

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ438
В-46

P15 - 11639

4468/2-78

З.Вильгельми, Е.Пиотровски, Г.Шефлинска,
З.Шефлински

ИССЛЕДОВАНИЕ
РАДИАЦИОННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ
В ИЗОТОПАХ $71,73,75 \text{ As}$

1978

P15 - 11639

З.Вильгельми, Е.Пиотровски, Г.Шефлинска,
З.Шефлински

ИССЛЕДОВАНИЕ
РАДИАЦИОННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ
В ИЗОТОПАХ $71,73,75 \text{ As}$



Вяльгельми З. и др.

P15 - 11639

Исследование радиационной силовой функции в изотопах $^{71,73,75}\text{As}$

Реакции $^{70}\text{Ge}(p,\gamma)^{71}\text{As}$, $^{72}\text{Ge}(p,\gamma)^{73}\text{As}$, $^{74}\text{Ge}(p,\gamma)^{75}\text{As}$ исследованы для диапазонов энергий протонов 3,0 - 3,9 МэВ, 3,0 - 3,9 МэВ и 2,2 - 2,8 МэВ соответственно. Спектры гамма-лучей, измеренные для протонов различных энергий, суммировались при получении усредненных интенсивностей первичных гамма-лучей. Была разработана новая процедура извлечения радиационной силовой функции из усредненных интенсивностей. Поведение энергетической зависимости этой функции для энергий гамма-лучей 6 - 10 МэВ находится в хорошем согласии с данными, экстраполированными из области гигантского дипольного резонанса.

Усредненные относительные интенсивности гамма-лучей позволили нам установить величины спина и четности ряда уровней в изотопах мышьяка.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Wilhelmi Z. et al.

P15 - 11639

γ -Ray Strength Function in ^{71}As , ^{73}As , ^{75}As Isotopes

The $^{70}\text{Ge}(p,\gamma)^{71}\text{As}$, $^{72}\text{Ge}(p,\gamma)^{73}\text{As}$ and $^{74}\text{Ge}(p,\gamma)^{75}\text{As}$ reactions have been investigated in the 3,0-3,9, 3,0-3,9, 2,2-2,8 MeV proton energy range, respectively. The averaged spectrum of gamma rays, measured over these energy regions, allowed to obtain the γ -ray strength function for the odd arsenium isotopes ^{71}As , ^{73}As and ^{75}As . The study of the energy dependence of this function at gamma-ray energies of 6-10 MeV is in good agreement with data extrapolated from the giant resonance region.

The averaged relative γ -ray intensities allowed to establish the values of spin and parity of a number of levels in arsenium isotopes.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

I. Введение

Энергетическая зависимость вероятности электромагнитных переходов была неоднократно предметом исследований, однако только в некоторых областях энергий возбуждения эта информация достаточно полная. К ней относится область $E_\gamma \lesssim 2$ МэВ, богатая экспериментальными данными, касающимися переходов E1, M1 и E2 /1,2/, и область $E_\gamma \gtrsim 10$ МэВ, в которой собран обширный экспериментальный материал, относящийся к сечениям поглощения γ -квантов и параметрам гигантского дипольного электрического резонанса /3/. Между двумя вышеупомянутыми областями энергий возбуждения существует промежуточная область 2 МэВ $\lesssim E_\gamma \lesssim 10$ МэВ, наименее известная, хотя имеются экспериментальные данные по парциальным радиационным ширинам отдельных резонансов составного ядра /4/, при энергиях возбуждения, равных энергии отделения нейтрона.

Парциальная радиационная ширина является переменной величиной, сильно флуктуирующей в соответствии с распределением Портера-Томаса, и поэтому для описания поглощения и испускания γ -квантов вводится радиационная силовая функция (РСФ) /5/. Радиационная силовая функция - это приведенная средняя парциальная

радиационная ширина, нормированная на единицу энергии возбуждения. В отличие от парциальных радиационных ширин отдельных резонансов или вероятности переходов между двумя уровнями РСФ, как усредненная величина, не должна зависеть от структурных эффектов названных уровней, а только от энергии перехода.

Для полного описания ядерных реакций необходимо знание процессов, определяющих поглощение и испускание как частиц, так и γ -квантов. РСФ играет такую же роль в описании радиационных каналов ядерной реакции, как и коэффициенты проницаемости для описания каналов, связанных с поглощением и испусканием частиц.

Эксперимент отличает РСФ для поглощения γ -квантов, обозначенной дальше через \overrightarrow{f} , РСФ, описывающей испускание - \overleftarrow{f} . На рис. I схематически показаны выбранные радиационные процессы и связанные с ними варианты радиационной силовой функции. Поглощение γ -квантов с низколежащего состояния, а практически - с основного состояния в группу уровней, лежащих вблизи энергии возбуждения E_λ , описывает $\overrightarrow{f_{0\lambda}}$ ($E_\gamma = E_\lambda$) (рис. Ia). Процесс испускания γ -квантов из группы состояний при энергии возбуждения E_λ на низколежащие состояния описывает РСФ для эмиссии $\overleftarrow{f_{0\lambda}}$ ($E_\gamma = E_\lambda$) - испускание при переходе на основное состояние, $\overleftarrow{f_{i\lambda}}$ ($E_\gamma = E_\lambda - E_i$) - испускание при переходе на состояние с энергией E_i (рис. Ib, Ic).

Абстрагируясь от способа получения РСФ для радиационного перехода типа χL (электрический, либо магнитный, мультипольности L) между группой состояний со спином и четностью J^π ,

лежащих при энергии E_λ , и состояниями при энергии E_i , РСФ можно записать в виде: /5/

$$f_{i\lambda\chi L}^{J^\pi}(E_\gamma) = \frac{\langle \Gamma_{i\lambda\chi L}^{J^\pi} \rangle \rho_{J^\pi}(E_\lambda)}{E_\gamma^{2L+1}}, \quad (I)$$

где $E_\gamma = E_\lambda - E_i$ - энергия перехода,
 $\langle \Gamma_{i\lambda\chi L}^{J^\pi} \rangle$ - парциальная радиационная ширина для перехода типа χL , усредненная по большому числу состояний со спином и четностью J^π , лежащих при энергии E_λ ,

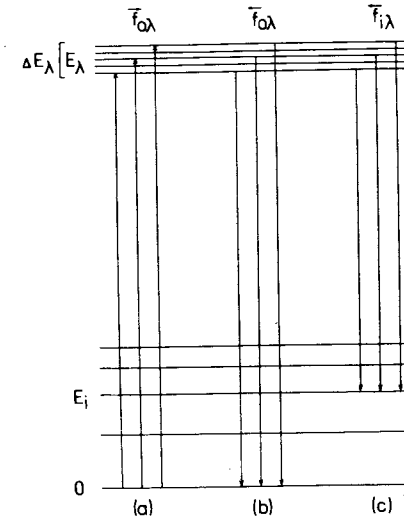


Рис. I. Схематическое изображение процессов, описываемых РСФ при поглощении (a), а (b) и (c) для испускания γ -квантов на основное состояние и состояние с энергией возбуждения E_i , соответственно. Индекс λ относится к группе уровней с одинаковым спином и четностью, индекс i нумерует низколежащие состояния.

