

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

В-358

P3-88-67

В.П.Вертебный*, В.А.Втюрин, А.В.Гребнев*,
А.Жак, И.Чадраабал

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{123}\text{Te}(n, \alpha)$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 2 кэВ
С ПОМОЩЬЮ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ
С ДВУМЯ СЕТКАМИ

* Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

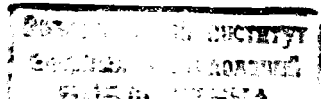
ВВЕДЕНИЕ

Исследования усредненных по резонансам сечений реакции (n, α) в промежуточной области энергии нейтронов ранее проводились на ядрах с массовым числом $A \sim 150$ ^{/1,2,3/} расположенных в районе максимума s -волновой нейтронной силовой функции. p -волновая нейтронная силовая функция в этой области близка к минимуму и на порядок меньше s -волновой. Переход к области ядер с массовым числом $A \sim 100$, у которых соотношение силовых функций обратное, представляет интерес с точки зрения сравнения средних приведенных альфа-ширин s - и p -резонансов. В этой области атомных весов нами были проведены исследования на ядре ^{95}Mo при энергии нейтронов 30 кэВ ^{/4/}, а также 2 и 144 кэВ ^{/5/}. Данная работа является продолжением этих исследований на ядре ^{123}Te .

МЕТОДИКА

Продолжение исследований требовало существенного понижения фона детектора из-за меньшего по сравнению с ранее исследованными ядрами сечения и относительно большей величины фона в исследуемой области энергии α -частиц. С этой целью мы предприняли попытку понизить фон за счет дискриминации вклада слабоионизирующих частиц.

Известен эффективный метод подавления фона слабоионизирующих частиц за счет использования "телескопа" полупроводниковых ΔE - и E -детекторов ^{/6/}. Подобный метод применялся и ранее в работах ^{/7,8/} для ионизационной камеры, в которую вводился тонкий пропорциональный счетчик. Недостатком этих методов является необходимость суммирования ΔE и E сигналов после усилителя с тем, чтобы избежать ухудшения разрешения спектрометра. Этого недостатка лишена разработанная нами ионизационная камера с двумя сетками. Необходимо отметить, что описываемая методика весьма близка к методике регистрации протонов на фоне α -частиц, опубликованной недавно в работе ^{/9/}. Данная камера (см. рис. 1) отличается от известной ионизационной камеры с двумя сетками ^{/10/} тем, что расстояние D между первой сеткой 2 и катодом 1 выбирается меньше пробега исследуемой частицы R_α , а вторая сетка 3 отстоит от катода 1 на расстоянии большем, чем максимальный пробег исследуемой частицы. Напряжения на электродах подбираются так, чтобы все электроны собирались на аноде 4. При этом сигнал с анода пропорционален полной энергии с частицы



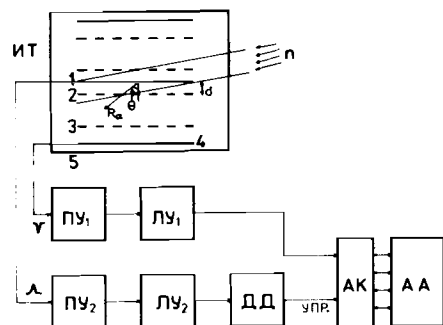


Рис. 1. Схема ионизационной камеры с двумя сетками: 1 — катод с нанесенной мишенью, 2 — первая сетка, 3 — вторая сетка, 4 — анод, 5 — корпус камеры, ПУ — предусилитель, ЛУ — линейный усилитель с активным фильтром, ДД — дифференциальный дискриминатор, АК — амплитудный кодировщик амплитудного анализатора, АА — амплитудный анализатор.

и не зависит от ее типа и угла вылета. Сигнал, снимаемый с катода, индуцируется положительными ионами участка трека в промежутке катод — первая сетка в процессе дрейфа электронов за первую сетку и зависит от тормозной способности частицы, расстояния D и угла вылета частицы относительно нормали к мишени.

