

О РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ В ОБЛАСТИ НЕПЕРЕКРЫТЫХ РЕЗОНАНСОВ ЯДРА

В.М.Морозов, М.Ф.Зубов, Н.С.Лебедева

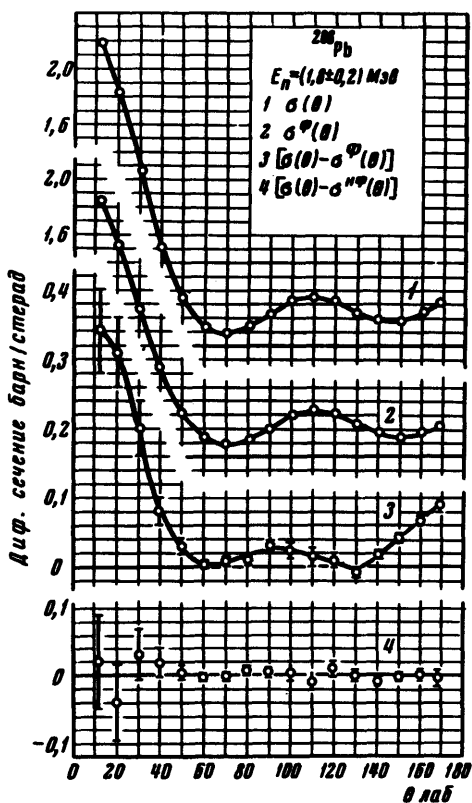
Нами были произведены измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов с энергией $(1,8 \pm 0,2)$ Мэв ядром ^{208}Pb в диапазоне углов $12 - 168^\circ$ (источником нейтронов служила реакция $^{12}\text{C} - d^1$); образец из ^{208}Pb имел обогащение 97,7%). Измерения были проделаны на двух пучках нейтронов, имевших одинаковые энергетические границы, но существенно отличавшихся распределением числа нейтронов в пучке по энергии. Первый пучок обладал характерным для реакции $^{12}\text{C} - d$ в условиях опыта распределением интенсивности нейтронов в пучке в функции их энергии. Результаты измерений величины $\sigma(\theta)$ – дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов из этого пучка на исследуемом образце изображены на рисунке точками, через которые проведена кривая 1. Второй пучок был получен посредством пропуска первого пучка через фильтр из ^{208}Pb прозрачностью $0,12^2$). Основное отличие первого и второго пучков состояло в том, что второй пучок был на порядок и более обеднен нейтронами, соответствующими резонансам в полном сечении взаимодействия нейтронов с ядром $^{208}\text{Pb}^3$). Кривая 2 проведена через точки, изображающие результаты измерений дифференциального сече-

1) В качестве детекторов использовались сцинтилляционные счетчики и амплитудный анализ нейтронных импульсов позволил исключить вклад в отсчеты детектора от нейтронов с энергией, превышавшей 2 Мэв (нейтроны из реакции $d-d$ и $^{13}\text{C}-d$ на мишени).

2) Свинцовый фильтр размещался вблизи от источника нейтронов перед каналом коллиматора.

3) ^{208}Pb содержит в исследовавшейся области энергий нейтронов не менее двадцати неперекрываемых резонансов в полном сечении взаимодействия [1].

ния упругого рассеяния нейтронов из профильтрованного пучка $\sigma^{\Phi}(\theta)^{4)}$. Обе кривые обнаруживают характерную дифракционную структуру.



Кривая 3 на том же рисунке проведена через точки, представляющие собою разность сечений $\sigma(\theta) - \sigma^{\Phi}(\theta)$. Указанные ошибки учитывают лишь статистическую точность отдельных измерений. При изменении относительной нормировки кривых 1 и 2 в пределах 4% (см. примечание 1¹⁾) кривая $\sigma(\theta) - \sigma^{\Phi}(\theta)$ несколько меняет свою форму, но ее дифракционная структура и положение ее минимумов практически не изменяются. (Для сравнения в самом низу рисунка приведена разность $\sigma(\theta) - \sigma^{\text{H}\Phi}(\theta)$, где $\sigma^{\text{H}\Phi}(\theta)$ есть дифференциальное сечение, полученное в контрольном опыте с нейтральным фильтром из парафина.)