$\rho_{J\pi}(E_\lambda)$ — плотность уровней с определенной величиной J и π при энергии возбуждения E_λ ,
 E_γ^{2L+1} — фактор, который делает независимой парциальную радиационную ширину от энергии перехода.

Самый простой способ получения величины РСФ основан на извлечении из экспериментальных данных по сечениям захвата γ -квантов (см. разд. 2). Богатый экспериментальный материал, относящийся к захвату γ -квантов в области энергий выше энергии связи нейтрона /6/ обычно с 10 до 30 МэВ, позволяет автоматически извлечь РСФ в этом диапазоне.

Полученную таким образом РСФ можно применять для описания процессов испускания γ -квантов с высоковозбужденных состояний на основное, можно также описать переходы на отличные от основного состояния, однако необходимо учитывать еще одно требование, а именно: чтобы процесс испускания γ -квантов в переходах на низколежащие состояния описывался РСФ с той самой энергетической зависимостью, что и РСФ для поглощения γ -квантов с основного состояния.

Это требование, известное под названием гипотезы Бринка /7/, еще ждет своего экспериментального подтверждения. Чтобы проверить сущность гипотезы Бринка, надо показать, что энергетические зависимости $\overline{f_{i\lambda}}(E_\gamma)$ и $\overline{f_{o\lambda}}(E_\gamma)$ для любого значения i и λ идентичны в диапазоне энергий $0 \leq E_\gamma \leq E_\lambda$. Однако до сих пор никто не доказал этого экспериментальным путем, хотя серьезным аргументом в пользу справедливости гипо-

тезы Бринка являются результаты, полученные группой из Стэнфорда /8,9/, для реакции радиационного захвата протонов ядрами ^{11}B и ^{89}Y . В кривых возбуждения для обеих реакций (ρ, γ_0) и (ρ, γ_1) наблюдаются сильные максимумы, характерные для гигантского резонанса. При этом максимум для реакции (ρ, γ_1) сдвинут по сравнению с положением максимума в реакции (ρ, γ_0) на величину, равную энергии возбуждения первого состояния.

Надо подчеркнуть, что модельно независимые рассуждения, приведенные в работе Розенцвайга /10/, показывают, что центры тяжести дипольных силовых функций, связанных с состояниями основным и возбужденным с энергией \mathcal{E} , сдвинуты относительно друг друга на величину, равную энергии возбуждения \mathcal{E} . Упомянутые работы, экспериментальные /8,9/ и теоретическая /10/, хотя не дают полного подтверждения гипотезы Бринка, однако могут служить указанием на ее правильность.

В свете вышеперечисленных фактов, естественно, возникает вопрос: какова энергетическая зависимость силовой функции в области энергии $E_\gamma \leq 10$ МэВ? Ответ может быть получен только из эксперимента.

Анализ спектров, полученных в реакциях радиационного захвата нуклонов, приводит к определению вида РСФ в диапазоне энергий γ -квантов ниже порога испускания нейтрона (см. разд. 2). Кроме того, интенсивности γ -переходов, усредненные в диапазоне энергий возбуждения, включающем число уровней, достаточное для уменьшения вклада от флуктуаций Портера-Томаса /11/ до величины статистической ошибки, зависят от спина и четности уровня, заселяемого в данном переходе, и энергии перехода /12,13/. На основе вышеупомянутой зависимости можно определить квантовые характеристики уровней конечного ядра.

Выбирая реакцию радиационного захвата протонов как средство исследования РСФ, надо было одновременно определить область ядер, где опыты такого типа могут дать положительные результаты.

Для ядер из области массовых чисел $A = 70 + 90$ сечения реакции радиационного захвата протонов составляют величину порядка нескольких мбарн для $E_p \approx 3$ МэВ, и могут быть легко измеримы даже германиевым детектором с высоким энергетическим разрешением. Открывание канала с испусканием нейтрона значительно уменьшает сечение в радиационном канале. Этот факт необходимо учитывать при выборе диапазона энергии протонов и ядра мишени для исследований.

Целью настоящей работы является определение РСФ для нечетных изотопов $^{71,73,75}\text{As}$ и квантовых характеристик уровней, в особенности для $^{71,73}\text{As}$, которые сравнительно плохо изучены. Настоящая работа является частью более широкой программы исследования РСФ в диапазоне массовых чисел $A = 70 + 90$.

2. Теоретическое описание

Радиационная парциальная ширина определенных высоковозбужденных состояний является случайной переменной и хорошо описывается распределением χ^2 с одной степенью свободы, называемым распределением Портера-Томаса /II/. Значение РСФ, выражаемое через парциальную радиационную ширину соотношением (I), при определении из эксперимента обладает ошибкой, связанной с флуктуациями этого распределения

$$\Delta f = f \sqrt{2/n}, \quad (2)$$

где n - число уровней в области усреднения.

Статистическая модель ядерных реакций позволяет найти связь между сечением поглощения электрических дипольных γ -квантов и силовой функцией дипольных переходов. (При дипольной РСФ мы не будем указывать индекса EI). Следуя работе Бартоломео и др. /5/, эту связь можно выразить в виде:

$$f_{\text{ол}}(E_\gamma) = 8.68 \times 10^{-8} \frac{\langle \sigma_{\gamma\alpha}(E_\gamma) \rangle}{E_\gamma} [\text{МэВ}^{-3}], \quad (3)$$

где $\langle \sigma_{\gamma\alpha}(E_\gamma) \rangle$ - усредненное сечение для поглощения γ -квантов в мбарнах. Эта формула позволяет определить абсолютную величину РСФ для тех энергий γ -квантов, где сечения поглощения их известны. Эти сечения обычно измерены в области гигантского дипольного резонанса, т.е. $10 \text{ МэВ} < E_\gamma < 30 \text{ МэВ}$. Используя РСФ для испускания γ -квантов $\bar{f}_{i\lambda}(E_\gamma)$, при описании радиационного захвата протонов, можно формулу Хаузера-Фешбаха записать в следующем виде:

$$\sigma(p, \gamma_i) = \pi \lambda^2 \sum_{l_c, j_p, l_p} \frac{2I_c + 1}{2(2I + 1)} \frac{T_{p'l_p j_p}^{I_c} 2\pi E_\gamma^{3+I_c} \bar{f}_{i\lambda}^{I_c}(E_\gamma)}{\sum_p T_{p'l_p j_p}^{I_c} + \sum_j^{\text{EX}} \beta_j (E_\lambda - E_p) E_\gamma^3 \bar{f}_{i\lambda}^{I_c}(E_\gamma) dE_\gamma}, \quad (4)$$

где λ - длина волны падающего нуклона, деленная на 2π ,
 I - спин ядра мишени,
 I_c - спин составного ядра,
 j_p, l_p - спин и орбитальный момент во входном канале,
 j_p', l_p' - спин и орбитальный момент в конкурирующем канале, связанном с испусканием протонов,
 $\bar{f}_{i\lambda}^{I_c}$ - радиационная силовая функция для испускания дипольного γ -кванта при переходе из состояния с энергией E_i в состояние с энергией E_λ .

