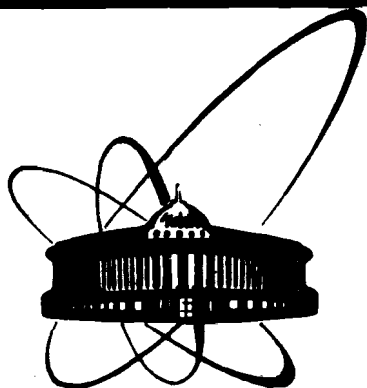


89-756



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

B 878

P13-89-756

В.А.Втюрин

**ОПТИМИЗАЦИЯ ФИЛЬТРОВ
ДЛЯ НЕЙТРОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1989

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы интенсивно развиваются исследования на квазимоноэнергетических пучках нейтронов, получаемых путем фильтрации пучков исследовательских стационарных реакторов интерференционными ядерными фильтрами ^{1/}.

В отличие от измерений в отдельных нейтронных резонансах здесь измеряются усредненные по резонансам сечения ядерных реакций. Усредненные сечения интересны сами по себе, например, для прикладных расчетов, но более важным является получение на их основе средних ширин реакций и силовых функций: нейтронных, радиационных, альфа-частичных и т.д. Понятно, что этот метод не позволяет детально исследовать характеристики отдельных уровней /нейтронных резонансов/ либо детальную энергетическую зависимость исследуемых реакций. В то же время необходимо отметить, что современный уровень теории ядра не всегда позволяет содержательно интерпретировать индивидуальные характеристики резонансов, и потому эта ограниченность, изначально присущая методу усредненных сечений, не имеет большого значения.

Высокая интенсивность потока нейтронов на фильтрованных пучках, а также низкий уровень фона от γ -лучей и быстрых нейтронов позволили получить много экспериментальных данных не только по спектрам реакции (n, γ) ^{2/} и рассеянию нейтронов ^{3/}, но и по спектроскопии такой редкой реакции, как (n, α) ^{1/}. Несмотря на то, что в данной реакции сечения не превосходят десятков, в лучшем случае сотен микробарн, погрешности измеренных α -ширин ограничиваются числом резонансов, попадающих в полосу пропускания фильтра, в отличие, например, от метода времени пролета ^{4/} или опробованного нами метода измерений на пучке нейтронов из реакции ${}^7\text{Li}(p, n)$ ^{5/}, а не статистической точностью.

В связи с развитием техники интерференционных ядерных фильтров расширились возможности модификации формы спектра пропускания нейтронного фильтра. Настоящая работа посвящена проблеме оптимизации спектра нейтронов, пропускаемых фильтром, с точки зрения повышения точности измеряемых средних ширин реакций.

2. АНАЛИЗ УСРЕДНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ

В рамках статистической теории парциальные ширины нейтронных резонансов являются случайными величинами, описываемыми распределением χ^2 с одной степенью свободы /распределением Портера - Томаса /^{6/}.

Измеряемый экспериментально выход реакции является суммой вкладов отдельных резонансов. Поскольку вклад отдельного резонанса есть случайная величина, то и выход реакции является случайной величиной со средним значением и дисперсией, определяющей предельную точность, с которой может быть измерена в эксперименте парциальная ширина или силовая функция.

В случае, когда измеряемая величина является суммой случайных величин, описываемых распределением Портера - Томаса с одинаковыми средними значениями, мы, по определению, имеем распределение χ^2 с числом степеней свободы, равным числу членов суммы. Реальная физическая картина оказывается сложнее из-за того, что средний вклад резонансов неодинаков ввиду энергетической зависимости средних ширин. Кроме того, в эксперименте измеряется не сама величина сечения, а выход реакции, поэтому вклад отдельных резонансов оказывается промодулированным зависимостью потока нейтронов от энергии. При этом флуктуации суммарного эффекта реакции, а следовательно, и дисперсия измеряемой величины определяются меньшим эффективным числом резонансов и оказываются больше.

Свойства распределения суммы случайных величин, флуктуирующих по закону Портера - Томаса и имеющих разные средние значения, рассматривались в работе ^{7/} и для случая усредненных сечений реакции (n, α) - в работе ^{8/}. Было показано, что распределение такой величины списывается функцией χ^2 с эффективным числом степеней свободы, определяемым при помощи выражения

$$\nu = \left(\sum_{f, l} P_{\alpha f, l} \right)^2 / \sum_{f, l} P_{\alpha f, l}^2 \quad /1/$$

где $P_{\alpha f, l}$ - проникаемость барьера для α -частицы с угловым моментом l .

Относительная величина погрешности, обусловленной конечным эффективным числом каналов /в частности, числом резонансов/, дающих вклад в измеряемый экспериментально выход реакции, при этом выражается в виде

$$\delta_\nu = \sqrt{2/\nu} \quad /2/$$

то есть с увеличением числа резонансов погрешность средней ширины, либо силовой функции уменьшается.

