

С.343Г

К-592

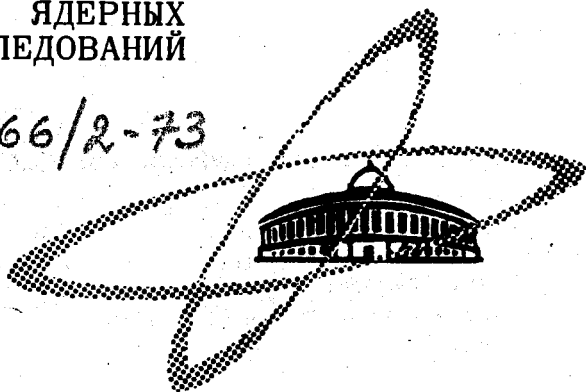
5/11-73

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

866/2-73

P4 - 6832



М.Козловски

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ  
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР  
В РЕАКЦИЯХ  $(n, \alpha)$ .  $E_n = 14$  МЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1972

P4 - 6832

М.Козловски

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ  
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР  
В РЕАКЦИЯХ ( $n, \alpha$ ).  $E_n = 14$  МЭВ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## Введение

Изучение результатов измерения сечений ядерных реакций позволяет определить доминирующий механизм реакции и структуру возбужденных состояний ядра. Поведение сечения реакции как функции энергии падающих частиц, энергетический спектр частиц в выходном канале реакции и их угловые распределения определяют механизм реакции. Для вычисления абсолютных и относительных сечений нужно знать волновые функции основного и возбужденных состояний ядер. В зависимости от типа механизма реакции можно определить ту или иную компоненту ядерной волновой функции.

Широко известны успехи в определении одно- и двухквартичных компонент низлежащих ядерных состояний в прямых реакциях передачи одного и двух нуклонов /1/. Ограничение рассмотрения только низлежащих состояний возникает из экспериментальных трудностей в определении сечений высоковозбужденных состояний и недостатков в теоретическом описании таких состояний.

В.Г.Соловьевым разработана теория структуры состояний деформированных ядер /2/. В рамках модели с парными корреляциями и мультиполь-мультипольными силами была исследована структура состояний деформированных ядер. Рассмотрено влияние взаимодействия квартиц с фонами на усложнение структуры состояний при увеличении энергии возбуждения. При энергиях, равных 2-3 Мэв и более, происходит процесс распределения одноквартичных /и трехквартичных/ компонент по неротационным уровням в нечетных деформированных ядрах. Сведения о структуре таких состояний в деформированных ядрах являются весьма скудными.

Одной из быстро развивающихся областей ядерных реакций, в которых возникают высоковозбужденные состояния, являются реакции ( $n, \alpha$ ) с быстрыми нейтронами,  $E_n = 14-18$  Мэв /3-5/.