$T_p, T_{p'}$ – коэффициенты проницаемости для протонов,
 $\rho_j(E_\lambda - E_\gamma)$ – плотность уровней со спином J' при энергии
 возбуждения $E^* = E_\lambda - E_\gamma$.

Выражение (4) позволяет непосредственно вычислить интен-
 сивность переходов на определенные низколежащие состояния, но
 для этого необходимо принять конкретный вид силовой функции
 $\overline{f}_{i\lambda}(E_\gamma)$. Сопоставление вычисленных таким образом относительных
 интенсивностей с результатами измерений может служить тестом
 правильности выбранной $\overline{f}_{i\lambda}(E_\gamma)$.

Энергетическую зависимость РСФ можно найти из анализа
 интенсивности переходов на определенные уровни j и K с
 одинаковой величиной спина и четности J^π . Согласно выраже-
 нию (4), такое отношение должно быть равно:

$$\frac{\langle \sigma(p, \gamma_j) \rangle}{\langle \sigma(p, \gamma_K) \rangle} = \frac{\overline{f}_{i\lambda}(E_{\gamma_j})}{\overline{f}_{i\lambda}(E_{\gamma_K})} \left(\frac{E_{\gamma_j}}{E_{\gamma_K}} \right)^3 \quad (5)$$

Получение абсолютных величин силовой функции может быть выпол-
 нено посредством экстраполяции из области энергий, где эти
 величины измерены в других экспериментах (например, из области
 гигантского резонанса).

Употребляемая в выражениях (4) и (5) РСФ, как функция
 энергий перехода $f_{i\lambda}^c(E_\gamma)$, не зависит ни от положения
 состояний λ и i , между которыми следует переход, ни от
 квантовых характеристик исходного состояния, а это означает,
 что здесь используется предположение о справедливости гипотезы
 Бринка. Используя для теоретических расчетов только силовую
 функцию для дипольных переходов, предполагаем, что вкладом от
 переходов других мультипольностей можно пренебречь. Опыт дол-
 жен рассудить, окажутся ли эти предположения правильными.

3. Описание эксперимента

Мишени из разделенных изотопов ^{70}Ge , ^{72}Ge , ^{74}Ge , обога-
 щенных до 96,2%, 98,2%, 98,8%, соответственно, изготавливались
 методом испарения в вакууме на тонкие (~0,2 мм) танталовые
 подложки. Перед извлечением из вакуума мишень покрывалась тон-
 ким слоем золота ($25 \pm 5 \mu\text{г}/\text{см}^2$) для предохранения её от окис-
 ления. Такое покрытие золотом обеспечивало улучшение теплоот-
 вода с мишени через излучение.

Измерения высокоэнергетических γ -квантов были выполнены
 с помощью Ge (Li) детектора объемом 37 см^3 (энергетическое
 разрешение ~3,1 кэВ для фотонов с энергией 1332,5 кэВ). Герма-
 ниевый детектор располагался под углом 90° по отношению к пучку
 протонов. Мишень от детектора отделял слой свинца толщиной $5,1$
 $\text{г}/\text{см}^2$ для поглощения низкоэнергетических γ -квантов. Водяное
 охлаждение позволяло работать при токах на мишень до 10 мкА
 без заметного изменения выхода.

Определение эффективности и энергетическая калибровка
 выполнены по реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ посредством измерения
 спектра γ -линий при хорошо известном резонансе 992 кэВ /I4/.
 Измерение γ -спектров для каждого из исследованных изотопов
 проведено для 40 + 50 значений энергии протонов с шагом измене-
 ния 15 + 18 кэВ в диапазоне энергий, указанном в таблице I.
 Интервал энергий выбирался таким образом, чтобы с одной стороны,
 при самой высокой энергии не открывался канал с испусканием
 нейтронов, а с другой – чтобы число уровней, исследуемых в ука-
 занном диапазоне, уменьшало вклад от флуктуаций Портера-Томаса в
 интенсивности перехода ($\frac{\Delta f}{f}$) до величины статистической ошибки

измерения, т.е. ~ 5%. Подробности, относящиеся как к самому эксперименту, так и к способу обработки данных, описаны в нашей предыдущей работе /13/.

Таблица I.

Реакции	Толщина мишени $\mu\text{г}/\text{см}^2$	Интервал энергий протонов (МэВ)	Средняя энергия возбуждения E_λ (МэВ)	$\frac{\Delta f}{f}$ (%)	$\langle \sigma(p, \gamma_0) \rangle$ [$\mu\text{б}\cdot\text{а}\cdot\text{р}\cdot\text{н}$]
$^{70}\text{Ge}(p, \gamma)^{71}\text{As}$	150 ± 12	3,0 - 3,9	8,0	4,1	17 ± 2
$^{72}\text{Ge}(p, \gamma)^{73}\text{As}$	200 ± 12	3,0 - 3,9	9,1	2,5	15 ± 2
$^{74}\text{Ge}(p, \gamma)^{75}\text{As}$	148 ± 11	2,2 - 2,8	9,4	2,6	14 ± 2

4. Результаты измерений

Усредненный в исследуемом интервале энергий протонов γ -спектр был получен путем суммирования отдельных измеренных спектров, со сдвигом, соответствующим изменению энергий протонов /13/. Из полученного таким способом спектра определены относительные интенсивности переходов на низколежащие уровни изотопов и найдены соответствующие сечения для перехода на основное состояние $\langle \sigma(p, \gamma_0) \rangle$. Эти сечения $\langle \sigma(p, \gamma_0) \rangle$ приведены в последней колонке таблицы I. На рис. 2а, 2б, 2с показаны измеренные интенсивности переходов как функции средней энергии γ -квантов. Сплошной линией обозначены результаты теоретических расчетов, основанных на формуле (3), в которой приме-

