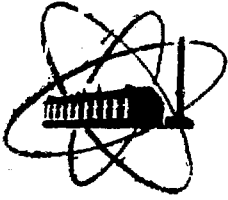


SI 7602530

ФЭИ-472



ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А. А. Лукьянов, О. А. Сальников, Е. М. Сапрыкин

A33

**Оценка вклада прямого процесса
в спектры неупруго рассеянных
нейтронов**

2

68

Обнинск — 1974

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А.А.Лукиянов, С.А.Сальников, Е.М.Сапрыкин

**ОЦЕНКА ВКЛАДА ПРЯМОГО ПРОЦЕССА В СПЕКТРЫ НЕУПРУГО
РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ**

Обнинск-1974

М-17

УДК 539.171.017

Аннотация

В полученных экспериментально для ряда ядер спектрах неупруго рассеянных нейтронов при энергии бомбардирующих нейтронов 9,1 и 14,36 Мэв наиболее характерные отличия в энергетической и угловой зависимостях от спектра модели испарения интерпретируются как вклад механизма прямого неупругого рассеяния на отдельных нуклонах ядра-мишени. Разработана простая схема для качественной оценки этого вклада в дважды дифференциальные сечения неупругого рассеяния, измеренные с широким экспериментальным разрешением. В результате анализа получены одинаковые под всеми углами ядерные температуры T , оценен вклад прямого процесса в интегральные сечения неупругого рассеяния (σ) и дано качественное объяснение наблюдаемой асимметрии углового распределения неупруго рассеянных нейтронов в рамках модели оболочек.

Физико-энергетический институт, 1974 г.

©

§1 Введение

К настоящему времени, с развитием техники измерений методом времени пролета, накоплена обширная экспериментальная информация об энергетических спектрах и угловых распределениях нейтронов эмиссии для энергий бомбардирующих нейтронов E порядка, или несколько выше, энергии связи нуклона в ядре-мишени [1-4]. Основной целью этих экспериментов является изучение процесса неупругого рассеяния нейтронов на основе статистической теории ядра (а также реакций $(n, 2n)$ и (n, pn) вблизи порога). При относительно широком по сравнению с расстоянием между уровнями ядра-мишени экспериментальном разрешении для наблюдаемых спектров характерна некоторая средняя по многим переходам монотонная зависимость от энергии вылетающих нейтронов E' . В относительно мягкой области спектра эта зависимость обычно близка к максвелловской ($\sim E' \exp(-E'/T)$), что указывает на преобладание при этих энергиях механизма испарения нейтрона из составного ядра [5]. Отличие наблюдаемых спектров от максвелловского проявляется наиболее очевидно в существенном увеличении вклада жесткой области и, главное, в заметной асимметрии углового распределения неупруго рассеянных нейтронов [2,4].

В ранних работах при анализе спектров неупруго рассеянных нейтронов этим отличием в спектрах либо вообще пренебрегали, либо соответствующий вклад предполагали постоянным при всех энергиях E' для каждого из углов [3]. С улучшением точности экспериментальных данных такой подход оказался явно недостаточным, так как из-за асимметрии углового распределения неупруго рассеянных нейтронов приводил к различным температурам и разным относительным вкладам спектра испарения для каждого из углов. В дальнейшем, использование представления о неупругом рассеянии через неравновесные ("предэкспонанд") состояния должно было бы, казалось, улучшить описание немаксвелловской части спектра [6]. Однако, как показал детальный анализ, этот процесс в значительной степени учитывается распределением Максвелла [7], а соответствующие угловые распределения должны быть симметричными [6,7], т.е. значительная часть экспериментальной информации, касающаяся асимметрии угловых распреде-

лений в практическом анализе здесь не учитывается. Повидимому, наиболее естественным для физической интерпретации основных закономерностей в немаксвелловской части спектра является предположение о существенном вкладе в реакции прямых процессов [8-10].

