(T)$ и $\bar{n}_h(T)$ (см. рис. 1).

Все рассмотренные варианты, как видно из рис. 2, не объясняют и поведения корреляций средней множественности g -частиц и числа релятивистских треков в звезде, а эта характеристика наиболее чувствительна к механизму ядерной реакции [8].

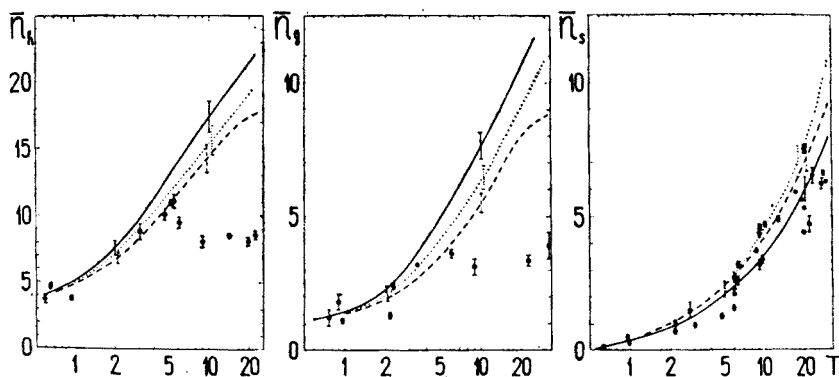


Рис. 1. Энергетическая зависимость средней множественности S , g и h -частиц, образованных при взаимодействии протонов с ядрами фотоэмульсии. Сплошные, точечные и пунктирные кривые относятся соответственно к расчету по обычной каскадной модели, к вариантам I и IV. Ссылки на экспериментальные работы, результаты которых нанесены на рисунке, указаны в работах [8]

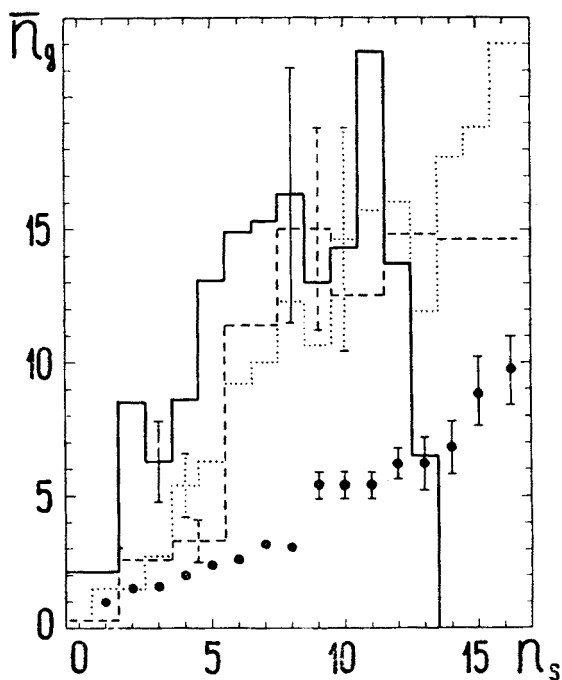


Рис. 2. Зависимость среднего числа g -частиц от числа релятивистских треков в звезде, образованной в фотоэмульсии протоном с энергией $T = 20$ Гэв. Все обозначения те же, что и на рис. 1. Экспериментальные точки взяты из работы Винзелера [10]

ТАБЛИЦА

Среднее число внутриядерных столкновений при взаимодействии с ядром ^{70}Ga протонов энергии T . Предположения, сделанные в каждом варианте расчета, объяснены в тексте, указанные ошибки — чисто статистические