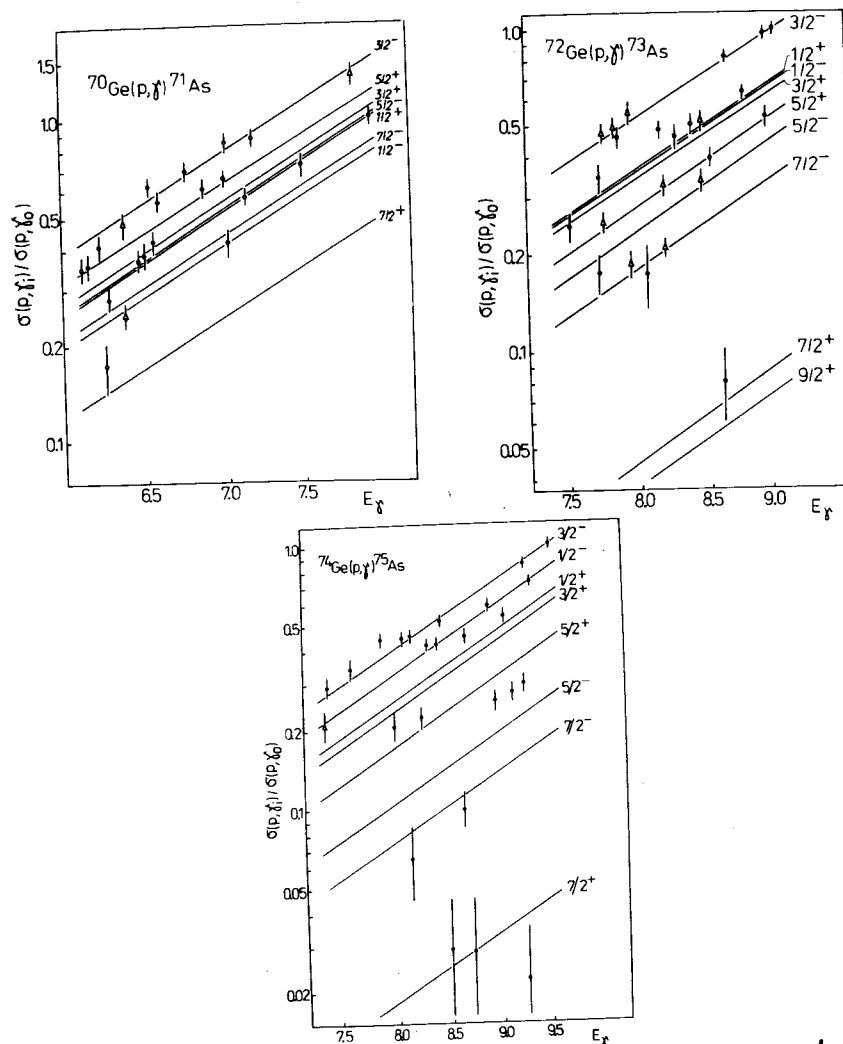


Рис. 2. Относительные интенсивности переходов в изотопах As. Обозначения: Δ - интенсивности переходов, неразрешаемых в настоящем эксперименте; — — теоретические вычисления, основанные на формулах Хаузера-Фешбаха.

нена РСФ лоренцовской формы, экстраполированная из области гигантского резонанса, и коэффициенты для протонов T_{lj} , вычисленные на основе оптической модели с параметрами Бекетти-Гринлиса /15/. Плотность уровней вычислялась по формуле Камерона /16/.

Критерием, по которому проводились определения значений спина в настоящем эксперименте, служило согласие вычисленной и измеренной относительной интенсивности γ -переходов.

Рис. 3 показывает схему уровней для изотопов As вместе с обозначенными интенсивностями переходов на низколежащие уровни, наблюдаемые в настоящем эксперименте. В тех случаях, когда переходы на два близлежащих уровня экспериментально не разрешались, около энергии уровня поставлен индекс D. Приведенная в таких случаях интенсивность обозначает суммарную величину. Приписанные уровням значения квантовых чисел J^π , на основе анализа интенсивностей, указаны с левой стороны каждого из рисунков. Там, где это было возможно, суммарные интенсивности переходов на близлежащие уровни разделены на основе известных к настоящему времени литературных данных /17 + 23/, чтобы можно было приписать значения J^π составляющим дублета.

Таблица 2 позволяет сравнить величины энергий, спина и четности, полученные в настоящей работе, с соответствующими величинами из работ других авторов. Хорошее совпадение наших результатов с данными этих работ служит дополнительным подтверждением эффективности метода усредненной спектроскопии.

В ^{71}As , который является наименее исследованным из всех изотопов, было идентифицировано 8 уровней, не наблюдавшихся

Таблица 2а.

Результаты определения спинов и четностей уровней ^{71}As .

№	Данные настоящей работы		Распад ^{81}Se I3)		^{70}Ge ($^3\text{He}, d$) I7)	
	E (кэВ)	J, π	E (кэВ)	J, π	E (кэВ)	J, π
0	0	5/2 ⁻			0	5/2 ⁻
I	I47	3/2 ⁻	I47,2	$\pi = -$	I46	I/2 ⁻ , 3/2 ⁻
I		3/2 ⁻				
2	508	5/2 ⁻				
3	83I	3/2	87I, I	$\pi = -$	830	I/2 ⁻ , 3/2 ⁻
4	87I	5/2 ⁻				
5	990	7/2 ⁻ , I/2 ⁻	978,4	$\pi = -$	I004	I/2 ⁻ , 3/2 ⁻ 9/2 ⁺
6	994	3/2 ⁻				
7	I008	5/2 ⁺	I243,2	$\pi = -$	I138	5/2 ⁺
8	I132	5/2 ⁺				
9	I247	3/2 ⁻				
I0	I4I6	3/2 ⁻	I422		I422	I/2 ⁻ , 3/2 ⁻
II	I446	3/2 ⁺ , I/2 ⁺ , 5/2 ⁻				
I2	I469	3/2	I544		I544	I/2 ⁺
I3	I493	3/2 ⁺ , I/2 ⁺ , 5/2 ⁻				
I4	I537	I/2 ⁺	I609		I609	I/2 ⁻ , 3/2 ⁻
I5	I6I3	3/2 ⁻				
I5		I/2 ⁻ , 7/2 ⁻	I702			
I6	I702	7/2				
I7	I735	7/2 ⁺	I758			
I8	I758	3/2 ⁻ , 5/2 ⁺				
I9	I83I	5/2 ⁺	I853			
20	I853	5/2 ⁺				