Как уже отмечалось, для рассматриваемых экспериментов характерно относительно широкое разрешение, не позволяющее выделить в спектрах отдельные прямые переходы. Вклад прямого процесса при некоторой энергии возбуждения ядра-мишени $\xi = E - E'$ определяется суммой отдельных прямых переходов, попадающих в интервал экспериментального разрешения Δ ($\xi \pm \Delta/2$). Последовательный анализ связан с расчётом вероятностей отдельных переходов на основе известных схем теории прямых ядерных реакций [8-11]. Очевидно, что этот путь весьма сложен для практической реализации по ряду причин: Во-первых, при $\xi \gg 1,5 - 2$ Мэв необходимо учитывать довольно большое число переходов с различной интенсивностью и специфическими для каждого из них особенностями углового распределения. Во-вторых, расчет прямых переходов связан с конкретными модельными представлениями о структуре волновых функций ядра-мишени и нейтронов во входном канале и канале реакции, что требует определения ряда свободных параметров, которые могут иметь разный физический смысл и сильно изменяться для различных переходов. В третьих, имеющаяся экспериментальная информация о спектрах неупруго рассеянных нейтронов явно недостаточна для проверки точности того или иного из методов расчета в теории прямых ядерных реакций, так как содержит результат весьма широкого усреднения, причем сам прямой процесс составляет здесь лишь небольшую часть ($\sim 20\%$). Поэтому, в данной работе для оценки вклада прямого процесса и объяснения характерных особенностей в спектрах, связанных с немаксвелловской частью, будут использоваться наиболее простые результаты теории прямых реакций для отдельных переходов. Основное внимание уделяется выявлению общих для широкой группы переходов закономерностей, проявляющихся при усреднении. Для характерного в рассматриваемых экспериментах интервала $\Delta \sim 1$ Мэв эти закономерности в угловой и энергетической зависимостях вклада прямого процесса для разных ядер предполагаются связанными с одночастичными переходами, а сами переходы оцениваются на основе известной теории Батлера [8-10]. В приложении к усредненным

по многим прямым переходам нейтронным спектрам такой подход позволяет построить простую схему для параметризации вклада немасвелловской части с помощью минимального числа физических параметров, определяемых из эксперимента. При этом используется экспериментальная информация как для средних по всем углам спектров, так и для угловых распределений в отдельных энергетических интервалах. В результате, удается выделить испарительные спектры с одинаковыми для всех углов температурами, оценить относительный вклад прямого и компаунд процессов и сделать качественные заключения о преобладании тех или иных одночастичных переходов в различных энергетических интервалах

В работе анализировались результаты для двух групп ядер: Cr, Fe, Co, Ni и Y, Nb с характерными для каждой из них одночастичными переходами. Возможность использования измерений на одном и том же элементе при двух разных энергиях бомбардирующих нейтронов - 9,1 и 14,36 Мэв позволяла проверить правильность общих предположений нашей схемы анализа вклада прямого процесса, сравнивая угловые распределения для разных E при одинаковых энергиях возбуждения ядра-мишени E .

§2 Схема анализа

Построение общей схемы параметризации дважды дифференциальных сечений неупругого рассеяния при совместном учете прямых и резонансных взаимодействий является весьма сложной задачей, практическая реализация которой сталкивается с рядом принципиальных трудностей [12, 13, 8]. Не касаясь в данной работе соответствующих проблем теории ядерных реакций с нуклонами, ограничимся полуфеноменологическим подходом, использующим известные представления об энергетической и угловой зависимостях для каждого из процессов. Предполагается, что амплитуда реакции может быть разбита на две некогерентные составляющие, относящиеся к отдельным процессам. Некогерентность возникает как результат усреднения амплитуды по большому числу резонансных состояний составного ядра [12]. Сечение при этом можно представить как сумму сечений прямого и резонансного процессов. Если для параметризации последнего использовать максвелловскую форму, то суммарное дважды дифференциальное сечение неупругого рассеяния для расма-

травяемых экспериментов можно записать в виде -

$$\sigma(E, E', \theta) \approx \alpha(E, E', \theta) E' \exp[-E'/T(E)] + \sigma_D(E, E', \theta) = \sigma_M + \sigma_D, \quad (1)$$

где коэффициент $\alpha(E, E', \theta) = \alpha(E, E', \pi - \theta)$, характеризующий относительный вклад в сечение компаунд процесса, обычно предполагается слабо зависящим от E' и θ [5, 14, 15]. Оставшуюся (немаксвелловскую) часть $\sigma_D(E, E', \theta)$ отнесем к прямым процессам. При идеальном разрешении прямые переходы должны наблюдаться как набор отдельных линий различной интенсивности при энергиях возбуждения $\mathcal{E} = E - E' = E_\lambda$, соответствующих отдельным уровням ядра-мишени E_λ . Среднее же по широкому энергетическому интервалу Δ значение $\sigma_D(E, E', \theta)$ (выберем этот интервал постоянным для всех энергий возбуждения) определяется суммой интенсивностей различных переходов с энергиями, попадающими в интервал $[\mathcal{E} \pm \Delta/2]$:

$$\sigma_D(E, E', \theta) \approx \frac{1}{\Delta} \sum_{\lambda} \sigma_{D\lambda}(E, E - E_\lambda, \theta) \quad \left[\mathcal{E} - \frac{\Delta}{2} \leq E_\lambda \leq \mathcal{E} + \frac{\Delta}{2} \right] \quad (2)$$