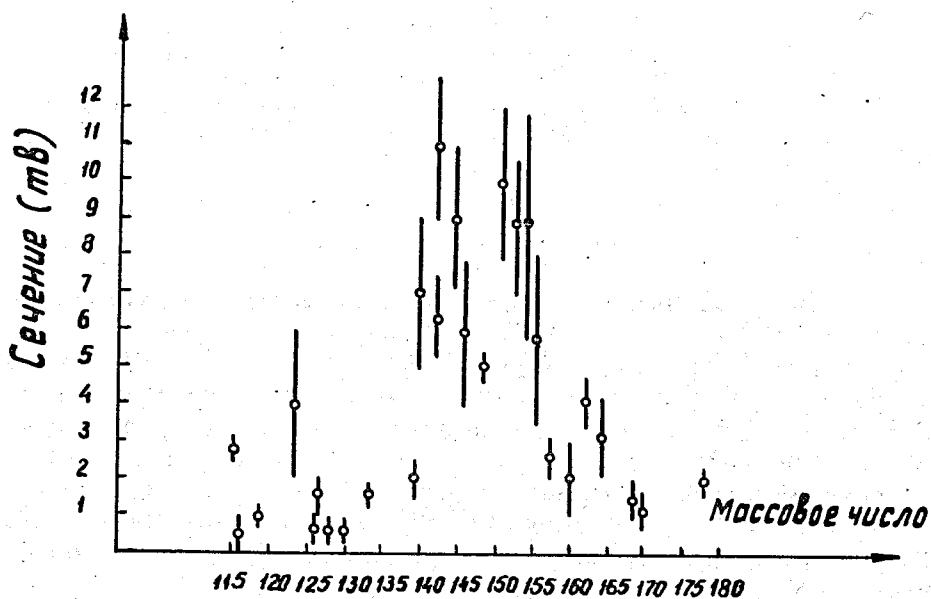


Рис. 1

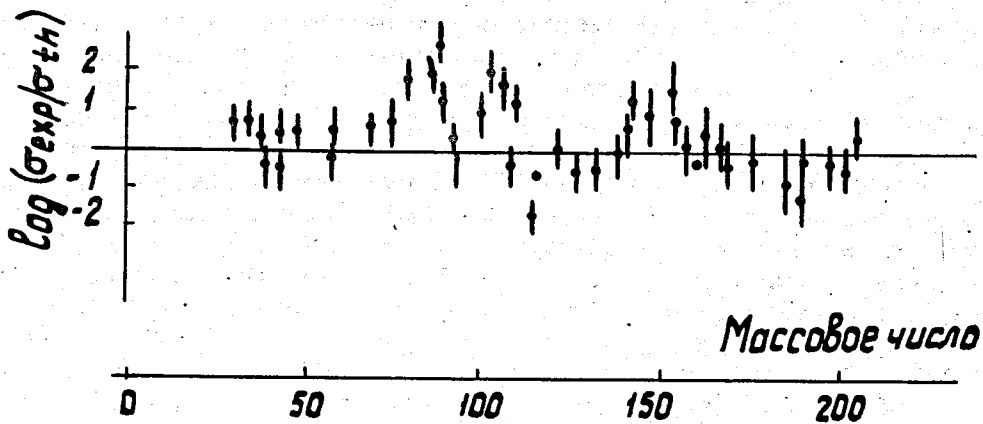


Рис. 2

Цель настоящей работы - обсуждение вопроса исследования структуры возбужденных состояний деформированных ядер в реакциях  $(n, \alpha)$ . В принятой модели для этих реакций выделяется часть, которая зависит от структуры волновых функций ядер. Применяется простая модель для описания состояний конечного ядра. Расчеты сопоставляются с экспериментальными данными для сечений  $(n, \alpha)$  реакции. Рассматривается вопрос об усовершенствовании модели путем включения процесса усложнения структуры высоковозбужденных состояний.

### 1. Механизм выбивания $\alpha$ - частиц в реакциях с быстрыми нейтронами

В течение нескольких лет в Лаборатории ядерной физики Варшавского университета и Лаборатории ядерных реакций Института ядерных исследований /Варшава/ измерялись реакции  $(n, \alpha)$  на деформированных ядрах  $^{16,7}$ . Были получены данные о сечениях для нескольких редкоземельных ядер при энергии нейтронного пучка 14 Мэв. Приводим результаты эксперимента:

а/. Во всех реакциях наблюдаются высокоэнергетические  $\alpha$ -частицы вплоть до энергии 22-24 Мэв.

б/. Все энергетические распределения имеют структуру, которая изменяется в зависимости от типа ядра-мишени.

в/. Все угловые распределения  $\alpha$ -частиц сильно асимметричны с подавляющим преимуществом  $\alpha$ -частиц, летящих под малыми углами.

На основе многих работ, сделанных до 1969 года, можно попытаться провести систематику сечений  $(n, \alpha)$  реакции во всем масштабе массового числа  $A^{1/8}$ .

На рисунке 1 показано полное сечение  $(n, \alpha)$  реакции для  $A = 115$  до  $A = 180$ . Видно сильное повышение сечения для предела  $A = 140-170$ . На рисунке 2 показана величина  $y = \log(\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{th}})$ . Теоретическая величина сечения  $\sigma_{\text{th}}$  вычислялась по модели испарения. В области масс  $A = 80$ ,  $A = 130$  и  $A = 150$  наблюдается сильное расхождение между сечениями, вычисленными экспериментально и теоретически.

Все сказанное подтверждает, что в области редкоземельных элементов реакции  $(n, \alpha)$  заставляют нас принять иную точку зрения, чем для области ядер с  $A = 50$ , где модель "сложного ядра"