В первом приближении, если считать плотность ионизации на начальном участке трека постоянной, амплитуда сигнала с катода от моноэнергетического источника выражается в виде:

$$E_{ak} = \frac{dE}{dx} \frac{D}{\cos \theta}, \quad (1)$$

где $\frac{dE}{dx}$ — тормозная способность частицы данного типа, D — расстояние между катодом и первой сеткой, а θ — угол вылета частицы относительно нормали к плоскости катода. В этом приближении спектр с

катода в области $\frac{D}{\cos \theta} < R_\alpha$ имеет вид:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{dE}{dx} \frac{N_\alpha D}{4E_\alpha^2}, \quad (2)$$

где N_α — полное число частиц, испускаемых источником.

Как можно видеть из выражения (1), амплитуда сигнала с катода пропорциональна тормозной способности частицы, и может использоваться как критерий отбора типа частиц. Данный критерий не является достаточно чистым, поскольку одинаковую амплитуду сигнала с катода могут давать частицы разных типов, испускаемые под соответствующими углами. В то же время из выражения (1) следует, что эффективности регистрации частиц разных типов при использовании в качестве критерия отбора амплитуды сигнала с катода в окне, лежащем в пределах спектра, связаны выражением:

$$\epsilon_2 = \frac{(dE/dx)_2}{(dE/dx)_1} \epsilon_1 \quad (3)$$

Таким образом, хотя данная методика не позволяет разделить полностью вклады частиц разных типов, она может быть достаточно эффективной для подавления фона слабоионизирующих частиц.

Более точный расчет соотношения эффективностей требует учета зависимости тормозной способности от энергии, и проводился на ЭВМ.

На рис. 1 показана блок-схема ионизационной камеры с двумя сетками. Первый спектрометрический тракт служит для усиления и формирования сигнала с анода. Сигнал с выхода тракта поступает на вход амплитудного кодировщика. Второй тракт служит для управления амплитудным кодировщиком. Сигнал с катода после усиления и формирования поступает на вход дифференциального дискриминатора, где отбираются сигналы в узком амплитудном окне, соответствующем α -частицам с углами вылета от 0 до 50 градусов. Стандартный сигнал с выхода дискриминатора используется в качестве управляющего сигнала, разрешающего работу кодировщика. Блок-схема реализована в стандарте КАМАК из аналоговых блоков фирмы "Polon".

Конструкция камеры выбиралась исходя из особенностей эксперимента на фильтрованных пучках реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР. Для увеличения эффективности использования нейтронного пучка сохранена геометрия "скользящего" падения нейтронного пучка на мишень. Для параллельного проведения калибровочных, либо фоновых измерений в камере имеются две идентичные секции с общим катодом. Расстояние катод — первая сетка и катод — вторая сетка составляли 10 и 60 мм соответственно. Камера наполнялась смесью $Ag + 3\% CH_4$ до давления 2 атм.

Для исследования характеристик камеры использовался урановый α -источник, обогащенный изотопом ^{234}U , 94% всех α -частиц обусловлены его распадом. Вклад α -линий изотопов ^{235}U и ^{238}U с энергиями 4,39 и 4,18 МэВ составлял 2% и 5% соответственно. Это упростило анализ спектров, позволяя рассматривать источник как моноэнергетический.

На рис. 2 показан экспериментальный спектр источника с катода. Левый край спектра соответствует частицам, вылетающим по нормали к мишени, а правая, "столообразная" часть спектра обусловлена частицами, у которых трек полностью укладывается в промежутке катод — первая сетка.

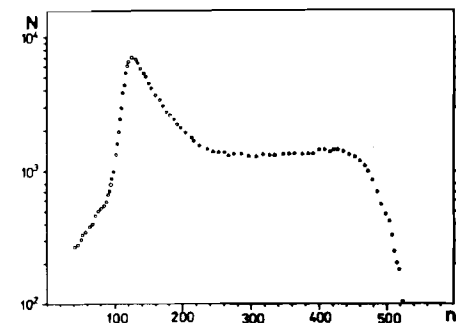


Рис. 2. Амплитудный спектр с катода.

