Доклады Академии наук СССР
1955. Том 102, № 2

ФИЗИКА

Б. М. ПОНТЕКОРВО и Г. И. СЕЛИВАНОВ

ОБРАЗОВАНИЕ π^0-МЕЗОНОВ НЕЙТРОНАМИ*

(Представлено академиком Л. А. Арцимовичем 26 IV 1955)

В совокупности сведений по вопросу генерации мезонов нейтронами отсутствовали данные относительно процесса образования π^0-мезонов нейтронами. Получение на синхроциклотроне Института ядерных проблем нейтронов с энергиями, значительно превышающими порог мезонообразования, дало возможность впервые исследовать образование π^0-мезонов нейтронами на водороде и сложных ядрах. Ниже приводятся результаты опытов по исследованию процессов образования π^0-мезонов на сложных ядрах. Исследованию образования π^0-мезонов на водороде и дейтерии посвящено отдельное сообщение ([11]).

Спектр нейтронов из синхроциклотрона имеет сложный состав, вследствие чего невозможно получить данные о рождении π^0-мезонов при строго известной энергии взаимодействующих нуклонов. В работе ([2]) было показано, что энергетический спектр нейтронов имеет максимум вблизи энергии 380 Мэв. Полуширина спектра составляет 100 Мэв. В соответствии с этим номинальная энергия нейтронов принимается нами равной 400 Мэв.

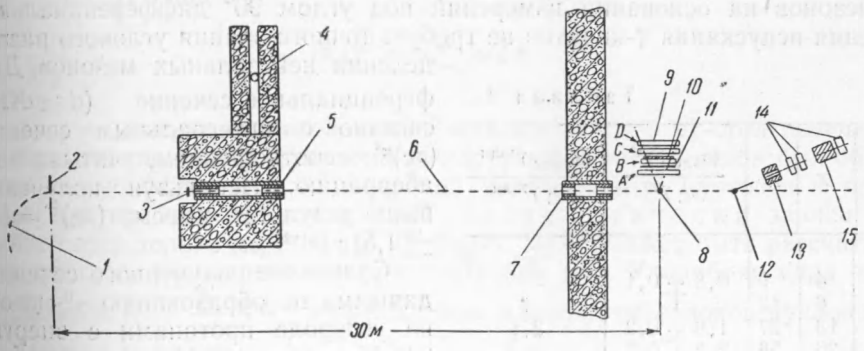


Рис. 1. Схема опыта. *1* — протонный пучок; *2* — мишень Be; *3* — фильтр Pb; *4* — монитор-счетчик BF_3; *5* — 1-й коллиматор; *6* — нейтронный пучок; *7* — 2-й коллиматор; *8* — исследуемый образец; *9* — детектор π^0-мезонов; *10* — фильтр Al; *11* — конвертор Pb; *12* — рассеиватель CH_2; *13* — коллиматор протонов отдачи; *14* — сцинтилляционные счетчики 2-го монитора; *15* — поглотитель Cu

Схема опыта приведена на рис. 1. Коллимированный пучок нейтронов падал на исследуемый образец, помещенный за бетонной защитой на расстоянии 30 м от мишени синхроциклотрона. Из-за низкой интенсивности

* Это сообщение основано на результатах работ, выполненных в 1951 г. и в I квартале 1952 г. и ранее описанных в отчетах([1]) Института ядерных проблем АН СССР([1]). Сообщения, появившиеся в литературе после написания отчетов, не обсуждаются.

пучка нейтронов невозможно было использовать метод гамма — гамма-совпадений, более полно идентифицирующий π^0-мезоны, но имеющий недостаточную эффективность.

В описываемом эксперименте одиночные γ-кванты от распада π^0-мезонов регистрировались под углом 90° к направлению нейтронного пучка телескопом из четырех групп счетчиков. Телесный угол, охватываемый этими счетчиками, составлял 0,5 стерадиана. Большая эффективная площадь телескопа получалась объединением счетчиков в группы, из которых группа A включалась в режиме антисовпадений и группы B, C и D — в режиме совпадений. Регистрация события типа $BCD - A$ соответствует прохождению через группу A фотона, который не вызывает разряда в этой группе, но образует в свинцовом конверторе, помещенном между A и B, электроны, регистрируемые группами B, C и D.

Используя совместно с группой D дополнительную схему совпадений, можно было регистрировать как одиночные электроны, так и обе частицы пары. Электрон и позитрон, первоначально практически не разделенные, в результате многократного рассеяния в конверторе получают значительную угловую расходимость, которая позволяет регистрировать каждый из них отдельным счетчиком. Регистрация обоих электронов пары использовалась только в относительных измерениях из-за трудностей, связанных с определением эффективности системы.

Контроль за интенсивностью нейтронного пучка осуществлялся двумя мониторами: счетчиком, заполненным BF_3, и телескопом из трех сцинтилляционных счетчиков. Поток нейтронов калибровался методом счета числа протонов отдачи из водородсодержащего вещества.