Сечение отдельного перехода из основного состояния ядра-мишени в E_λ выражается через амплитуду перехода [10]

$$\sigma_{D\lambda}(E, E', \theta) = \left(\frac{M}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \sqrt{\frac{E'}{E}} \left| T_{0\lambda}(E, E', \theta) \right|^2, \quad (3)$$

а амплитуда $T_{0\lambda}$ в борновском приближении представляет собой матричный элемент перехода из начального состояния $\Phi_0 \chi_E$ ($\Phi_0(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A)$ - волновая функция A нуклонов ядра-мишени в основном состоянии, $\chi_E(\vec{r})$ - функция относительного движения нейтрона с энергией E) в состояние $\Phi_\lambda \chi_{E'}$ в результате взаимодействия падающего нейтрона с нуклонами ядра-мишени:

$$T_{0\lambda}(E, E', \theta) \approx \langle \Phi_\lambda \chi_{E'} | V | \Phi_0 \chi_E \rangle. \quad (4)$$

В приближении парного взаимодействия потенциал V записывается

$$V(\vec{r}, \vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) = \sum_i V(\vec{r}, \vec{r}_i). \quad (5)$$

При таком выборе потенциала взаимодействия волновые функции ядра-мишени удобно представить в виде разложения по базису модели независимых частиц (квазичастиц). В этом случае, как нетрудно показать [9], матричные элементы перехода $T_{0\lambda}$ можно записать как суперпозицию отдельных одночастичных переходов

$$T_{0\lambda} = \sum_{if} C_{if}^\lambda T_{if} = \sum_{if} C_{if}^\lambda \langle \chi_{E'}(\vec{r}) \psi_f(\vec{r}) | V(\vec{r}, \vec{r}') | \psi_i(\vec{r}') \chi_E(\vec{r}) \rangle, \quad (6)$$

где ψ_i, ψ_f - одночастичные волновые функции, характерные для основного и возбужденного состояний ядра-мишени, а C_{if}^λ - коэффициенты разложения. Перейдем теперь к среднему по многим переходам сечению σ_D (2), определяемому суммой:

$$\sum_\lambda |T_{0\lambda}|^2 = \sum_{(if)(i'f')} \left(\sum_\lambda C_{if}^\lambda C_{i'f'}^{\lambda*} \right) T_{if} T_{i'f'}. \quad (7)$$

Предположим, что в формировании основного и возбужденного состояний ядра-мишени участвуют эффективно различные группы одночастичных состояний, причем основной вклад в сумму по (if) вносят переходы с $\varepsilon - \Delta/2 < B_i - B_f < \varepsilon + \Delta/2$ (B_i, B_f - энергии соответствующих одночастичных состояний, отсчитываемые от края потенциальной ямы). В этом случае можно считать, что вклад недиагональных членов ($if \neq i'f'$) в результате суммирования по λ (7) значительно меньше диагональных. Таким образом, среднее по переходам сечение (2) можно приближенно представить как суперпозицию сечений отдельных одночастичных переходов с энергиями возбуждения в интервале $[\varepsilon \pm \Delta/2]$:

$$\sigma_D(\varepsilon, \varepsilon', \theta) \approx \left(\frac{M}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}} \mathcal{S}(\varepsilon - \varepsilon') \sum_{if} B'_{if} |T_{if}|^2 \quad (8)$$

где $\Delta' \sum_\lambda C_{if}^\lambda C_{i'f'}^{\lambda*} \approx \mathcal{S} B'_{if} \delta_{if, i'f'}$, $\mathcal{S}(\varepsilon)$ - плотность переходов вблизи энергии возбуждения ε .

Для определения приближенной зависимости сечений одночастичных

чных переходов от параметров E, E' и Θ используем определенные предположения относительно структуры волновых функций и потенциала взаимодействия, характерные для простейшего варианта теории прямых реакций - т.н. "схемы Батлера" [9]. Для оператора парного взаимодействия выбирается псевдопотенциал Ферми -

$$V(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{2\pi\hbar^2}{M} a \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (9)$$

где a - длина нуклон-нуклонного рассеяния. При этом матричные элементы T_{if} содержат лишь интегрирование по \vec{r} :

$$T_{if} \approx \frac{2\pi\hbar^2}{M} a \int \chi_{E'}^*(\vec{r}) \varphi_f^*(\vec{r}) \varphi_i(\vec{r}) \chi_E(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (10)$$

Расчет интегралов (10) могут быть выполнены численно в рамках схемы DWBA - приближения, где волновые функции φ_i и φ_f вычисляются в потенциале модели оболочек, а χ_E определяются как решения в некотором комплексном (или действительном) потенциале для непрерывного спектра ("искаженные волны") [8]. Однако, для наших качественных оценок удобнее воспользоваться приближенным аналитическим выражением для T_{if} .