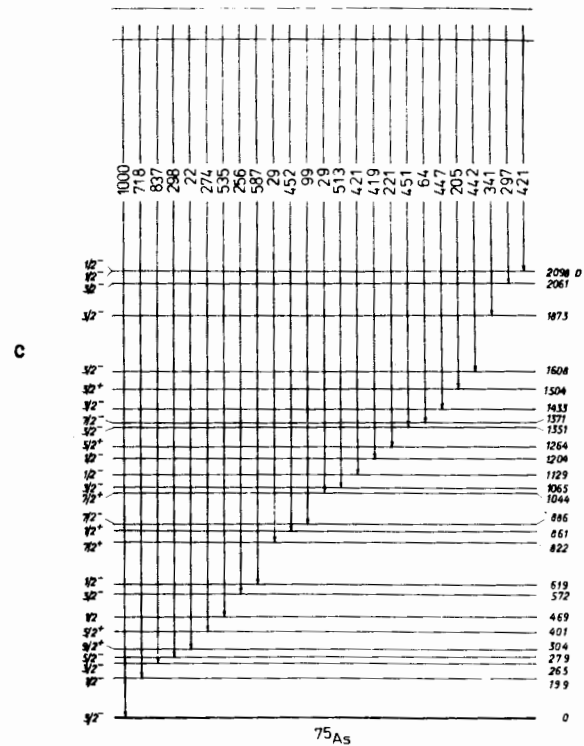
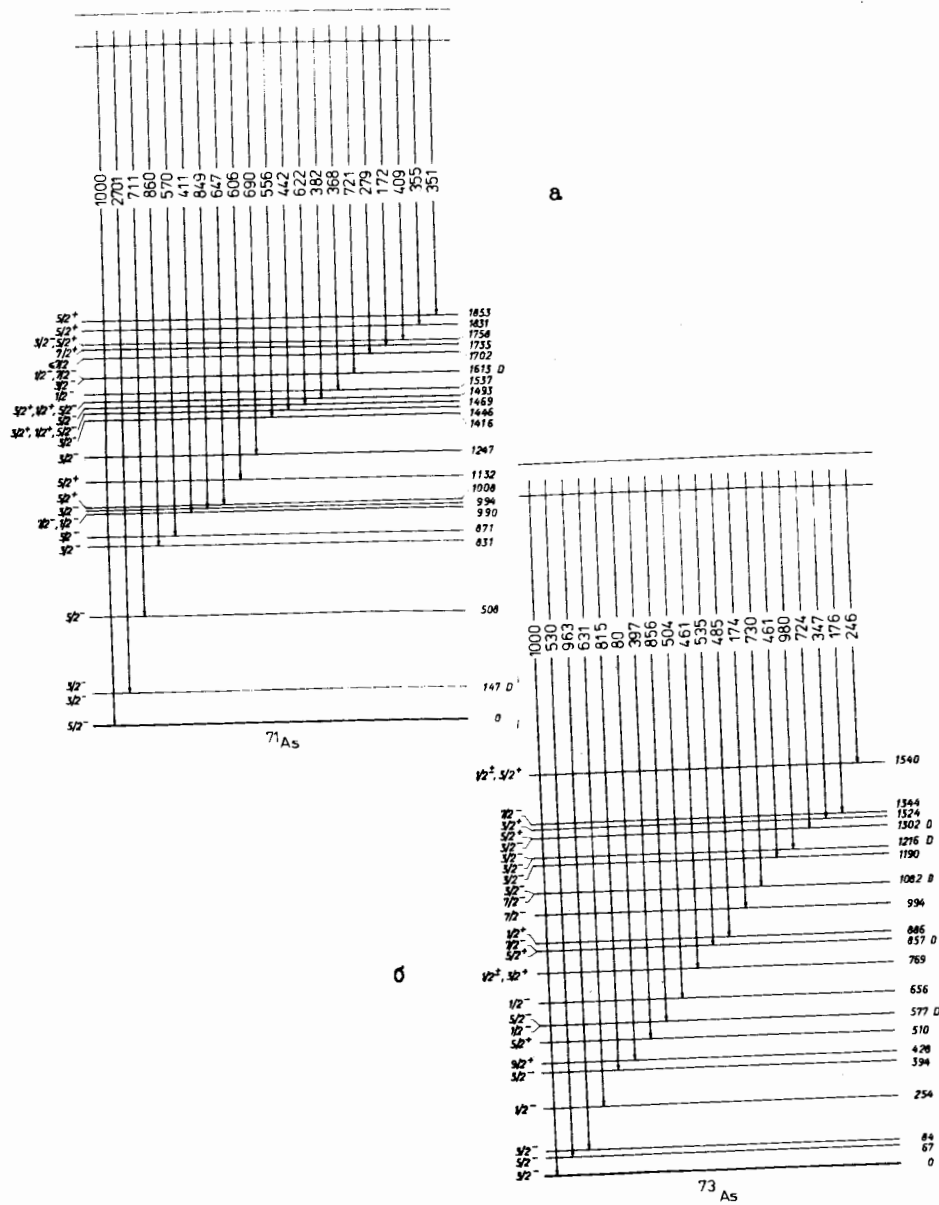


Рис. 3 а - схема уровней изотопа ^{71}As . Показаны приписанные уровням квантовые числа J^π и энергии уровней в кэВ. Уровни, неразрешаемые в настоящем эксперименте, обозначены индексом D. Стрелками и цифрами указаны γ -переходы и соответствующие им относительные интенсивности ($I / I_0 \times 10^3$).

б - схема уровней изотопа ^{73}As .

с - схема уровней изотопа ^{75}As .

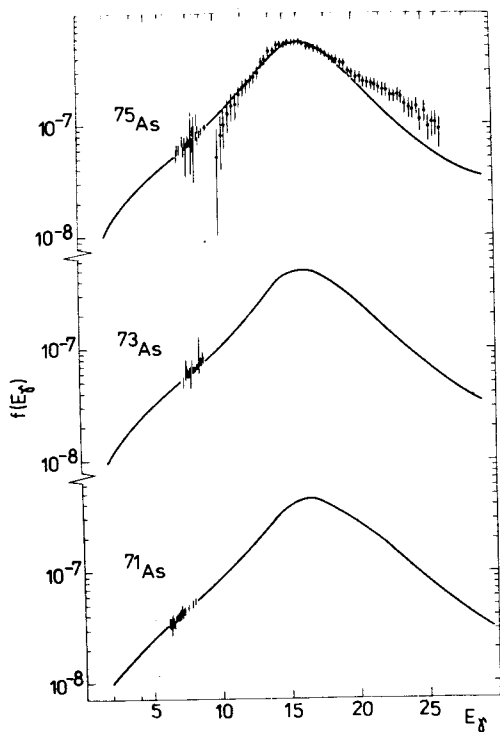


Рис. 4. Радиационная силовая функция для изотопов As . Энергия γ -квантов указана в МэВ, значения РСФ - в единицах МэВ⁻³.