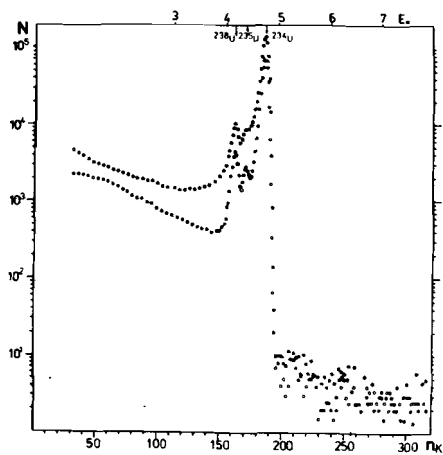


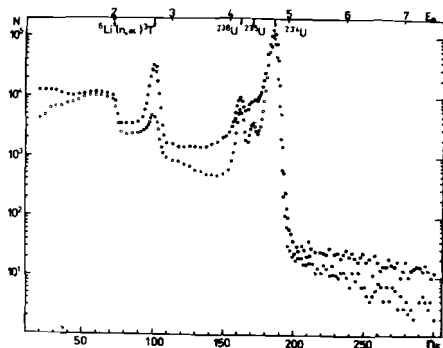
Рис. 3. Спектр альфа-источника без управления кодировщиком (черные точки), и с управлением сигналами от альфа-частиц с углами вылета от 0 до 70 градусов.

На рис. 3 показаны спектры с анода камеры без управления кодировщиком (черные точки) и с управлением сигналами от частиц с углами вылета 0 ± 50 градусов (светлые точки). Второй спектр имеет заметно лучшее разрешение за счет подавления левого края α -пика, обусловленного частицами с большими углами вылета.

Рис. 4. Амплитудные спектры реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$, измеренные на пучке ИБР-30 без управления кодировщиком (черные точки) и с управлением (светлые точки).

Фоновые характеристики данной установки исследовались на пучке импульсного реактора ИБР-30. На рис. 4 показаны амплитудные спектры реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$, измеренные без управления и с управлением (светлые точки).

Можно видеть, что помимо подавления (в 6 раз) тритонного пика из реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ наблюдается более чем двукратное подавление фона в области энергий свыше 5 МэВ.



ИЗМЕРЕНИЯ РЕАКЦИИ ${}^{123}\text{Te}(n, \alpha){}^{120}\text{Sn}$

Измерения реакции ${}^{123}\text{Te}(n, \alpha){}^{120}\text{Sn}$ проводились на фильтрованном скандии пучке реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР при средней мощности 10 МВт. Геометрия пучка и схема измерения показаны на рис. 1. Используемый нами светосильный скандиевый фильтр по конструкции такой же, как и в работах ^{11,12}. Он отличается от первоначального варианта добавками, состоящими из Co, Ti, Al, U, которые позволяют улучшить отношение потоков нейтронов с энергией 2 кэВ к быстрым

нейтронам. Длина скандия в данном варианте фильтра составляла 924 мм. В выносной части фильтра было предусмотрено место для размещения дополнительного марганцевого фильтра толщиной $11,16 \text{ г/см}^2$, служившего для определения и учета эффекта от нейтронов с энергией свыше 3 кэВ (фон фильтрованного пучка). Ширина нейтронного спектра на половине высоты после прохождения скандиевого фильтра составляла 800 эВ. Камера устанавливалась на расстоянии порядка 0,5 м от выносной части фильтра, сразу же после расходящегося коллиматора, формирующего на мишени пучок диаметром 40 мм. Для защиты от нейтронного фона зала реактора детектор был размещен в домике из борированного полиэтилена с толщиной стенок 80 мм. Кроме того, детектор со всех сторон был окружен кадмием толщиной 1 мм.

Энергетическая калибровка спектра осуществлялась по положению α -пиков от упомянутого ранее калибровочного α -источника и реакции ${}^{147}\text{Sm}(n, \alpha){}^{144}\text{Nd}$. Калибровка сечения проводилась по сечению этой же реакции $\sigma = 210 \pm 32 \text{ мкб}$, измеренному ранее в работе ¹¹. Сечение определялось по известной формуле:

$$\sigma_{n, \alpha} = \frac{N_{\alpha} n^k n^k}{N_{\alpha}^k n t}, \quad (4)$$

где N_{α} — площадь альфа-пика, n — толщина мишени ядер/см², t — время измерений. Индекс "k" относится к параметрам калибровочной мишени ${}^{147}\text{Sm}$.

Данные об использованных мишенях и условиях измерений приведены в таблице.