Следуя Батлеру, выберем волновые функции падающего и неупруго рассеянного нейтронов в виде плоских волн ($\exp i\vec{k}\vec{r}$, $\exp i\vec{k}'\vec{r}$). Тогда зависимость T_{if} (10) от угла рассеяния $\vec{k}\vec{k}'/kk'$ определяется величиной переданного импульса $\hbar q = \hbar|\vec{k} - \vec{k}'|$. Запишем волновые функции φ_i и φ_f в виде произведения радиальной и угловой функций:

$$\varphi_i(\vec{r}) = \overline{\varphi}_{e_i}(\vec{r}) \Phi_{e_i, m_i}(\vec{r}), \quad \varphi_f(\vec{r}) = \overline{\varphi}_{e_f}(\vec{r}) \Phi_{e_f, m_f}(\vec{r}) \quad (11)$$

и используем разложение $\exp i\vec{q}\vec{r}$ по сферическим функциям:

$$\exp i\vec{q}\vec{r} = (4\pi)^{-1/2} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l i^l j_l(qr) Y_{lm}^*(\vec{q}) Y_{lm}(\vec{r}) \quad (12)$$

(j_l - сферическая функция Бесселя). Тогда в матричном элемен-

те (10) можно выделить радиальную часть -

$$T_{if} \approx \frac{2\pi\hbar^2}{M} a 4\pi \sum_{LM} i^L Y_{LM} \left(\frac{q}{r}\right) R_{if}^L (\Phi_{\ell_f j_f m_f} Y_{LM} \Phi_{\ell_i j_i m_i}),$$

$$R_{if}^L = \int j_L(qr) \bar{\varphi}_{\ell_f j_f}^* \varphi_{\ell_i j_i}(r) r^2 dr. \quad (13)$$

В общем случае угловая зависимость переходов определяется не только моментами ℓ и j , но и магнитными квантовыми числами m . Однако, если расщепление оболочек по m не превышает выбранного интервала усреднения Δ , то для оценки среднего сечения прямого процесса (8) этим эффектом можно пренебречь, т.е. считать уровни с данными ℓ и j вырожденными. При этом, сечение связанное с переходом одного нуклона из оболочки $B_i \ell_i j_i$ в $B_f \ell_f j_f$ выражается через квадрат радиального матричного элемента как [8-10]:

$$\sigma_{if} \approx |a|^2 \sqrt{\frac{E_f}{E_i}} \sum_L \frac{1}{2j_i+1} \left| Z(\ell_i j_i \ell_f j_f | \frac{1}{2}L) R_{if}^L \right|^2, \quad (15)$$

где Z - коэффициенты векторного сложения Блатта - Биеденхарна. Существуют различные способы приближенной оценки радиальных матричных элементов [8-11]. Предположим, что прямое взаимодействие в одночастичном рассмотрении характерно для столкновений с нуклонами внешних оболочек, волновые функции которых сосредоточены на периферии ядра. Тогда, основной вклад в интеграл (14) для соответствующих переходов будет вносить "внешняя" область $R_{if} \leq r \leq \infty$, где R_{if} - некоторый эффективный нижний предел, а волновые функции можно приближенно аппроксимировать асимптотическим выражением $\varphi(r) \sim r^{-1} \exp(-\chi r)$ ($\chi^2 = 2mV/\hbar^2$). В этом случае радиальные матричные элементы (14) в широкой области интересующих нас значений переданного импульса ($\hbar q$) вычисляются в виде (см. Приложение):

$$R_{if}^L \sim \frac{\chi_i + \chi_f}{q} \arctg \frac{q}{\chi_i + \chi_f} j_L(qR_{if}).$$

Подставляя (16) в (15), получим соответствующий результат для сечений отдельных одночастичных переходов, сумма которых (8) определяет общее выражение для параметризации среднего сечения прямого процесса в нашей приближенной схеме:

$$\sigma_0 \approx \sqrt{\frac{E'}{E}} (E - E') \sum_i \beta_{if} \frac{n_i (2j_f + 1 - n_i)}{(2j_i + 1)(2j_f + 1)} \times \left[\frac{\sqrt{B_i} + \sqrt{B_f}}{q_0 \sqrt{E}} \arctg \frac{q_0 \sqrt{E}}{\sqrt{B_i} + \sqrt{B_f}} \right]^2 \sum_L Z^2 (l_i j_i l_f j_f | \frac{1}{2} L) j_L^2 (q_0 K R_{if}), \quad (17)$$