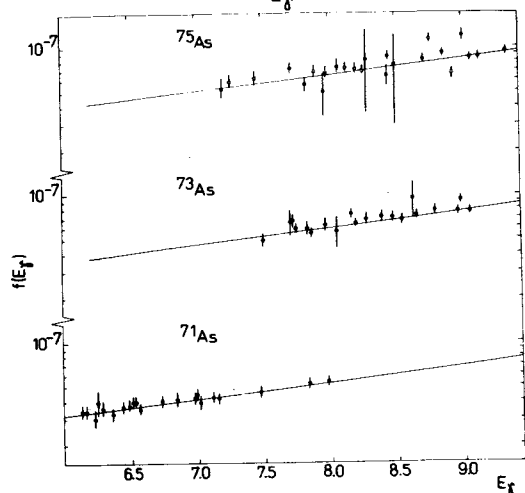


Рис. 5. Радиационная силовая функция для изотопов As .

до сих пор в других работах. Всем им были приписаны значения спинов и четностей (таблица 2а). Заслуживает внимания первый возбужденный уровень, наблюдаемый при энергии 147 кэВ. Измеренная интенсивность γ -перехода на этот уровень аномально высока и не укладывается ни в одну из линий теоретических расчетов. Половина измеренной интенсивности, с точностью до статистической ошибки, ложится на линию $3/2^-$, что указывает на существование двух уровней вблизи энергий 147 кэВ и спином $3/2^-$ каждый. Это подтверждает предположение, содержащееся в работе /24/, о существовании двух уровней 143,2 кэВ и 147,3 кэВ.

В ^{73}As наблюдаются три до сих пор не известных уровня с энергиями 1180, 1216 и 1540 кэВ (таблица 2б). В десяти случаях из двух возможных значений спина настоящий эксперимент указывает на выбор одной из них.

В ^{75}As , наиболее детально исследованном до сих пор изотопе, новые уровни не были найдены нами. Приписанные величины в настоящей работе в ряде случаев отличаются от значений, предложенных другими авторами. Уровням с энергиями 619 и 1204 кэВ приписаны спины $1/2^-$, в то время как в работе Маррея и др. /22/ приведены, соответственно, $3/2^-$ и $3/2^-$. Для других уровней при энергиях 1433 и 1606 кэВ в настоящей работе даются величины спинов $3/2^-$, в то время как в работе /22/ определены значения спинов $1/2^-$. Интенсивности γ -переходов на уровни со спинами $3/2^-$ и $1/2^-$ должны мало отличаться (рис.1с), поэтому возможно различное определение спинов. Уровням с энергией 822 кэВ приписан спин $7/3^+$, хотя это не согласуется с известными до сих пор результатами работ /21,22/, предполагающими спин $7/2^-$. Интенсивность перехода

Результаты определения спинов и четностей уровней ^{73}As . Таблица 2б.

№	Данные настоящей работы		$^{72}\text{Ge}(^3\text{He}, d)^{73}\text{As}^{(19)}$		$^{73}\text{Ge}(p, n)^{73}\text{As}^{(20)}$	
	E (кэВ)	J, π	E (кэВ)	J, π	E (кэВ)	J, π
0	0	$3/2^-$	0	$(3/2)^-$	0	$3/2^-$
I	67	$5/2^-$	67	$(5/2)^-$	67	$5/2^-$
2	84	$3/2^-$	84,5	$\pi = -$	85	$3/2^-, (1/2)^-$
3	254	$1/2^-$	254,0	$1/2^-, 3/2^-$	254,0	$1/2^-, (3/2^-)$
4	394	$3/2^-$	393,6	$\pi = -$	393,3	$3/2^-, (1/2^-)$
5	428	$9/2^+$	428,1	$(9/2)^+$	428	$9/2^+$
6	510	$5/2^+$	509,8	$(5/2)^+$	510,5	$5/2^+$
7	577	$1/2^-$	575,1	$(1/2, 3/2)^-$	574	$1/2^-, (3/2^-)$
7	577	$5/2^-$	578	$5/2^-, 7/2^-$	577,5	$5/2^-, (5/2^+)$
8	656	$1/2^-$	655	$\pi = -$	655	$1/2^-, (3/2^-)$
9	769	$1/2, 3/2^+$	769,8	$(1/2, 3/2)$	770	$5/2$
10	857	$5/2^+$	850,5		850,4	$5/2$
10	857	$7/2^-$	860		860	$7/2^-, (7/2^+)$
11	886	$1/2^+$	886	$1/2^+$		
12	994	$7/2^-$	994		994	$7/2^-, (7/2^+)$
13		$7/2^-$	1078		1078	$7/2(1/2, 3/2)$
13	1082	$3/2^-$	1087		1087	$1/2, 3/2$
14	1180	$3/2^-$				
15	1216	$3/2^-$	1218	$1/2^-, 3/2^-$	1221	$7/2$
16	1302	$3/2^-$	1293,5			
16	1302	$5/2^+$	1300,0		1303	$1/2, 3/2$
17	1324	$3/2^+$	1325	$3/2^+, 5/2^+$	1324	$5/2^+$
18	1344	$7/2^-$	1345		1344	$7/2$
19	1540	$1/2, 3/2^+$				

Результаты измерения спинов и четностей уровней ^{75}As . Таблица 2с.

№	Данные настоящей работы		$^{74}\text{Ge}(p, \gamma)^{75}\text{As}^{(21)}$	$^{75}\text{As}(n, n')^{75}\text{As}^{(22)}$	$^{75}\text{As}(\gamma, \gamma')^{75}\text{As}^{(23)}$	
	E [КэВ]	J, π	E [КэВ]	J, π	E [КэВ]	
0	0	$3/2^-$	0	$3/2^-$	0	$3/2^-$
I	199	$1/2^-$	199,3	$1/2^-$	198,8	189
2	265	$3/2^-$	264,9	$3/2^-$	264,8	265
3	279	$5/2^-$	278,7	$5/2^-$	279,8	
4	304	$9/2^+$	304,1	$9/2^+$	303,8	
5	401	$5/2^+$	404,4	$5/2^+$	400,7	404
6	469	$1/2^+, 1/2^-$	468,6	$(1/2^-)$	468,8	468
7	573	$5/2^-$	572,6	$5/2^-$	572,2	568
8	619	$1/2^-$	619,1	$(1/2^-, 3/2^-)$	618,1	618
9	822	$7/2^+$	822	$7/2^-$	822,2	
10	861	$1/2^+$			860,8	
11	886	$7/2^-$			886,3	
12	1044	$7/2^+$	1044,0	$(7/2)$	1043,8	
13	1075	$3/2^-$	1077,0		1075,5	1076
14	1129	$1/2^-$	1128,6	$(1/2^-, 3/2^-)$	1128,5	1134
15	1204	$1/2^-$	1204,5	$(1/2^-, 3/2^-)$	1204,5	1203
16	1264	$3/2^+, 5/2^+$	1262		1262	1262
17	1351	$3/2^+, 5/2^+$	1351,3		1350,0	1355
18	1371	$7/2^-$	1371,4	$(1/2^-, 3/2^-)$	1371,4	
19	1433	$3/2^+$	1431,7		1432,4	1432
20	1504	$3/2^+$	1504		1503,0	1505
21	1606	$3/2^-$	1606		1607,9	1607
22	1874	$3/2$	1874		1872	1872
23	2069	$3/2$	2061		2064	2064
24	2102	$1/2$	2088	$(1/2, 3/2)$	2097	2097
24		$1/2$				