Основываясь на вышеприведенных рассуждениях, нетрудно понять основную идею оптимизации фильтра при измерении средних парциальных ширин резонансов, либо силовых функций. Спектр нейтронов на выходе фильтра необходимо формировать так, чтобы средний вклад резонансов в выход реакции во всем диапазоне полосы пропускания фильтра был одинаков.

Рассмотрим оптимизацию нейтронного фильтра на примере измерений реакции (n, α) . В работе ^{8/} был проведен анализ усредненных по резонансам сечений реакции (n, α) в случае, когда зависимость потока нейтронов от энергии является достаточно гладкой, то есть энергетический интервал можно разбить на участки, где, с одной стороны, помещается достаточно много резонансов и можно проводить усреднение, а с другой - поток нейтронов и средние параметры резонансов на каждом таком участке можно считать постоянными. Было показано, что в случае тонкого образца среднее значение сечения описывается выражением

$$\langle \sigma_{n, \alpha f} \rangle = \sum_J g_J \left\langle \frac{\Gamma_{\alpha f}^J}{D_J} \right\rangle \frac{\int \Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n^J \rangle(E_n)}{\langle \Gamma^J \rangle(E_n)} F(E_n) dE_n}{\int \Phi(E_n) dE_n \Delta E_n} \quad /3/$$

Здесь g_J - статистический фактор, $\langle \Gamma_{\alpha f}^J \rangle$ - соответствующая средняя α -ширина перехода в конечное состояние f , λ - длина волны нейтрона, $\langle \Gamma^J \rangle$ и $\langle \Gamma_n^J \rangle$ - средние значения полной и нейтронной ширины, ΔE_n - полоса пропускания фильтра, $\Phi(E_n)$ - зависимость потока нейтронов от энергии,

$$F(E) = \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma}{\Gamma} \right\rangle \frac{\langle \Gamma \rangle}{\langle \Gamma_n \rangle \langle \Gamma \rangle} \quad /4/$$

- фактор усреднения для реакции (n, α) .

Выражение для эффективного числа степеней свободы ν распределения χ^2 , определяющего погрешность средней α -ширины, вывод которого приведен в работе ^{8/}, имеет вид

$$\nu_f = \frac{1}{D_H} \times \frac{\left(\sum_J g_J^2 \sum_{l(J)} P_{\alpha f, l} \right)^2 \left[\int \Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle(E_n)}{\langle \Gamma \rangle(E_n)} F(E_n) dE_n \right]^2}{\sum_J g_J^3 \sum_{l(J)} P_{\alpha f, l}^2 \int \left[\Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle(E_n)}{\langle \Gamma \rangle(E_n)} F(E_n) \right]^2 dE_n} \quad /5/$$

Здесь D_H - среднее расстояние между резонансами, P_{alt} - проницаемость барьера, Первый и второй сомножители в выражении /5/ обусловлены только особенностями реакции и свойствами исследуемого ядра. Третий сомножитель /отношение интегралов по всему интервалу энергий нейтронов, пропускаемых фильтром/ имеет размерность энергии нейтронов и существенным образом зависит как от ширины полосы пропускания фильтра, так и от формы нейтронного спектра. В дальнейшем этот сомножитель будем называть эффективной полосой фильтра $\Delta E_n^{\text{эф}}$. Основываясь на теореме Коши - Шварца^{9/}, нетрудно показать, что эффективная полоса фильтра всегда меньше или равна полной полосе пропускания фильтра ΔE_n . Причем максимальное ее значение достигается в случае, когда каждый из резонансов, попадающий в пределы полосы фильтра, дает равный средний вклад в измеряемый выход реакции. Это условие может быть записано в виде

$$\Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n^J \rangle (E_n)}{\langle \Gamma^J \rangle (E_n)} F(E_n) = \text{Const.} \quad /6/$$

Из выражения /4/ следует, что, например, равномерный спектр ($\Phi(E_n) = \text{Const}$) этому условию не удовлетворяет, поскольку λ и $\langle \Gamma_n \rangle$ зависят от энергии нейтронов. Учитывая, что $\lambda \sim 1/\sqrt{E_n}$, а $\langle \Gamma_n \rangle \sim \sqrt{E_n}$, в килоэлектронвольтовой области энергий можно выделить два предельных случая: во-первых, случай ядер, у которых $\Gamma_n \ll \Gamma$, тогда оптимальная форма нейтронного спектра в пределах полосы пропускания имеет вид

$$\Phi(E_n) = \text{Const } E_n^{1/2}; \quad /7/$$

во-вторых, если $\langle \Gamma_n \rangle \gg \langle \Gamma \rangle$, тогда оптимальная форма спектра соответственно описывается в виде

$$\Phi(E_n) = \text{Const } E_n. \quad /8/$$

Отметим, что приводимый критерий оптимальности предполагает решенными проблемы фона и возможности достижения нужной статистической точности при измерениях на данном фильтрованном пучке.