Таблица

Мишень	Обогащение, %	Толщина, мг/см ²	S, см ²	Время, ч
${}^{123}\text{Te} + \text{Te O}_2$	(67 ± 0,1)	(0,53 ± 0,026)	80	47
${}^{147}\text{Sm}_2\text{O}_3$	(95,3 ± 0,1)	(0,22 ± 0,010)	80	18

Измерения эффекта и фона проводились на одной из секций камеры сериями по 15 ч, как на пучке нейтронов с энергией 2 кэВ, так и с марганцевым фильтром, отсеивающим их из пучка. Отдельные серии обрабатывались независимо с целью контроля временной стабильности измерений.

На рис. 5 представлены амплитудные спектры измерений реакции ${}^{123}\text{Te}(n, \alpha)$, измеренные для пучка нейтронов с энергией 2 кэВ (черные точки) и с марганцевым фильтром в пучке (светлые точки). На вставке рис. 5 показан спектр за вычетом фона, просуммированный по 5 каналам. Как можно видеть, статистически значимого вклада реакции

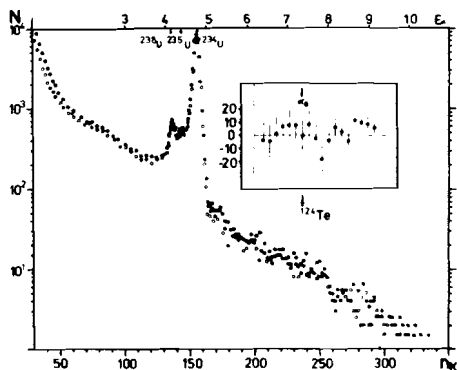


Рис. 5. Экспериментальный спектр измерений реакции $^{123}\text{Te}(n, \alpha)$ на фильтрованном скандием пучке нейтронов без марганцевого фильтра (черные точки) и с марганцевым фильтром в пучке, высвечивающем нейтроны с энергией 2 кэВ.

$^{123}\text{Te}(n, \alpha)$ в области $E_n = 7,3$ МэВ, где ожидается эффект, не наблюдается. Отсюда была получена верхняя оценка сечения реакции $^{123}\text{Te}(n, \alpha)$ в области $\langle E_n \rangle = 2$ кэВ, $\langle \sigma_{n\alpha} \rangle = (1,4 \pm 1,3)$ мкб (или на уровне достоверности 99% $\langle \sigma_{n\alpha} \rangle < 5$ мкб.)

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полное усредненное сечение реакции (n, α) можно рассчитать через средние параметры нейтронных резонансов ^{13/}, пользуясь статистической теорией и ограничившись вкладом сечений от s- и p-резонансов, тем же методом, что и в ^{1, 4/}. Средняя альфа-ширина s-резонансов была взята как средневзвешенная из работ ^{14, 15/}, а для p-резонансов рассчитана исходя из соотношения проницаемостей для альфа-частиц с разными угловыми моментами.

На рис. 6 приведена схема альфа-распада уровней, возбуждаемых при захвате s- и p-нейтронов ядром ^{123}Te . Стрелками показаны альфа-переходы, разрешенные правилами отбора по спину и четности.

Как можно видеть из схемы распада, альфа-переходы на основное состояние разрешены только для резонансов со спином и четностью 0^+ , возбуждаемых при захвате s-нейтронов, и со спином 1- для p-нейтронных резонансов. Вкладом альфа-переходов на первое возбужденное состояние, отстоящее на 1,17 МэВ от основного, можно пренебречь, поскольку проницаемость барьера для таких альфа-переходов на $2 \div 3$ порядка меньше. Если исходить из предположения статистической теории о равенстве приведенных альфа-ширин для распадающихся уровней разной четности, то значения усредненных сечений для

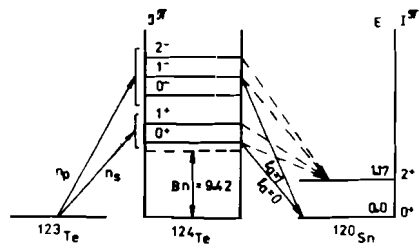


Рис. 6. Схема альфа-распада уровней ^{123}Te , возбуждаемых при захвате s- и p-нейтронов.

s- и p-нейтронов соответственно равны (27 ± 12) мкб и (15 ± 8) мкб. При расчете использовалось средневзвешенное значение альфа-ширины $\langle \Gamma_\alpha \rangle = (10 \pm 3)$ мкэВ, полученное на основе экспериментальных данных работ ^{14, 15/}.