на уровень $7/2^-$ должна быть почти в 4 раза выше, хотя большая ошибка в определении интенсивности не исключает значения спина $7/2^-$.

Как уже говорилось в разделе 2, РСФ можно вычислить на основе анализа спектров γ -квантов, испускаемых при радиационном захвате протонов. Для определения этой величины, как следует из уравнения (1), необходимо проводить усреднение по многим уровням (уравнение (2)). Для определения РСФ с точностью, меньшей 5%, необходимо усреднение не меньше, чем по 10^3 уровней.

Уравнение (5), введенное в разделе 2, дает рецепт для получения относительных величин РСФ из измеренных относительных сечений для испускания γ -квантов на уровни конечного ядра с тем же самым спином и четностью. Регистрируемые в настоящем эксперименте γ -переходы идут на уровни конечного ядра со спинами в пределах $1/2 \leq J \leq 9/2$. Если уравнение (5) должно включать все переходы, а не только переход на уровни с одним избранным значением J^π , необходима коррекция с помощью фактора $c_{J\pi}$, определяемого как:

$$c_{J\pi} = \frac{\delta_{p,\gamma_0}^{T\pi}(E_\gamma = E_\lambda, J_0 \pi_0)}{\delta_{p,\gamma}^{T\pi}(E_\gamma = E_\lambda, J\pi)} \quad (6)$$

$c_{J\pi}$ — представляет собой отношение парциальных сечений (вычисленных теоретически), относящихся к уровням со спинами

$J_0 \pi_0$ и $J\pi$ с испусканием γ -квантов с энергией, равной энергии возбуждения составного ядра. В таком случае уравнение (5) принимает вид:

$$\bar{f}_{i\lambda}(E_{\gamma i}) = c_{J\pi} \bar{f}_{0\lambda}(E_{\gamma 0}) \left(\frac{E_{\gamma 0}}{E_{\gamma i}} \right)^3 \frac{\langle \sigma(p, \gamma i) \rangle}{\langle \sigma(p, \gamma 0) \rangle}, \quad (7)$$

где $E_{\gamma 0}, E_{\gamma i}$ — средняя энергия γ -перехода на основное состояние и состояние, лежащее при энергии E_i ,
 $\frac{\langle \sigma(p, \gamma i) \rangle}{\langle \sigma(p, \gamma 0) \rangle}$ — относительное сечение реакции радиационного захвата протонов (которое равно относительной интенсивности переходов, указанных на рис. 2a, b, c).

В выражении (7) $\bar{f}_{0\lambda}(E_{\gamma 0})$ является нормирующим множителем. Если подставить $\bar{f}_{0\lambda}(E_{\gamma 0}) = \bar{f}_{0\lambda}(E_\gamma = E_\lambda)$, т.е. заменить РСФ для испускания через величины, известные из других экспериментов, например, экстраполируемой из области гигантского резонанса к энергии $E_\gamma = E_{\gamma 0}$, то выражение (7) даёт нам абсолютные величины. Вычисленные таким образом величины РСФ для указанных изотопов A_6 приведены на рис. 4. Указанные ошибки включают статистические ошибки и ошибки из-за флуктуации Портера-Томаса, но не учитывают ошибок метода, связанного с точностью определения фактора $c_{J\pi}$, вычисляемого на основе формулы (4). При этом используются коэффициенты проницаемости, полученные из оптической модели с параметрами Бекетти-Гринлиса, но глубина мнимой части потенциала уменьшена до 6 МэВ. Такая процедура рекомендуется в работах, посвященных исследованию сечений реакции (p, n) на ядрах $A = 50 + 80$ и энергий протонов $2 + 5$ МэВ /25 + 28/.

Сплошной линией на рис. 4 показаны величины РСФ $\bar{f}_{0\lambda}(E_\gamma)$, экстраполированные из области гигантского резонанса. Величины РСФ вычислены с помощью выражения (3) с использованием сечения для поглощения дипольных γ -квантов $\langle \sigma_{\gamma abs}(E_\gamma) \rangle$, соответствующего предположению о существовании двух изоспиновых

составляющих гигантского дипольного резонанса, $T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$, (T_0 - изоспин основного состояния)

$$\sigma_{\gamma abs} = 38 \frac{NZ}{A} \sum_{i=1}^2 \frac{D_i \Gamma_i E_i^2}{(E_i^2 - E_0^2)^2 + \Gamma_i^2 E_i^2} \quad (8)$$

$E_1, E_2, \Gamma_1, \Gamma_2$ - соответственно положения и ширины изоспиновых составляющих, относительный вклад которых в сечение для поглощения γ -квантов описывается индексами D_1 и D_2 /29/.

При этом имеем:

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{1}{T_0} \frac{1 - 1,5 \times A^{-2/3}}{1 + 1,5 \times A^{-2/3}} \quad \text{и} \quad D_1 + D_2 = 1. \quad (9)$$

Величина энергетического расщепления двух относительных вкладов гигантского резонанса $E_2 - E_1$ найдена при помощи формулы, цитируемой в работе Акиза и др. /30/.

$$E_2 - E_1 = \frac{T_0 + 1}{T_0} U_D, \quad (10)$$

где $U_D = 60 T_0 / A$.

Из-за того, что для ядер из области $A \sim 80$ полное сечение для поглощения γ -квантов совпадает с величиной, определенной классическим правилом сумм для излучения Е1, приведенным в работе /31/, можно формулу (8) использовать для нахождения РСФ. РСФ, вычисленная с помощью формул (3) и (8), использовалась во всех наших теоретических вычислениях.

Тот факт, что все экспериментальные данные, соответствующие переходам на основные состояния рассматриваемых нами ядер, лежат точно на сплошных кривых, является, очевидно, следствием принятой нормировки.