Данные по упругому рассеянию нейтронов принято интерпретировать с помощью оптической модели ядра, причем условия нашего эксперимента соответствуют тому случаю применения модели, когда в области энергетического разброса используемого в измерениях пучка нейтронов расположено большое число неперекрываемых резонансов

1) Статистическая точность измерения сечений $\sim 2\%$; значения сечений на кривых 1 и 2 определены относительно друг друга с точностью $\sim 4\%$; точность определения абсолютной величины сечения $\sim 7\%$.

исследуемого ядра. Принято считать, что затруднения¹⁾, возникающие при описании данных эксперимента в этом случае, разрешаются на основе физических представлений о существовании двух процессов упругого рассеяния нейтронов ядрами: потенциального рассеяния (shape-elastic) характеризуемого сечением $\sigma_{se}(\theta)$, и рассеяния через составное ядро (compound-elastic), характеризуемого сечением $\sigma_{ce}(\theta)$. Поскольку амплитуды обоих процессов полагаются не интерферирующими (процессы разделены во времени), то экспериментально наблюдаемое дифференциальное сечение $\sigma(\theta)$ представляется в виде суммы сечений того и другого процесса: $\sigma(\theta) = \sigma_{se}(\theta) + \sigma_{ce}(\theta)$. Утверждается, что угловое распределение сечения $\sigma_{ce}(\theta)$ изотропно, либо симметрично относительно угла 90° , причем его величина может быть вычислена, если известны уровни промежуточного ядра. Именно так интерпретируются данные экспериментов по упругому рассеянию нейтронов с энергией несколько мегавольт и ниже [2-8].

В нашем эксперименте профильтрованный пучок нейтронов содержит значительно меньшее, сравнительно с нефильтрованным пучком, число нейтронов, способных резонансно (т.е. через составное ядро) рассеиваться ядром ^{208}Pb , и поэтому разность сечений $\sigma(\theta) - \sigma^{\text{Ф}}(\theta)$ должна, в соответствии с вышесказанным, описывать угловое распределение рассеяния через составное ядро. Однако ни о какой симметрии кривой 3 относительно угла 90° говорить не приходится. Этот результат, по-видимому, свидетельствует о неприменимости представлений о существовании двух неинтерферирующих процессов упругого рассеяния нейтронов к интерпретации данных эксперимента, во всяком случае, в области изолированных резонансов ядра.

Добавим, что наблюдаемое различие формы кривых 1 - 3 очень похоже на то, которое возникло бы при рассеянии одного и того же потока нейтронов тремя ядрами различных размеров. Картина рассеяния на фильтрованном пучке соответствует рассеянию на ядре малого размера, картина рассеяния нефильтрованного пучка - рассеянию на ядре среднего размера, а картина рассеяния на нейтронах, удаляемых фильтром, - рассеянию на ядре большого размера. Именно такой феноменологии следуют сдвиги положений минимумов и максимумов угловых распределений, изображенных на рисунке. Не исключена возможность, что это не случайно и положение минимумов коррелирует с величиной полного сечения взаимодействия. Тогда слишком малая глубина минимумов в экспериментальных угловых распределениях может быть следствием наложения ряда картин угловых распределений, соответствующих различным энергиям нейтронов в исследуемом пучке.

Поступила в редакцию
14 июня 1971 г.

1) Сечение в минимумах значительно превосходит предсказываемую теорией величину.

Литература

- [1] J.L.Fowler. *Phys. Rev.*, 147, 870, 1966.
 - [2] H.Feshbach, C.Porter, V.Weisskopf. *Phys. Rev.*, 96, 448, 1954;
Ф.Фридман, В.Вайскопф. Сб. Нильс Бор и развитие физики, ИИЛ, 1958.
 - [3] П.Э.Немировский. *Современные модели атомного ядра*. Атомиздат, 1960.
 - [4] П.Е.Ходгсон. *Оптическая модель упругого рассеяния*. Атомиздат, 1966; D.Wilmore, P.Hodgson. *Nucl. Phys.*, 55, 673, 1964.
 - [5] F.Perey, B.Buck. *Nucl. Phys.*, 32, 353, 1962.
 - [6] М.В.Пасечник, И.А.Корж, И.Е.Кашуба и др., *ЯФ*, 11, 958, 1970.
 - [7] C.Dunford, H.Fench, J.Reynolds. *Phys. Rev.*, 177, 1395, 1969.
 - [8] F.D.Becchetti, G.Greenlees. *Phys. Rev.*, 182, 1190, 1969.
-