Проницаемости барьера для альфа-переходов, как функция энергии и углового момента, рассчитывались в предположении четного ядра с использованием потенциала Иго ^{16/}. Поскольку в данном расчете производилась нормировка на экспериментальную альфа-ширину, и фактически рассчитывалось отношение проницаемостей, точность расчета, при использовании данного потенциала, оказывается вполне достаточной.

Можно видеть, что расчетное значение усредненного по резонансам сечения больше чем на порядок превышает наш экспериментальный результат. В связи с этим представляется интересным рассчитать вероятность получения столь малого значения сечения в скандиевом окне как случайную флуктуацию. Необходимо отметить, что оценка вероятности традиционным способом, т.е. в предположении, что расчетное и экспериментальное усредненные по резонансам сечения — случайные величины, описываемые нормальным распределением, может оказаться недостаточно корректной и заниженной из-за ограниченного числа резонансов ^{123}Te , попадающих в окно скандиевого фильтра.

Поскольку положение и параметры резонансов ^{123}Te в исследуемом интервале энергий неизвестны, для расчета вероятности реализации экспериментально наблюдаемого сечения поведение сечения было промоделировано методом Монте-Карло. При этом случайным образом разыгрывалось положение резонансов, их спин и четность, а также нейтронные и α -ширины.

Сечение, случайно реализуемое при использованных значениях параметров в исследуемом интервале энергий нейтронов, вычислялось согласно выражению:

$$\langle \sigma_{n, \alpha} \rangle = \frac{\int \sigma(E) f(E) dE}{\int f(E) dE} = \frac{4 \cdot 10^{-18}}{F} \sum_{\ell, j, r} \frac{f(E_r)}{E_r} g(J) \frac{\Gamma_{nr}^\ell(E_r, J) \Gamma_{\alpha r}^\ell(J)}{\Gamma_r^\ell(J)}. \quad (5)$$

Здесь $F = \int \frac{f(E) dE}{\Delta E}$ — интегральный поток нейтронов (спектр

нейтронов после скандиевого фильтра $f(E)$ аппроксимировался гауссианом со средним значением 2 кэВ и 0,181 кэВ). И соответственно величины:

$$\Gamma_{nr}^\ell(E_r, J) = S^\ell D_r^\ell(J) \xi E_r^{1/2} \cdot v_\ell \cdot \epsilon_\ell(J) \quad \text{— нейтронная,}$$

$$\Gamma_{\alpha r}^{\ell}(J) = D^{\ell}(J) / 2 \sum_{i\ell} P_{\alpha i}^{\ell} \eta \quad - \text{альфа, и}$$

$$\Gamma_r^{\ell}(J) = \Gamma_{nr}^{\ell}(E_r, J) + \Gamma_{\delta}^{\ell} \quad - \text{полная ширина } r\text{-го резонанса.}$$

Здесь: S^{ℓ} — нейтронная силовая функция, $D^{\ell}(J) = \mu(2 + 1) D_{\text{набл}}^{\ell} / g(J)$ — расстояние между резонансами, μ — случайная величина, описываемая распределением Вигнера^{/17/}. ξ и η — случайные величины, описываемые распределением^{/2/}, $\nu \rho$ — проницаемость барьера, $\epsilon_{\ell}(J)$ — фактор Хаузера-Фешбаха.

На рис. 7 сплошными линиями показаны интегральные и дифференциальные (на вставке) распределения вероятности реализации сечения для средних значений, использованных в расчете параметров. Пунктирные кривые — соответствующие распределения для значений параметров, уменьшенных на величину стандартного отклонения. Стрелками показана экспериментальная верхняя оценка сечения.

Численное значение вероятности случайной реализации экспериментальной величины сечения даже для пунктирной кривой не превышает 10^{-4} . Уменьшение значений параметров на два стандартных отклонения не дает вероятность 0,006.