Дифференциальное сечение $(d\sigma_C / d\Omega)^{\gamma}_{90°}$ испускания γ-лучей из углерода под углом 90° к направлению нейтронного пучка в лабораторной системе было найдено равным $(0{,}4 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-27}$ см^2/стерадиан. Собственная статистическая ошибка измерений не превышает 15%. Указанная величина ошибки результата обусловливается главным образом той точностью, с которой нам было известно дифференциальное сечение (n — p)-рассеяния и эффективность регистрирующего телескопа.

Можно показать, что определение интегрального сечения образования π^0-мезонов на основании измерений под углом 90° дифференциального сечения испускания γ-квантов не требует точного знания углового распределения нейтральных мезонов. Дифференциальное сечение $(d\sigma_C/d\Omega)^{\gamma}_{90°}$ связано с интегральным сечением $(\sigma_C)^{\pi^0}$ соотношением, учитывающим аберрацию. Используя полученный выше результат, имеем: $(\sigma_C)^{\pi^0} = (3 \pm 1{,}5) \cdot 10^{-27}$ см^2.

Таблица 1

Элемент	Z	A	$\frac{(\sigma_{элем})^{\pi^0}}{(\sigma_C)^{\pi^0}}$	$\frac{(\sigma_{элем})^{полн}}{(\sigma_C)^{полн}}$
Be	4	9	$0{,}8 \pm 0{,}1$	—
C	6	12	1	1
Al	13	27	$1{,}6 \pm 0{,}2$	2,1
Fe	26	56	$2{,}2 \pm 0{,}5$	—
Cu	29	64	$2{,}4 \pm 0{,}5$	4,2
Sn	50	119	$4{,}3 \pm 0{,}8$	6,7
Pb	82	207	$5{,}0 \pm 1{,}7$	10,6

Сравнение полученного сечения с данными по образованию π^0-мезонов на углероде протонами с энергией 345 Мэв ([3]) и 460 Мэв ([4]) обнаруживает быстрый рост сечения мезонообразования с энергией. Последнее находится в качественном согласии с предположением ([5]) об испускании π^0-мезонов при соударениях нуклон — нуклон преимущественно в p-состоянии.

В табл. 1 приведены относительные величины выхода γ-лучей, испускаемых из различных элементов под углом 90° к направлению нейтронного пучка. Поглощение γ-лучей в образце учитывалось введением соответствующих поправок. Так как интенсивности γ-лучей под данным углом от распада π^0-мезонов, рождающихся на различных сложных ядрах, с достаточно хорошей точностью пропорциональны интегральным сече-

ниям образования нейтральных мезонов, то данные табл. 1 можно интерпретировать как относительные интегральные сечения образования π^0-мезонов $(\sigma_{\text{элем}})^{\pi^0}/(\sigma_C)^{\pi^0}$.

В отдельной графе таблицы приведены относительные сечения полного взаимодействия нейтронов с ядрами, полученные в работах ([6], [7]). Можно видеть, что полные сечения возрастают с атомным весом быстрее, нежели сечения образования π^0-мезонов. Для легких и средних ядер полные сечения практически пропорциональны A. Тот факт, что сечения образования π^0-мезонов увеличиваются с A слабее, чем полные сечения, показывает, что π^0-мезоны могут со значительной вероятностью поглощаться ядерным веществом. Подобный вывод был сделан для заряженных мезонов ([8]) в опытах по образованию π^+-мезонов протонами и γ-квантами. Качественный вывод о том, что π-частицы могут поглощаться в исходных ядрах, особенно интересен в случае нейтральных мезонов. В самом деле, взаимодействие с ядрами заряженных мезонов, благодаря их большому времени жизни, можно изучать в прямых опытах ([9]), используя мезонные пучки. Подобный опыт немыслим в случае π^0-мезонов, у которых пробег в веществе до распада меньше 10^{-4} см. Поэтому исследовать поглощение нейтральных мезонов можно только в ядерном веществе.

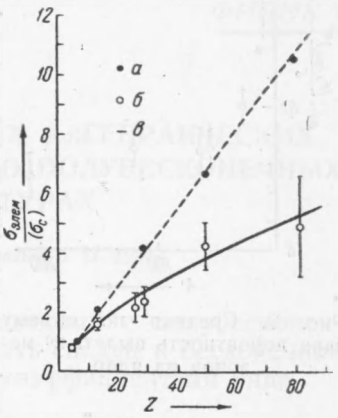


Рис. 2. Сечения образования π^0-мезонов нейтронами и полные нейтронные сечения для различных элементов.
$а$ — $(\sigma_{\text{элем}})^{\text{полн}}/(\sigma_C)^{\text{полн}}$;
$б$ — $(\sigma_{\text{элем}})^{\pi^0}/(\sigma_C)^{\pi^0}$;
$в$ — $(ZA^{1/3})_{\text{элем}}/(ZA^{1/3})_C$

Проанализируем результаты наших измерений, используя установленный в ([1]) факт, что в (n — n)-соударениях при наших энергиях нейтральные мезоны в заметном количестве не образуются. Тогда сечение $(\sigma_A)^{\pi^0}$ образования π^0-мезонов нейтронами в ядре с атомным весом A обусловливается только (n — p)-столкновениями и может быть записано в виде

$$(\sigma_A)^{\pi^0} = \sigma_{n-p}^{\pi^0}\,\omega Z k, \qquad (1)$$

где $\sigma_{n-p}^{\pi^0}$ — сечение образования π^0-мезонов в (n — p)-столкновениях; ω — вероятность выхода π^0-мезона из ядра, в котором π^0-мезон был образован; k — коэффициент, учитывающий наличие связи протонов в ядре.