где $q_0 = q/k$. Здесь выделена качественная зависимость плотности переходов от ε ($S(\varepsilon) \sim \varepsilon$) [6,7], что подтверждается, по-видимому, для рассмотренных ядер (см. ниже), а также выделен коэффициент, учитывающий заселенность уровней (n_i - число нуклонов в оболочке i), равный 1 для переходов из полностью заполненных оболочек в полностью пустые. Параметры схемы β_{if} и R_{if} в общем случае могут быть различными для разных переходов, а также зависеть от энергий E и E' . Как следует из проведенного анализа экспериментальных данных флуктуируя в величинах β_{if} могут быть весьма существенными так, что практически можно ограничиться учетом лишь небольшого числа основных переходов ($\sim 1-3$). Повышение же в угловых распределениях каких-то особенностей - провалов или подъемов - при определенных углах чувствительно к выбору величины R_{if} .

Общая структура выражения (17) отражает известные тенденции угловой зависимости для прямых процессов. При большом числе переходов в сумме (17) с приблизительно одинаковым весом это выражение приводит к зависимости

$$\sigma_0 \sim \sqrt{\frac{E'}{E}} (E - E') \left[\frac{\sqrt{B_0 - \varepsilon} + \sqrt{B_0}}{q_0 \sqrt{E}} \arctg \frac{q_0 \sqrt{E}}{\sqrt{B_0 - \varepsilon} + \sqrt{B_0}} \right], \quad (18)$$

соответствующей простейшему результату дисперсионной теории прямых реакций (т.н. "треугольной диаграмме") с характерным для нуклон-нуклонного рассеяния увеличением выхода нейтронов под передними углами [11,4]. В случае же малых переданных импульсов приходим к результату, типичному для поверхностного взаимодействия [9-10].

§3 Анализ экспериментальных результатов.

В работе использовались экспериментальные данные по спектрам нейтронов эмиссии для двух значений энергии бомбардирующих нейтронов $E_1 = 14,36 \pm 0,15$ Мэв и $E_2 = 9,1 \pm 0,1$ Мэв, полученные методом времени пролета с разрешением $\approx 3,5 \frac{\text{н.сек}}{\text{м}}$ и $\approx 2,5 \frac{\text{н.сек}}{\text{м}}$ соответственно. Измерения проводились для пяти углов: 30° , 60° , 90° , 120° и 150° с угловым разрешением $\sim 8^\circ$. Абсолютная ошибка в экспериментальных точках с учетом всех поправок не превышает 5-10% в мягкой части спектра и 15-20% в жесткой части. Надо отметить, однако, что относительный характер угловых распределений и энергетической зависимости спектров определяется с лучшей точностью. Описание экспериментов и результаты измерений приведены в работах [3, 16].

Целью анализа является определение относительного вклада прямого процесса в интегральные сечения, получение ядерных температур и параметров, характеризующих среднее сечение прямого процесса (17). При этом, для удовлетворительного описания определенной совокупности результатов в пределах точности экспериментальных данных число параметров выбиралось возможно минимальным. Во-первых, в ряде случаев для основных переходов коэффициенты $\beta_{i,f}$ принимались одинаковыми и равными некоторому $\bar{\beta}_{i,f} = \beta$. Во-вторых, если для угловых распределений при разных E' основной вклад в прямой процесс дает один и тот же переход, величины $kR_{i,f}$ выбирались одинаковыми для всех E и E' и равными kR . В других случаях постоянной принимали величину $R_{i,f} = R$.

Как показал наш анализ во всех рассмотренных примерах энергетическая зависимость усредненного по углам сечения прямого процесса хорошо аппроксимировалась зависимостью (рис.1)

$$\bar{\sigma}_D \approx \gamma \sqrt{\frac{E'}{E}} (E - E') \quad (18)$$

с постоянным по E' значением γ . Поэтому, первый этап анализа заключался в определении по усредненным спектрам параметров

α , T и γ . Знание этих величин позволяет непосредственно определить относительный вклад прямого процесса в интегральные (по всем углам и энергиям E') сечения неупругого рассеяния и суммарное сечение реакций $(n, 2n)$ и (n, pn) :

$$\eta = \int \sigma_2 dE'd\Omega / \int \sigma_m dE'd\Omega \approx 4\gamma E^2 / 15\bar{\alpha} T^2, \quad (19)$$

$$\sigma_{(n,2n)+(n,pn)} = \int \sigma_{\text{эксн}} dE'd\Omega - \int \sigma_2 dE'd\Omega - \int \sigma_m dE'd\Omega. \quad (20)$$