3. ОПТИМИЗАЦИЯ НИКЕЛЕВОГО ФИЛЬТРА

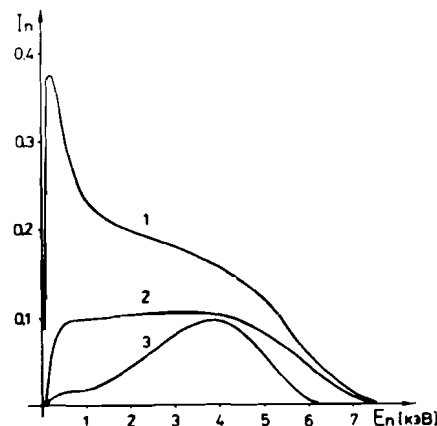
Фильтр на основе разделенного изотопа ^{60}Ni обладает тем замечательным свойством, что интерференционный провал перед резонансом $E_T = 15$ кэВ захватывает широкую область энергии

нейтронов: практически от тепловой энергии до 5 кэВ. В реально используемых фильтрах околотепловую область энергий обычно "обрезают" дополнительным борным фильтром, но несмотря на это нижняя энергетическая граница полосы пропускания фильтра оказывается в несколько раз меньше верхней границы. Из вышеизложенного понятно, что если не формировать специальным образом форму спектра в пределах полосы пропускания, то эффективная полоса фильтра окажется существенно меньше ее полной величины. Форма нейтронного спектра после фильтра может быть скорректирована изменением его толщины и подбором добавок.

В таблице приведены параметры трех характерных типов никелевого фильтра с добавкой бора: "белого" - /1/, "равномерного" - /2/ и оптимального - /3/. Приведена их эффективная полоса для двух вариантов соотношения нейтронной и радиационной ширины и в последней колонке - интегральный поток нейтронов Φ_n в пределах полосы пропускания в относительных единицах.

Таблица

№	Состав фильтра, г/см ²	$\Delta E_n^{\text{эф}}$, кэВ	$\Delta E_n^{\text{эф}}$, кэВ	Φ_n
		$\langle \Gamma_n \rangle \gg \langle \Gamma \rangle$	$\langle \Gamma_n \rangle \ll \langle \Gamma \rangle$	
1	100 Ni + 0,1 В	1,3	3,1	3,6
2	100 Ni + 0,2 В	3,2	5,1	1,9
3	400 Ni + 0,2 В	5,2	4,8	1,0



Полную ширину полосы пропускания вариантов фильтров можно видеть на рисунке. Здесь представлены соответствующие приведенным в таблице вариантам формы нейтронного спектра, рассчитанные на основе сечений из атласа^{10/}. Как можно видеть, несмотря на то, что полная ширина полосы пропускания оптимального фильтра /кривая 3/ меньше, чем у "белого" /1/ и "равномерного" /2/ вариантов фильтра, его эффективная полоса оказывается заметно больше.

Необходимо отметить, что фильтр из никеля-60 может оказаться весьма полезным не только для стационарных реакторов, но и для импульсных источников нейтронов. Здесь он /в сочетании с методом времени пролета/ может быть применен для уменьшения перегрузки детекторов в момент импульса мощности, а также подавления фона. В работе ^{11/} для этой цели успешно применялся фильтр из жидкого гелия. В наших предыдущих работах ^{12/} была опробована фильтрация пучка газообразным гелием и успешно применялся в измерениях фильтр из чистого алюминия. Важные преимущества никелевого фильтра - высокое соотношение сечений в рабочей и фоновой области энергий нейтронов, а также относительно большой атомный номер по сравнению с алюминиевым и тем более гелиевым фильтром, что улучшает защиту от фоновых γ -лучей. Например, даже наиболее проникающее γ -излучение с энергией 3-4 МэВ оптимальный фильтр ослабляет в 16 раз, что делает его особенно полезным на нейтронных спектрометрах с электронными ускорителями.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить А.В.Мурзина за плодотворные обсуждения, стимулировавшие настоящую работу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анджеевски Ю. и др. - ЯФ, 1988, т.48, вып.1/7/, с.20.
2. Мурзин А.В., Кононенко И.В. - Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1988, т.2, с.169.
3. Гребнев А.В. и др. - ОИЯИ, P3-82-514, Дубна, 1982.
4. Во Ким Тхань и др. - ОИЯИ, P3-12755, Дубна, 1979.
5. Втюрин В.А. и др. - ОИЯИ, P3-10733, Дубна, 1977.
6. Porter C.E., Thomas R.G. - Phys. Rev., 1956, vol.104, No.2, p.483.
7. Pоров Yu.P. et al. - Acta Phys. Polon, 1973, v.В4, No.2, p.275.
8. Во Ким Тхань и др. - ОИЯИ, P3-12756, Дубна, 1979.
9. Корн Г., Корн Т. - Справочник по математике. М.: Наука, 1974, с.129.
10. McLane V. et al. - Neutron Cross Sections. Academic Press, Inc., London, 1988, Vol.2.
11. Gayther D.B. et al. - U.K. Nucl. Data Progress Report, 1975, July, p.6.
12. Анджеевски Ю. и др. - ОИЯИ, 3-80-564, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 ноября 1989 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
D4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
D2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
D14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
D17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.