Разумно предположить, что $(\sigma_A)^{\pi^0}$ систематически зависит от атомного веса только через ω и Z. Функция $\omega(A)$ может быть рассчитана путем простого геометрического рассмотрения ([10]). Уподобляя ядра сферам радиуса $R = \frac{\hbar}{\mu c} A^{1/3}$ и пренебрегая рассеянием мезонов нуклонами ядра, можно получить

$$\omega = 3\left\{\frac{1}{2}\frac{\lambda}{2R} - \frac{\lambda^3}{(2R)^3} + \frac{\lambda^3}{(2R)^3}\left(1 + \frac{2R}{\lambda}\right)e^{-2R/\lambda}\right\},$$

где λ — длина свободного пробега π^0-мезона для поглощения в ядерном веществе. Если $\lambda < 2R$, то

$$\omega \sim \frac{3}{4}\frac{\lambda}{\hbar/\mu c} A^{-1/3},$$

и сечение образования π^0-мезонов в ядре A, согласно соотношению (1), должно быть пропорционально $ZA^{-1/3}$.

На рис. 2 приведены экспериментальные значения отношения $(\sigma_{\text{элем}})^{\pi^0} / (\sigma_C)^{\pi^0}$ для различных элементов. Сплошная кривая есть функция $(ZA^{-1/3})_{\text{элем}} / (ZA^{-1/3})_C$. Видно, что экспериментальные точки хорошо согласуются с вычисленной кривой. Этот факт показывает, что предположение о том, что $\lambda < 2R$, справедливо для всех исследованных ядер. На том же рисунке нанесены полные сечения взаимодействия нейтронов с ядрами для того, чтобы проиллюстрировать типичную разницу в зависимости от A полного сечения и сечения образования π^0-мезонов.

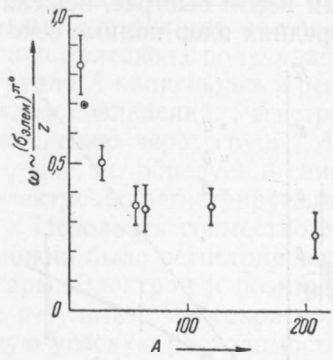


Рис. 3. Средняя по объему ядра вероятность вылета π^0-мезонов из ядер

На рис. 3 приведена зависимость $(\sigma_{\text{элем}})^{\pi^0}/Z$ от A в единицах для наглядности выбранных таким образом, чтобы при малых A ординаты $(\sigma_{\text{элем}})^{\pi^0}/Z$ стремились к единице. Видно, что даже в области легких ядер отсутствует тенденция к постоянству отношения $(\sigma_{\text{элем}})^{\pi^0}/Z$, которая наблюдается для полных сечений. В таком представлении кривая дает усредненную по объему ядра экспериментальную вероятность вылета нейтрального мезона из ядра с массой A. Пользуясь этой кривой и формулой (2), можно вычислить λ. Например, для $A = 30$ мы находим из кривой вероятности выхода значение $\omega = 0{,}5$, что дает $\lambda \approx 2\hbar\mu c$.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

Поступило
14 IV 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Б. М. Понтекорво, Г. И. Селиванов, Отчеты Института ядерных проблем АН СССР, 1951 и 1952. [2] В. П. Джелепов, Ю. М. Казаринов, Отчет Института ядерных проблем АН СССР, 1951. [3] R. Bjorkland et al., Phys. Rev., 77, 213 (1950). [4] Б. М. Понтекорво, Г. И. Селиванов, В. А. Жуков, Отчет Института ядерных проблем АН СССР, 1952. [5] K. M. Watson, K. A. Brueckner, Phys. Rev., 83, 1 (1951). [6] В. П. Джелепов, Б. М. Головин, Отчет Института ядерных проблем АН СССР, 1951. [7] Б. М. Понтекорво, А. Е. Игнатенко, Отчет Института ядерных проблем АН СССР, 1951. [8] R. F. Mozley, Phys. Rev., 80, 493 (1950). [9] G. Bernardini et al., Phys. Rev., 80, 924 (1950). [10] K. A. Brueckner, R. Serber, K. M. Watson, Phys. Rev., 84, 258 (1951). [11] Б. М. Понтекорво, Г. И. Селиванов, ДАН, 102, № 3 (1955).