Более выразительным будет то, что все экспериментальные данные в пределах статистических ошибок укладываются на эти

кривые. Необходимо подчеркнуть, что экспериментальные данные, касающиеся переходов на уровни со спинами и четностями, равными спинам и четностям основного состояния, имеют особенно большую важность, поскольку их положения не зависят от параметров теоретических вычислений (для этих уровней $s_{j\pi} = 1$).

На рис. 5 приведен перечень экспериментальных величин РСФ и вид их зависимостей, вычисленных с помощью формул (3) и (8).

Для ^{75}As , кроме экспериментальных данных из настоящей работы, указаны также величины РСФ для области энергий 10 + 30 МэВ, определенные на основании измеренных Берманом и др. /32/ сечений поглощения γ -квантов.

Для ^{71}As и ^{73}As приведены величины РСФ, полученные только из данной работы.

Таблица 3 содержит параметры двух изоспиновых составляющих гигантского резонанса, используемых в наших вычислениях.

Таблица 3.

Ядра	E_1 (МэВ)	Γ_1 (МэВ)	Γ_2 (МэВ)	$E_2 - E_1$ (МэВ)	D_1	D_2
^{71}As	16,6	6,43	7,41	4,4	0,78	0,22
^{73}As	16,5	6,43	7,41	3,7	0,84	0,16
^{75}As	16,4	6,43	7,41	2,1	0,89	0,11

Расщепление изоспиновых вкладов $E_2 - E_1$ и их относительные интенсивности D_1 и D_2 вычислены при помощи формул (10) и (9). Для ^{75}As остальные параметры E_1 и Γ_1, Γ_2 подогнаны так, чтобы воспроизвести сечения поглощения, измеренные Берманом и

др. /32/. Из-за отсутствия экспериментальных данных о положении гигантского резонанса E_1 в изотопах ^{71}As , ^{73}As , оно определялось из эмпирической зависимости $E = cA^{-1/4,2}$, хорошо описывающей изменение положения гигантского резонанса в этой области массовых чисел. Ширины для двух составляющих Γ_1 и Γ_2 (для обоих изотопов), вследствие слабой зависимости от массовых чисел, приняты такими же для ^{75}As .

Настоящий эксперимент показывает, что энергетическая зависимость РСФ в области энергий 6 – 10 МэВ не отличается от экстраполированной из области гигантского резонанса. Возникает вопрос – нельзя ли продлить экстраполяцию энергетической зависимости РСФ до еще более низких энергий (например, $E_\gamma \leq 6$ МэВ)? По-видимому, ответ на этот вопрос на данном этапе исследований не может быть положительным. Если бы такая экстраполяция была правильной, то мы должны иметь возможность хорошо описывать полные сечения, а не только относительные. Это следует из анализа выражения (4), знаменатель которого зависит от РСФ во всей области энергий возбуждения до E_λ и не оказывает влияния на величины относительных сечений.

В настоящей работе, как уже было упомянуто, хорошо описываются относительные сечения, но это нельзя утверждать о полных.

Думается, что единственным путем для получения информации о зависимости РСФ в области низких энергий является продолжение чисто экспериментальных исследований.

Литература

1. C.F.Perdrisat, Rev.Mod.Phys. 38/1966/41
2. J.J.Skorpa, J.Hertel and T.W.Retz-Schmidt, Nucl.Data A2/1966/347

3. F.W.K.Firk, Ann.Rev.Nucl.Sci. 20/1970/39
4. J.E.Lynn, The Theory of Neutron Resonance Reactions, Clarendon Press. Oxford 1968 p.314
5. G.A.Bartholomew, E.D.Earle, A.J.Ferguson, J.W.Knowles and M.A.Lone, Adv. in Nucl.Phys. 7/1973/229
6. B.L.Berman and S.C.Fultz, Rev.Mod.Phys. 47/1975/713
7. D.M.Brink, Doctoral Thesis, Oxford University /1955/
8. R.G.Allas, S.S.Hanna, Luise Meyer-Schützemeister and R.E.Segel, Nucl.Phys. 58/1964/122
9. M.Hasinoff, G.A.Fisher and S.S.Hanna, Nucl.Phys. A216/1973/221
10. N.Rosenzweig, Nucl.Phys. A118/1968/650
11. G.E.Porter, R.C.Thomas, Phys.Rev. 104/1956/483
12. L.M.Bollinger and G.E.Thomas, Phys.Rev. C2/1970/1951
13. J.Piotrowski, G.Szeflińska, Z.Szefliński, JINR. P15-9455, Dubna, 1976
14. H.L.Scott and T.F.Lusby, Nucl.Instr.Meth. 131/1975/517
15. F.D.Becchetti, G.W.Greenlees, Phys.Rev. 182/1960/1180
16. A.Gilbert and A.G.W.Cameron, Can.J.Phys. 43/1965/1446
17. R.R.Betts, S.Mordechai, D.J.Pullen, B.Rosner and W.Scholz, Nucl.Phys. A230/1974/235
18. U.F.von Hündelshausen, Z.Physik, 225/1969/125
19. R.D.Mecker and A.B.Tucker, Nucl.Phys. A157/1970/337
20. P.Van der Merwe, E.Bernard, J.A.M. de Villiers and J.G.Malau, Nucl.Phys. A240/1975/273
21. C.W.Wang, Y.C.Lin, C.C.Hsu and G.C.Kiang, Phys.Rev. C9/1974/1386

22. W.R.Murray, P.J.Celiers and R.Saayman, Nucl.Phys. A225
/1974/37
23. R.Moreh, O.Shahal, Phys.Rev. 188/1969/1765
24. B.Rosner, W.Oelert and L.Shabason, Nucl.Phys. A256/1976/
312
25. S.Kalias, S.K.Gupta, M.H.Mehta, S.S.Kerekatte, L.V.Nam-
joshi, N.K.Ganguly and S.Chintalapudi, Phys.Rev. C12
/1975/1789
26. C.H.Johnson and R.L.Kernell, Phys.Rev. C2/1970/639
27. C.H.Johnson, R.L.Kernell and S.Ramavataram, Nucl.Phys.
A107/1968/219
28. D.P.Balamuth, G.P.Couchell, and G.E.Mitchell, Phys.Rev.
170/1968/995
29. P.Carlos, H.Beil, R.Bergere, J.Fagot, A.Lepretre and
A.Veyssiere and G.V.Solodukhov, Nucl.Phys. A258/1976/365
30. R.O.Akyuz and S.Fallieros, Phys.Rev.Lett. 27/1971/1016
31. J.S.Levinger, Nuclear Photodisintegration, Oxford Uni-
versity Press, London and New York, 1960.
32. B.L.Berman, R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, H.S.Davis, M.A.
Kelly and S.C.Fultz, Phys.Rev.177/1969/1745

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июня 1978 года.