Переходя затем к анализу угловых распределений мы подбирали, основываясь на результатах расчета оболочек в потенциале Вудса-Саксона [17], соответствующие переходы для σ_2 (17) (и в некоторых случаях угловую зависимость испарительной части спектра $\alpha = \bar{\alpha}(A + B \cos^2 \theta)$ [14]), удовлетворяющие наблюдаемому характеру угловой зависимости. При этом, для обеих энергий падающих нейтронов - 14,36 и 9,1 Мэв эти переходы при одинаковых энергиях возбуждения ϵ (усредненные по одному и тому же интервалу Δ) в нашей схеме должны быть одними и теми же.

У Моноизотопный элемент ^{89}Y содержит, согласно схеме оболочек, лишь один протон в состоянии $2p_{1/2}$ сверх заполненных оболочек. Анализ усредненных (с соответствующим весом углов) спектров, учитывающий влияние энергетического разрешения, дает значения параметров:

для $E=14,36$ Мэв - $T=1,24$ Мэв, $\bar{\alpha} = 66,6 \frac{\text{Мб}}{\text{Мэв}}$, $\gamma = 0,38 \frac{\text{Мб}}{\text{Мэв}}$, $\eta = 0,21$,
а для $E=9,1$ Мэв - $T=0,71$ Мэв, $\bar{\alpha} = 264 \frac{\text{Мб}}{\text{Мэв}}$, $\gamma = 0,9 \frac{\text{Мб}}{\text{Мэв}}$, $\eta = 0,15$.

Угловое распределение приведено для двух значений E' для каждого E , относящихся к примерно одним и тем же энергиям возбуждения (для разных E). Для $E=14,36$ Мэв и $E'=8,72$ Мэв хорошо согласуется со схемой модели оболочек и экспериментальными данными сумма переходов с одинаковыми $\beta - p_{1/2} \rightarrow g_{9/2}$ и $f_{5/2} \rightarrow p_{1/2}$ с примесью $\sim 1/3 \beta$ перехода $f_{5/2} \rightarrow g_{9/2}$. Величина $kR = 5,7$ выбиралась одинаковой для всех переходов и при всех энергиях E и E' . Распределение нейтронов испарительной части спектра принималась изотропной. Эта же сумма переходов использовалась при описании угловых распределений для других энергий E и E' . При $E=3,37$ Мэв и $E=9,1$ Мэв был выбран неизотропный максвелловский спектр с коэффициентом $\alpha = \bar{\alpha}(0,95 + 0,16 \cos^2 \theta)$.

№6 Также моноизотопный (^{93}Nb), содержит сверх заполненных оболочек 2 нейтрона в оболочке $d_{5/2}$ и протон в $g_{9/2}$. Полученные по усредненным спектрам параметры следующие:
 $E=14,36$ Мэв - $T=1,2$ Мэв, $\bar{\alpha} = 73 \text{Мб}/\text{Мэв}$, $\gamma = 0,35 \text{Мб}/\text{Мэв}$, $\eta = 0,18$;
 $E=9,1$ Мэв - $T=0,75$ Мэв, $\bar{\alpha} = 216 \text{Мб}/\text{Мэв}$, $\gamma = 0,9 \text{Мб}/\text{Мэв}$, $\eta = 0,16$.

Для описания углового распределения вблизи энергий $E' = 8,72$ Мэв ($E = 14,36$ Мэв) и $E' = 3,46$ Мэв ($E = 9,1$ Мэв) выбрана сумма переходов для нейтронных оболочек $g_{7/2} \rightarrow d_{5/2}$, $g_{9/2} \rightarrow g_{7/2}$ и $d_{5/2} \rightarrow h_{11/2}$ с одинаковыми β и $\kappa R = 5,7$. Распределение для максвелловской части выбрано изотропным. Для второй области энергий с $E' = 5,87$ Мэв ($E = 14,36$ Мэв) и $E' = 1,73$ Мэв ($E = 9,1$ Мэв) угловые распределения в рамках экспериментальных ошибок описываются лишь одним переходом $g_{9/2} \rightarrow d_{5/2}$ с $\kappa R = 5,7$, но если для $E' = 5,87$ Мэв испарительный спектр можно выбрать изотропным, то для $E' = 1,73$ Мэв лучшее согласие с экспериментом дает выбор $\alpha = \bar{\alpha} (0,94 + 0,2 \cos^2 \theta)$.