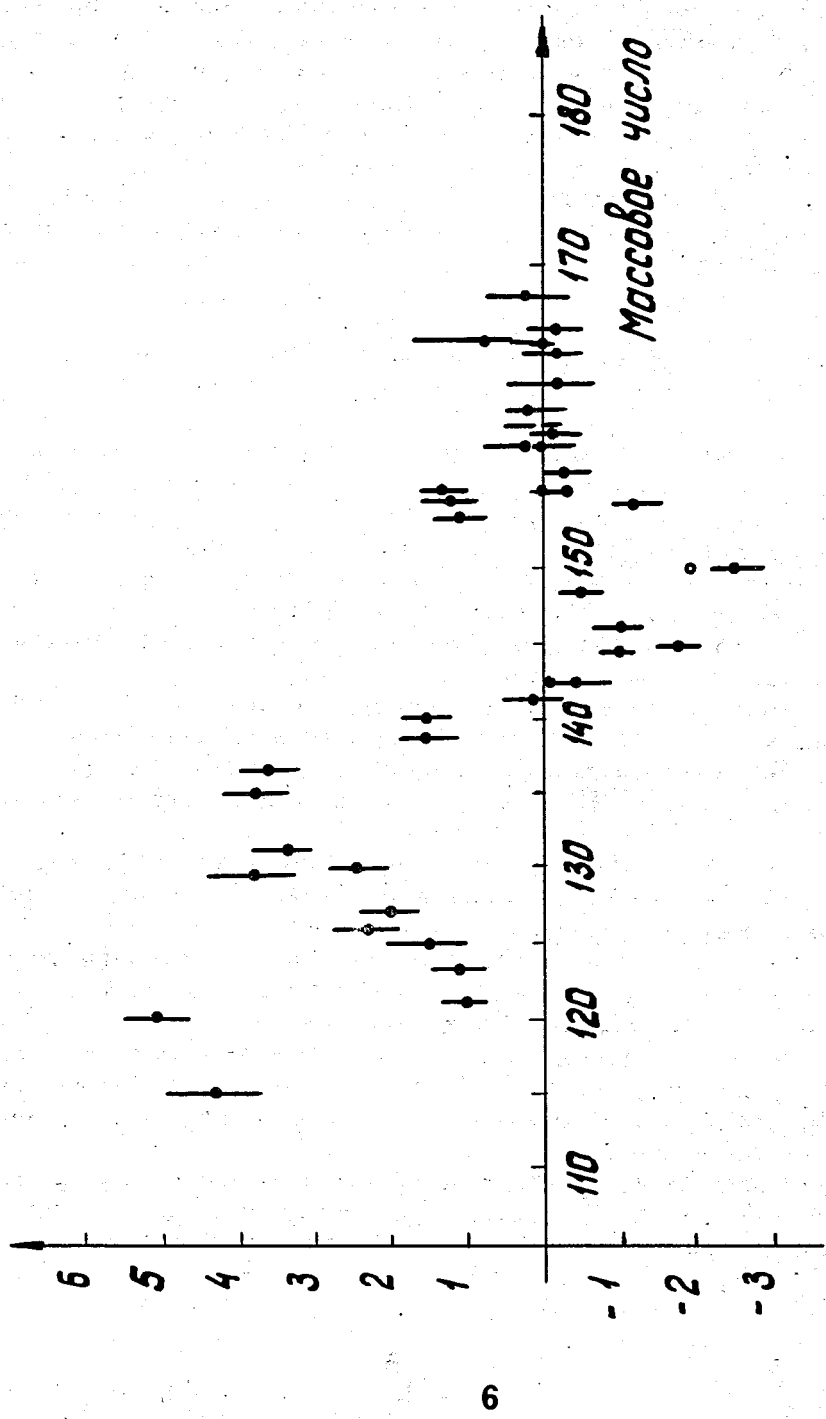


Рис. 3. Энергия сепарации /Мэв/

хорошо согласуется с экспериментом<sup>/9/</sup>. Во-первых, все расчеты с моделью "сложного ядра" плохо описывают сечения  $(n, \alpha)$  реакции. Во-вторых, во всех попытках установления какой-то промежуточной модели для этих реакций "precompound model", тоже не получается одна из основных черт сечений  $(n, \alpha)$  реакций - структура энергетического спектра  $\alpha$ -частиц<sup>/10/</sup>. Это приводит нас к разработке модели  $(n, \alpha)$  реакции как прямого процесса.

На рис. 3 показана зависимость энергии сепарации  $\alpha$ -частиц как функции массового числа  $A$ . Для ядер с  $A \sim 160$  энергия понижается до нескольких десятых части Мэв. Виртуальные  $\alpha$ -частицы образуют периферию ядра и выталкиваются из ядра-мишени налетающими нейтронами. Можно надеяться, что выбивание  $\alpha$ -частиц - это главный, но не единственный механизм. В этой связи отметим механизм реакции типа *pick-up* гелия-3 и тяжелого подхвата.