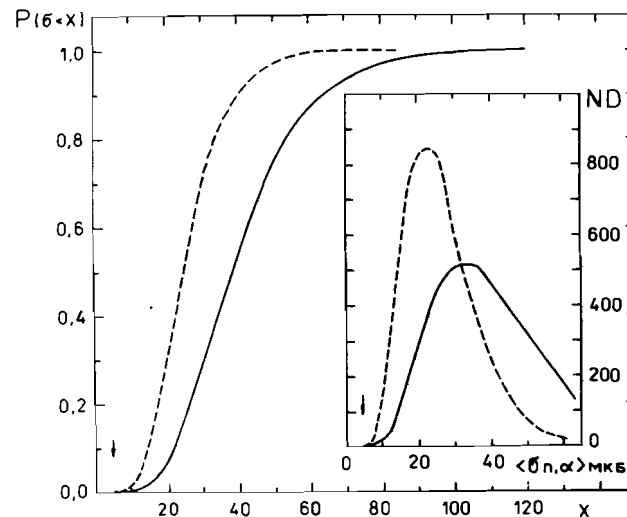


Рис. 7. Интегральные и дифференциальные (на вставке) распределения вероятности случайной реализации экспериментального значения сечения реакции $^{123}\text{Te}(p, \alpha)$ при средних значениях параметров (сплошная линия) и при значениях, уменьшенных на одно стандартное отклонение (пунктир). Стрелкой показано экспериментальное значение сечения.

Если исходить из справедливости статистической теории, то возможными причинами такого результата могут быть либо завышенные значения средней α -ширины или нейтронной силовой функции, либо заниженная величина среднего расстояния между уровнями. Наибольшую погрешность из указанных величин имеет средняя α -ширина, которая была получена как средневзвешенное значение из работ^{/14,2/}. В^{/14/} приведена величина $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle = (7 \pm 4)$ мкэВ, полученная усреднением по 7 резонансам. В работе^{/2/} величина $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle = (12 \pm 7)$ мкэВ получена путем измерения усредненных по резонансам сечений методом времени пролета. Сопоставление сечений реакции (n, α) , измеренных разными методами,^{/1,2,18/} обнаруживает более высокие (на 30 - 100%) значения сечений, измеренных методом времени пролета^{/2/} по сравнению с измерениями на фильтрованных пучках для 3 из 4 исследованных ядер. Аналогичная картина наблюдается также и при сопоставлении с результатами измерений усредненных сечений на пучке нейтронов со средней энергией 30 кэВ из реакции $^7\text{Li}(p, n)$ ^{/1/}.

Проведенный анализ свидетельствует о том, что, по-видимому, следует уменьшить рекомендуемое значение средней α -ширины ^{123}Te . Если исходить из 1% вероятности получения наблюдаемого нами значения сечения ^{123}Te при $E_n = 2$ кэВ, то величина $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$ не должна превышать 4 мкэВ.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.П.Попову за полезные обсуждения, Т.С.Зваровой за приготовление мишеней, А.Л.Кирилюку за помощь в измерениях, а также В.Д.Кулику и Г.В.Замыслову за подготовку камеры и участие в измерениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Попов Ю.П. и др. — ЯФ, 1980, т.32, вып.4, с.893.
2. Анджеевски Ю. и др. — ЯФ, 1980, т.32, вып.6, с.1192.
3. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, РЗ-13013, Дубна, 1980.
4. Попов Ю.П. и др. ОИЯИ, РЗ-82-774, Дубна, 1982.
5. Втюрин В.А. В кн.: "Нейтронная физика", 1984, ЦНИИатоминформ, М, т.2, с.342.
6. Kvitek J. et al. — UJF, 3303, F.Rez., 1974, p.8.
7. Андреев В.Н., Сироткин С.М. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1963, т.27, №10, с.1253.
8. Андреев В.Н., Сироткин С.М. — ЯФ, 1965, т.1, вып.2, с.252.
9. Антонов А.Д. и др. ОИЯИ, РЗ-86-344, Дубна, 1986.
10. Королев Г.А., Кочаров Г.Е. — Изв.АН СССР, сер.физ., 1960, т.24, №3, с.400.
11. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, РЗ-80-779, Дубна, 1980.
12. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, Р15-87-529, Дубна, 1987.
13. Mughabhab S.F. et al. Neutron Cross Sections, Vol.1, part A, N.Y., Academic Press, 1981.

14. Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, P3-11644, Дубна, 1978.
 15. Vtyurin V.A. et al. In.: Proc. of the Second International Symposium, Physics and Applikations, 1980, vol.6, p.423.
 16. Igo G. – Phys.Rev.Lett., 1958, 1, p.72.
 17. Ситенко А.Г. Теория ядерных реакций., М.: Энергоатомиздат, 1983, с.128.
 18. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, P3-87-568, Дубна, 1987.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1.2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	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.
Д1.2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р. 20 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 января 1988 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.