Cr Основной изотоп ^{52}Cr , где сверх заполненных уровней 4 протона в оболочке $1f_{7/2}$. Основные параметры:
 $E = 14,36$ Мэв - $T = 1,21$ Мэв, $\bar{\alpha} = 46 \text{ мб/Мэв}$, $\gamma = 0,54 \text{ мб/Мэв}$, $\eta = 0,45$;
 $E = 9,1$ Мэв - $T = 0,88$ Мэв, $\bar{\alpha} = 123 \text{ мб/Мэв}$, $\gamma = 1,30 \text{ мб/Мэв}$, $\eta = 0,31$.
 Угловые распределения при $E' = 8,72$ Мэв ($E = 14,36$ Мэв) хорошо описываются суммой переходов в протонных оболочках $f_{7/2} \rightarrow p_{3/2}$ и $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ с одинаковыми β и с $\beta_1 \approx 0,5 \beta$ переходом $d_{5/2} \rightarrow f_{7/2}$. Величина $\kappa R = 3,73$ выбрана одинаковой для всех E и E' . При $E' = 3,5$ Мэв ($E = 9,1$ Мэв) лучшее согласие достигается, если в этой сумме опустить переход ($f_{7/2} \rightarrow p_{3/2}$), что связано, повидимому, с более узким разрешением в этом случае, чем для $E' = 8,72$ Мэв. При энергии $E' = 5,87$ Мэв ($E = 14,36$ Мэв) хорошее согласие дает сумма переходов, эффективная при $E = 8,72$ Мэв с увеличенной на 50% составляющей перехода $f_{7/2} \rightarrow p_{3/2}$, что связано, возможно, с включением соответствующего нейтронного перехода. Для $E' = 2$ Мэв ($E = 9,1$ Мэв) выбрана сумма переходов $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ и $f_{7/2} \rightarrow p_{1/2}$ с одинаковыми β и перехода $f_{7/2} \rightarrow p_{3/2}$ с $\beta_1 \approx 0,5 \beta$. Вклад максвелловской части при этой энергии получен неизотропным:
 $\alpha = \bar{\alpha} (0,85 + 0,45 \cos^2 \theta)$

Fe Основной изотоп ^{56}Fe содержит в незаполненных оболочках, согласно схеме, два нейтрона в состоянии $2p_{3/2}$ и 6 протонов в $1f_{7/2}$ (или две дырки в этой оболочке). Подгонка параметров по усредненным спектрам дает:
 для $E = 14,36$ Мэв - $T = 1,38$ Мэв, $\bar{\alpha} = 29 \text{ мб/Мэв}$, $\gamma = 0,6 \text{ мб/Мэв}$, $\eta = 0,60$;
 для $E = 9,1$ Мэв - $T = 0,82$ Мэв, $\bar{\alpha} = 136 \text{ мб/Мэв}$, $\gamma = 1 \text{ мб/Мэв}$, $\eta = 0,25$;
 Угловое распределение при $E' = 8,72$ Мэв описывается суммой переходов $f_{7/2} \rightarrow p_{1/2}$ и $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$ в нейтронных и протонных оболочках

и переходов $f_{7/2} \rightarrow g_{7/2}$ по протонам и $p_{3/2} \rightarrow g_{7/2}$ по нейтронам. Параметр $R = 4,1$ ферми, а испарительная часть спектра изотропна. При энергии $E = 5,6$ Мэв использовалась та же сумма переходов плюс переход в нейтронной оболочке $f_{7/2} \rightarrow g_{7/2}$. Однако, величина параметра R в этом случае несколько изменена - $R = 4,6$ ф., что позволило объяснить особенности углового распределения при этой энергии с изотропным максвелловским спектром. Для $E = 9,1$ Мэв приведены распределения для $E = 1,5$ Мэв и 3 Мэв. Использовались те же переходы, что и для соответствующих энергий в случае $E = 14,36$ Мэв с $R = 4,1$ ф. Вклад испарительной части предполагался неизотропным: для $E = 3$ Мэв $\alpha = \bar{\alpha} (0,9 + 0,3 \cos^2 \theta)$, а для 1,5 Мэв $\alpha = \bar{\alpha} (0,88 + 0,35 \cos^2 \theta)$.