Для определения амплитуды  $(n, \alpha)$  реакции мы выбираем диаграммную технику, разработанную И.С.Шапиро<sup>/11/</sup>. Основная идея этого подхода состоит в том, что характерные черты прямых процессов обусловлены близостью к физической области особых точек амплитуды реакции, которая является аналитической функцией кинематических переменных. В теории И.С.Шапиро каждому механизму реакции соответствует график Фейнмана, который представляет определенную совокупность виртуальных процессов и которому отвечает определенная особая точка амплитуды реакции. Тип особенности определяется структурой графика, а ее положение в  $z$ -плоскости ( $z = \cos\theta$ ) - энергией  $E$  налетающей частицы и массами реальных и виртуальных частиц. На языке диаграммной техники амплитуду реакции можно написать в виде /рис. 4/:

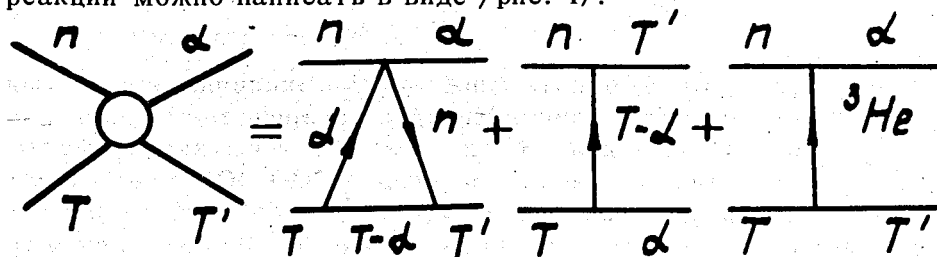


Рис. 4

В дальнейшем будем употреблять только треугольную диаграмму для изучения реакции  $(n, \alpha)$ . Принимаем все вершинные части диаграммы константами. При этих предположениях амплитуду, отвечающую треугольной диаграмме, можно написать в виде<sup>/7/</sup>:

$$F_{\Delta} = F_{kin} (E_n, \theta) * S. \quad /1/$$

В формуле /1/  $|F_{kin}|^2$  определяет вероятность вылета  $\alpha$ -частиц под углом  $\theta$  и с данной энергией,  $S^2 = \gamma_a^2 \gamma_n^2$  - есть умножение приведенных ширин  $\alpha$ -частицы в ядре-мишени и нейтрона в конечном ядре  $T'$ . Величина  $\gamma$  определяется следующим образом:

$$\gamma_{is} = \left( \frac{\hbar^2}{2M_c a_c} \right)^{1/2} \int \phi_s^{JM} \chi_i^{JM} ds_c. \quad /2/$$

В формуле /2/  $M_c$  означает приведенную массу для виртуальной частицы  $i$  в канале  $T \rightarrow (T-i)+i$ ,  $a_c$  означает радиус этого канала. Функция  $\chi_i^{JM}$  - волновая функция ядра  $T$ . Функция  $\phi$  определяется следующим образом:

$$\phi_{s,i}^{JM} = \frac{1}{a_c} \sum_{m_1 m_2} \langle I_1 m_1 I_2 m_2 | sm \rangle \langle sm | m_1 m_2 | JM \rangle * \psi_{i,m_1}^{I_1}(\xi_1) \psi_{i,m_2}^{I_2}(\xi_2) Y_{m\ell}^{\ell}(\hat{r}). \quad /3/$$

Сечение  $(n, \alpha)$  реакции определяется обычно:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\omega} = \frac{m_n T m_a T'}{4\pi^2} \frac{P_a}{n} |F_{\Delta}|. \quad /4/$$

Но, пожалуй, формулы /4/ нельзя сопоставить с экспериментальными данными. В реакциях  $(n, \alpha)$  энергетическая разрешимость эксперимента - около 300-400 кэВ. Можно сказать, что в эксперименте измеряется усредненное сечение на предел 300-400 кэВ. Кроме того, в дальнейшем будем заниматься только сечениями для определенного угла вылета  $\alpha$ -частиц около  $30^\circ$ . Все это приводит к следующей формуле, которую можно сопоставлять с экспериментом:

$$\left\langle \frac{d\sigma}{dE} \right\rangle_{30^\circ} = \sum_i \left( \frac{d\sigma}{dE_i} \right)_{30^\circ} \frac{1}{\sqrt{2\pi} a} \exp\left(-\frac{(E-E_i)^2}{2a^2}\right). \quad /5/$$



В формуле /5/ суммирование проводится по всем состояниям конечного ядра. Буквой  $a$  обозначена энергетическая разрешимость эксперимента. Формула, определяющая усреднение по состояниям конечного ядра, является аппроксимацией экспериментальной кривой /12/.