вариант	T , ГэВ	0.6	1	2	5	10	20	30
обычная каскадная модель			7.95 ± 0.46	12.1 ± 0.7	23.7 ± 1.4	38.1 ± 2.6	59.2 ± 4.4	80.0 ± 4.6
I		4.85 ± 0.30	5.68 ± 0.33	8.35 ± 0.50	17.6 ± 1.1	31.1 ± 2.4	48.0 ± 3.6	
II				8.70 ± 0.49	17.5 ± 1.2	24.9 ± 1.9	40.6 ± 0.30	
III		4.58 ± 0.27	5.88 ± 0.34	7.30 ± 0.44	16.7 ± 1.0	29.2 ± 2.0	42.6 ± 3.3	
IV		4.84 ± 0.29	6.15 ± 0.36	9.40 ± 0.54	16.3 ± 1.0	29.1 ± 2.2	49.1 ± 3.6	
V				8.5 ± 0.5	20.0 ± 1.2	29.7 ± 1.7	49.0 ± 3.7	72.0 ± 5.7
VI			5.44 ± 0.32	7.90 ± 0.46	14.4 ± 0.8	23.2 ± 1.5	39.0 ± 3.0	43.5 ± 3.2

Таким образом, обсуждаемое изменение механизма взаимодействия частиц с ядрами связано не столько с образованием резонансов во внутриядерных столкновениях, сколько с рассмотренным ранее локальным уменьшением плотности нуклонов ядра [1]. Поскольку рождение резонансов представляет собой частный случай многочастичных взаимодействий [11], то можно думать, что многочастичные взаимодействия не дают существенного вклада в механизм ядерной реакции в области энергий $T < 30$ ГэВ. Качественно это можно понять следующим образом. Влияние на среднюю множественность будет тем сильнее, чем больше каскадных частиц „объединено“ в резонансы. Однако, анализируя средние энергии вторичных частиц в πN - и NN -столкновениях, нетрудно убедиться, что вплоть до энергии $T \approx 20$ ГэВ в образовании резонансов эффективно участвуют лишь частицы первого и второго поколений, а их доля по отношению к полному числу частиц в каскадной лавине сравнительно невелика. Следует подчеркнуть, что речь идет лишь об основном, определяющем механизме и соответственно о глобальных характеристиках взаимодействия. Для отдельных, парциальных каналов реакции, по-видимому, можно указать характеристики, которые будут существенно зависеть от образования резонансов [12].

Наконец, последнее замечание. Как в рамках обычной каскадной модели [8], так и в модели, учитывающей локальное убывание плотности ядерного вещества [1] отмечалось расхождение с опытом во множественности s -частиц при энергиях выше ~ 20 ГэВ. Расхождение остается и во всех вариантах данных расчетов, принимающих во внимание образование резонансов. Возможно, что это связано с некоторой неточностью аппроксимации данных по неупругому взаимодействию в области энергий $T > 20$ ГэВ. В частности, уже при этих энергиях, по-видимому, необходимо учесть лидирующую частицу, а также тот факт, что число нейтральных π -мезонов превышает половину от числа заряженных π -мезонов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, В. Д. Тонеев, *Препринт ОИЯИ*, P2-5280, Дубна 1970; *Ядерная Физика* (в печати).
- [2] В. С. Барашенков, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, *Acta Phys. Polon.*, **34**, 415 (1969).
- [3] В. С. Барашенков, К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, *Сообщения ОИЯИ*, P2-4066, Дубна 1968.
- [4] J. D. Hansen, D. R. O. Morrison, N. Tovey, E. Flaminio, *Preprint CERN-HERA 70-2*, Geneva 1970.
- [5] H. J. Behrend *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, **24**, 1246 (1970).
- [6] H. J. Behrend *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, **24**, 333 (1970).
- [7] H. Alvensleben *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, **24**, 786 (1970).
- [8] V. S. Barashenkov, K. K. Gudima, V. D. Toneev, *Acta Phys. Polon.*, **36**, 457, 887 (1969).
- [9] Z. Fraenkel, *Phys. Rev.*, **130**, 2407 (1963).
- [10] H. Winzeler, *Nuclear Phys.*, **69**, 661 (1965).
- [11] I. Z. Artykov, V. S. Barashenkov, S. M. Eliseev, *Nuclear Phys.*, **B6**, 11, 628 (1968).
- [12] L. P. Remsberg, *Phys. Rev.*, **188**, 1698, 1703 (1969).