## 2. Исследование структуры деформированных редкоземельных ядер с нечетным числом нейтронов

Изучение сечений  $(n, a)$  реакции с быстрыми нейтронами дает возможность изучения возбуждения конечного ядра вплоть до энергии 4-5 Мэв. Механизм выбивания  $a$ -частиц включает в себя, как один из виртуальных процессов, виртуальный захват нейтрона ядром  $T-a$ . Виртуальный процесс захвата нейтрона появляется в многократно рассматриваемом процессе дейтронного срыва. На рис. 5 показаны оба процесса. Амплитуды обоих виртуальных процессов должны быть равны между собой. В реакции  $(n, a)$  ядро  $T-a$  находится вне энергетической поверхности. Но этот эффект довольно мал, так как очень мала энергия сепарации  $a$ -частиц. А это означает, что

$$\gamma_n^2(d, p) = \gamma_n^2(n, a) \quad /6/$$

при захвате нейтрона ядром  $T-a$ . В эксперименте измерялись сечения  $(n, a)$  реакции, в которых получались конечные ядра, с нечетным числом нейтронов /6/. Волновую функцию для четно-четных ядер принимаем в виде /13/

$$|EIMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{j_n} C_{j_n k}^* \quad /7/$$

$$* [D_{MK}^{I*}(\theta_i) |j_n K\rangle + (-1)^{I-j_n} D_{M, -K}^I(\theta_i) |j_n - K\rangle],$$

а для нечетно-нечетных ядер

$$|EIMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{j_n j_p} C_{j_p \Omega_p} C_{j_n \Omega_n \pm \Omega_p} [D_{MK}^{I*}(\theta_i)]^*$$

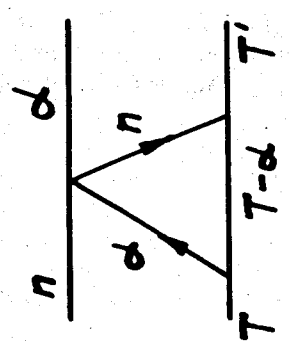
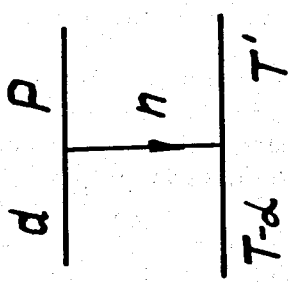


Рис. 5

$$* |j_p \Omega_p > j_n \quad K \mp \Omega_p > +(-1)^{I-j_p-j_n} \cdot D_{M,-k}^{I*}(\theta_i) |j_p - \Omega_p > *$$

$$|j_n - k \pm \Omega_p > J, \quad |\Omega > = \sum_j c_{j\Omega} |j\Omega >. \quad /8/$$

Из формул /2/, /7/, /8/ получаются следующие формулы для приведенных ширин:

$$\gamma_n^2(n, a) = (a_c^{3/2} \left(\frac{2}{2j+1}\right)^{1/2} c_{j_n \Omega_n} R_{j_n \ell_n}(a_c))^2 \quad /9/$$

для четно-нечетных ядер, и

$$\gamma_n^2(n, a) = \frac{2I_{T-a} + 1}{2I + 1} \sum_{j_n} c_{j_n \Omega_n}^2 < j_n k \pm \Omega_p \quad I_{T-a} \Omega_p |IK >^2 \quad /10/$$

$$* a_c^2 R_{j_n \ell_n}^2(a_c).$$

В формулах /9/, /10/  $j_n$  означает угловой момент, вносимый нейтроном в конечное ядро.  $c_{j\Omega}$  - коэффициенты разложения нильссоновской функции в сферично-симметричном базисе.  $R_{j\ell}(r)$  - радиальная волновая функция нейтрона. Приведенные ширины  $\gamma_n^2$  должны вычисляться при тех же модельных параметрах, что и в реакциях  $(d, p)$  на ядрах  $T - a$ .

Примеры расчетов показаны на рис. 6-8. На этих рисунках сопоставляются расчеты относительных сечений с экспериментальными данными /7,14/. Приведенные ширины вычислялись для одночастичных состояний, предсказываемых моделью Нильссона с включением сил парных корреляций. Параметры нильссоновского потенциала взяты из работ, в которых рассматривались реакции  $(d, p)$  на ядрах  $T - a$  /15/. Все одночастичные состояния до энергии около 1,5 Мэв обнаружены в реакциях  $(d, p)$ . Состояния для более высоких энергий вычислялись тоже по модели Нильссона с включением сил парных корреляций. Как видно из рисунков 6-8, получается хорошее согласие рассчитанных кривых с экспериментальными данными. Значит, одночастичные состояния, рассчитанные по модели Нильссона и усредненные на предел энергии 300 кэв, хорошо описывают поведение сечений  $(n, a)$  реакции как функции энергии

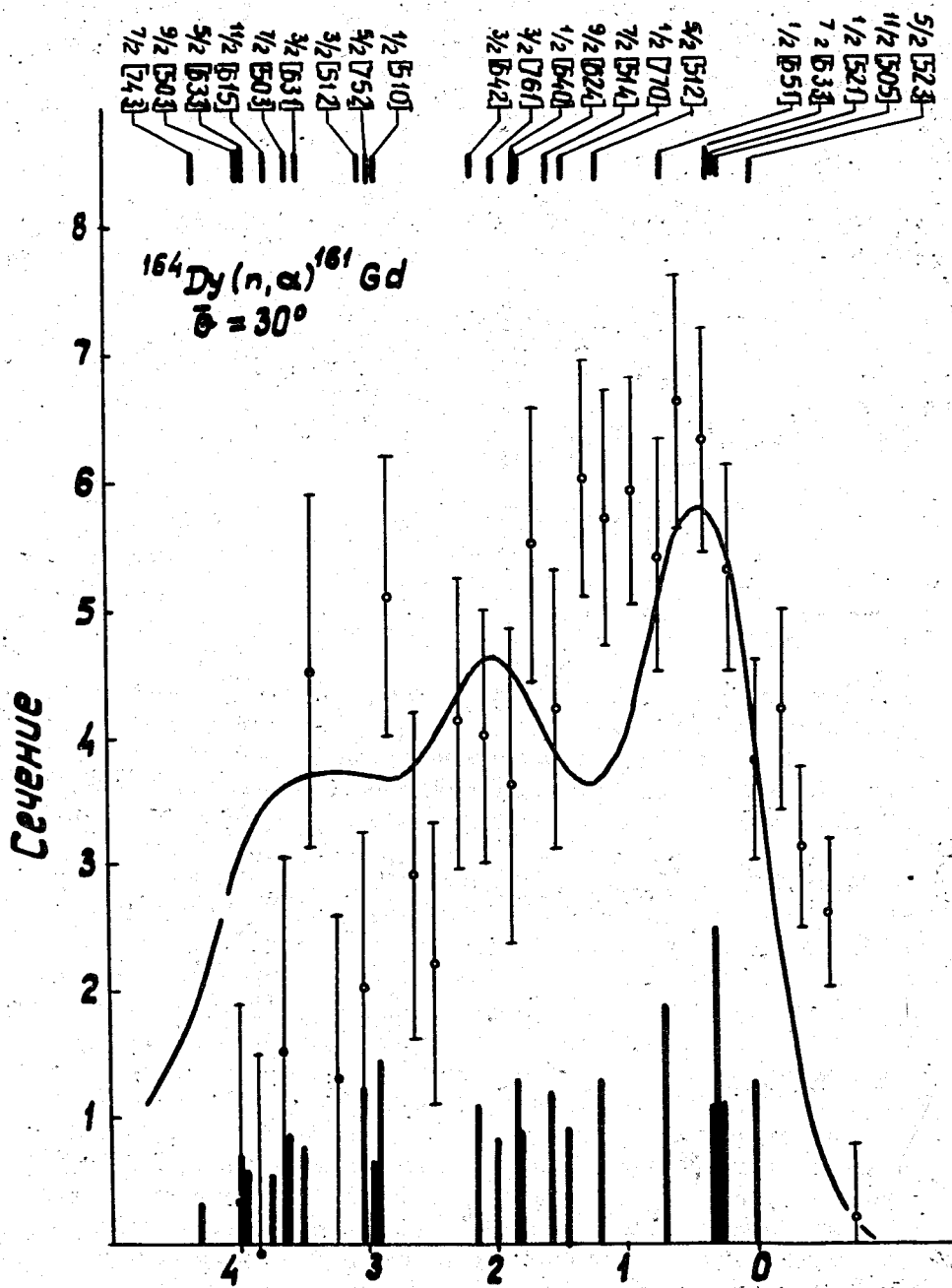
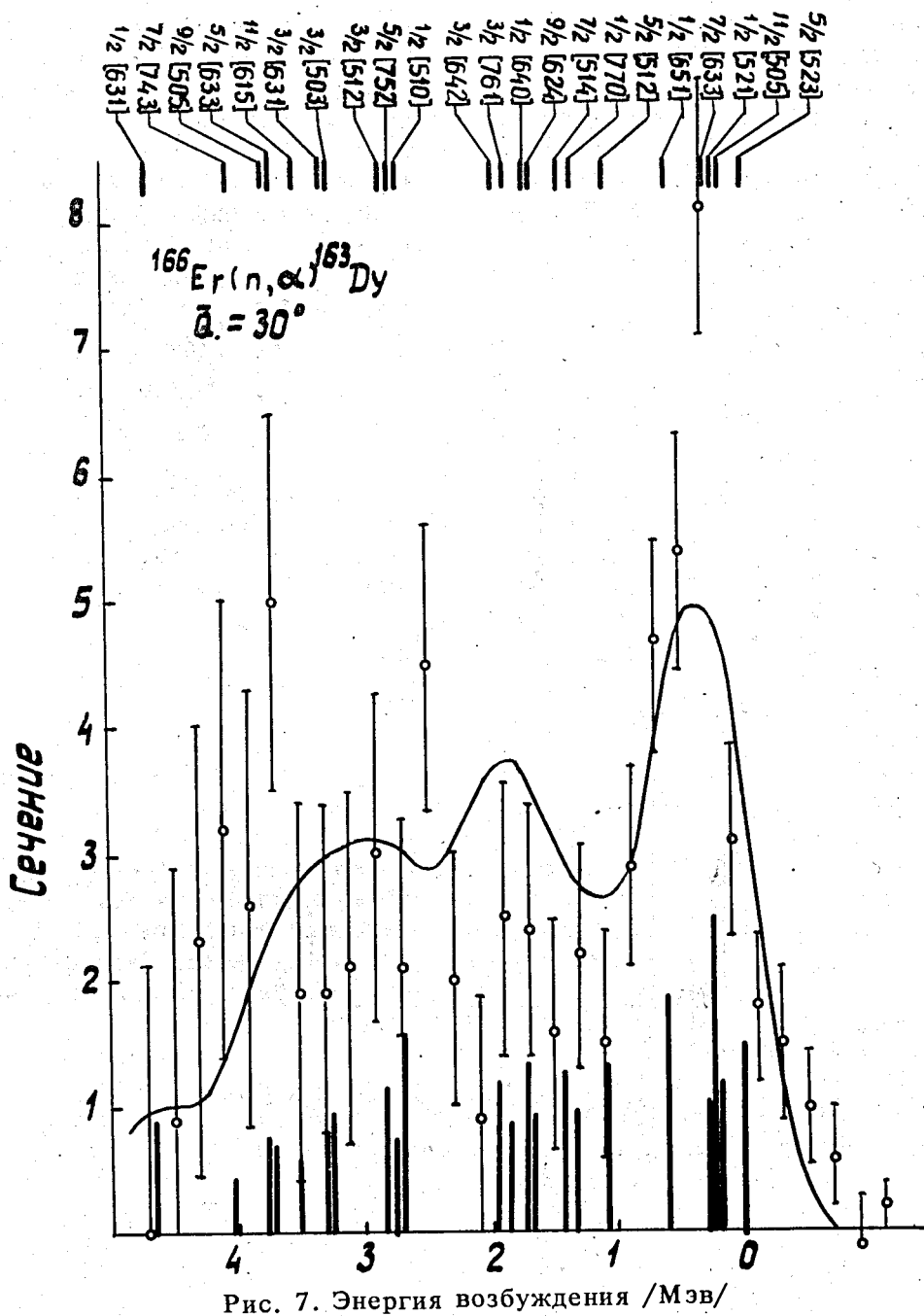


Рис. 6. Энергия возбуждения/Мэв/



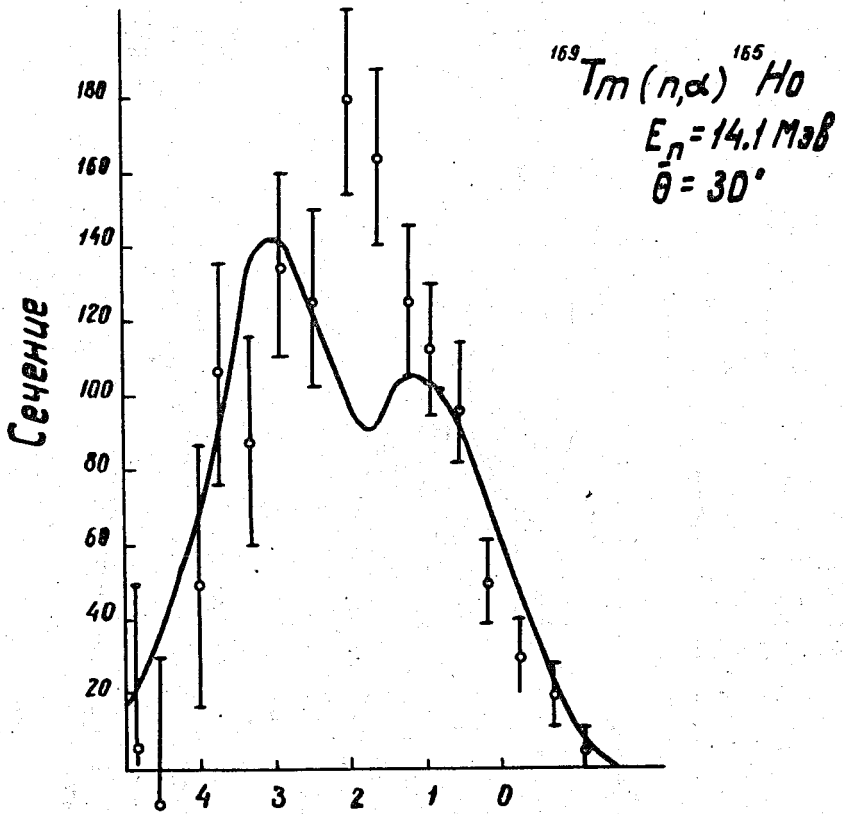


Рис. 8. Энергия возбуждения /МэВ/.

возбуждения вплоть до 4 Мэв. Этот результат можно рассматривать как указание для модельных расчетов волновых функций высоковозбужденных состояний деформированных ядер. В теории высоковозбужденных состояний, разработанной В.Г.Соловьевым, одночастичные их компоненты распределяются по ряду состояний деформированных ядер. Результаты расчетов сечений  $(n, a)$  реакции подтверждают этот факт, так как здесь проводится усреднение одночастичных сечений в пределах энергии 300-400 кэв.

Применение вместо одночастичных функций функции, включающей взаимодействие фононов с квазичастицами, приводит к новой формуле для сечения  $(n, a)$  реакции

$$\langle \frac{d\sigma}{dE} \rangle = \sum_j \frac{d\sigma}{dE_j} \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi} a} \right) c_j^2 \exp\left(-\frac{(E-E_j)^2}{2a^2}\right). \quad /11/$$

В формуле /11/ суммирование по  $j$  проводится по всем состояниям конечного ядра. Вес  $c_j^2$  определяет вклад одночастичной компоненты в волновую функцию в конечном ядре. Обозначая волновую функцию нечетного ядра с данным  $K^\pi$  через  $\psi_j(K^\pi)$ , получаем /2/

$$\psi_j(k^\pi) = c_j / \sqrt{2}^* \sum_{\sigma} \{ a^+_{\rho\sigma} + \sum_{g,s} D_{\rho s \alpha}^{g,j} a_{s\sigma} O_g^+ \} \psi_0, \quad /12/$$

где  $\psi_0$  - волновая функция основного состояния четно-четного ядра, через  $(\rho s)$  обозначена совокупность квантовых чисел одночастичного состояния с данным  $k^\pi$ , через  $j$  - номер состояния.

На основе рассмотренной задачи получения спектроскопических информаций из реакции  $(n, a)$ , можно сделать следующие выводы:

1. Рассмотренная модель  $(n, a)$  реакции, в которой  $a$ -частицы выбиваются налетающими нейтронами, хорошо описывает поведение энергетического спектра  $a$ -частиц при энергии нейтронов 14 Мэв.

2. Усредненные на предел 300 кэв одночастичные состояния рассчитаны по модели Нильссона, хорошо описывают поведение возбуждений деформированного ядра вплоть до энергии 4 Мэв.

3. Для количественного рассмотрения эффекта фрагментации одночастичных состояний можно воспользоваться формулой /11/.

## Литература

1. P.E.Hodgson. *Nuclear Reactions and Nuclear Structure*. Clarendon Press. Oxford 1971.
2. В.Г.Соловьев. *Теория сложных ядер*. Наука, 1971.
3. M.Jaskola et al. *Nucl.Phys.*, 53, 270 (1964).
4. M.Jaskola et al. *Nucl.Phys.*, A110, 11 (1968).
5. H.Kitazawa. *Nucl.Phys.*, A149, 513 (1970).
6. M.Jaskola et al. *Acta Phys.Polonica.*, B2, 521 (1971).
7. M.Kozlowski et al. *Nucl.Phys.*, A187, 177 (1972).  
L.Slowacka et al. *Conference on Nuclear Structure Study with Neutrons. Budapest, 1972*, p. 16, 18.
8. P.Cuzzocrea et al. *Nuovo Cim.*, 4A, 251 (1971).
9. E.Sactta-Menichella, U.Fachini. *Nucl.Phys.*, 51, 460 (1964).
10. L.Colli-Millazzo, G.M.Marcazzan-Braga. *Phys.Lett.*, 38B, 27 (1972).
11. И.С.Шапиро. *Теория прямых ядерных реакций*. Госатомиздат, 1963.
12. L.Glowacka et al. *INR Report 1401/1/PL*, 27 (1972).
13. J.P.Davidson. *Collective Models of the Nucleus* Academic Press, New York, 1968.
14. L.Glowacka et al. *INR Report (1972)* (unpublished).
15. P.O.Tjom and B.Elbek. *Mat.Fys.Medd.Dan. Vid.Selsk.*, 38, No. 8 (1967); 37, No. 7 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 декабря 1972 года.