Co Основной изотоп ^{59}Co , где до полностью заполненных оболочек не хватает одного протона в $1f_{7/2}$. Основные параметры: при $E = 14,36$ Мэв - $T = 1,28$ Мэв, $\bar{\alpha} = 51 \text{ мб/Мэв}$, $\gamma = 0,44 \text{ мб/Мэв}$, $\eta = 0,30$; при $E = 9,1$ Мэв - $T = 0,81$ Мэв, $\bar{\alpha} = 150 \text{ мб/Мэв}$, $\gamma = 1,27 \text{ мб/Мэв}$, $\eta = 0,29$. Для $E = 8,72$ Мэв ($E = 14,36$ Мэв) учитывались переходы $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$, $f_{7/2} \rightarrow p_{1/2}$, по протонам и нейтронам и переход $f_{7/2} \rightarrow g_{7/2}$ в протонной оболочке с $\kappa R = 3,2$. Для $E = 6,4$ Мэв помимо этой суммы были добавлены нейтронные переходы $p_{3/2} \rightarrow g_{7/2}$, $p_{3/2} \rightarrow d_{5/2}$, $p_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$ с $\kappa R = 3,2$. Соответствующие переходы эффективны, повидимому, и для энергий $E = 1,5$ Мэв и 3 Мэв при $E = 9,1$ Мэв, но для подгонки по экспериментальным данным необходимо выбрать $\kappa R = 4,5$, а спектр испарения симметричным, но с отличной от $(A + B \cos^2 \theta)$ угловой зависимостью (рис. 1)

Ni Здесь анализ сложнее, так как необходимо учитывать вклад нескольких изотопов. Параметры, определенные по средним спектрам: при $E = 14,36$ Мэв - $T = 1,2$ Мэв, $\bar{\alpha} = 34 \text{ мб/Мэв}$, $\gamma = 0,39 \text{ мб/Мэв}$, $\eta = 0,43$; при $E = 9,1$ Мэв - $T = 0,85$ Мэв, $\bar{\alpha} = 71 \text{ мб/Мэв}$, $\gamma = 0,85 \text{ мб/Мэв}$, $\eta = 0,31$. Для описания угловых распределений были выбраны те же переходы, что и для Co при соответствующих энергиях. Для $E = 14,36$ Мэв $\kappa R \approx 4,25$, а для $E = 9,1$ Мэв - $\kappa R \approx 4,5$. Для испарительной части здесь, также, как и для Co, получилось симметричное угловое распределение с отличной от $(A + B \cos^2 \theta)$ зависимостью от углов.

Значения сечений реакций $(n, 2n)$ (n, pn) (20) приведены ниже:

Элемент	Cr	Fe	Co	Ni	Y	Nb
$\bar{\sigma}_{(n,2n)+(n,pn)}$ (барн)	$0,18 \pm 0,08$	$0,45 \pm 0,08$	$0,54 \pm 0,06$	$0,10 \pm 0,04$	$0,85 \pm 0,06$	$0,94 \pm 0,04$

Заключение.

Прежде всего, из анализа экспериментальных данных следует вывод о возможности представления спектра неупруго рассеянных нейтронов в рассмотренных примерах в виде суммы испарительной (максвелловской) части, которой соответствуют одинаковые под всеми углами температуры и симметричные угловые распределения, и вклада процесса прямого неупругого рассеяния. Полученная для последнего схема параметризации является в значительной степени феноменологической, отражающей характерные наблюдаемые экспериментально особенности энергетической и угловой зависимости не-максвелловской части спектра. Действительно, плавная зависимость соответствующего сечения $\sigma_2(E, E', \theta)$ от энергии возбуждения $\xi = E - E'$ есть непосредственно результат усреднения по большому числу отдельных прямых переходов в интервале экспериментального разрешения $\Delta \sim \text{Мэв} (\sim \sqrt{E/E} \rho(E))$ (8). Другой экспериментальный факт - качественное подобие формы угловых распределений для различных E' в интервале порядка нескольких Мэв приводит к выводу об одночастичной структуре среднего сечения прямого процесса, а довольно резкий для ряда ядер характер угловой зависимости указывает на преобладание отдельных одночастичных переходов, связанных с нуклонами в незаполненных оболочках.

Использованное в работе приближенное представление вероятности отдельного одночастичного перехода как функции переданного импульса $\hbar q = \hbar |K - K'|$ существенно упрощает параметризацию и находит качественное экспериментальное подтверждение при сопоставлении данных для соответствующих значений E , E' и θ . И, наконец, можно считать, что для рассмотренных примеров относительный характер зависимости угловых распределений от q позволяет более или менее однозначно связать их с определенными переходами в модели оболочек. Таким образом, основным аргументом в пользу приведенной схемы параметризации дважды дифференциального сечения неупругого рассеяния служит ее качественное соответствие основным наблюдаемым в эксперименте тенденциям в энергетической и угловой зависимостях нейтронных спектров.

Практический анализ спектров неупруго рассеянных нейтронов на основе рассмотренной схемы имеет ряд преимуществ по сравне-

нию с другими схемами [1,3,6]. Во-первых, при выделении испарительной части используется весь объем экспериментальной информации как для энергетического, так и углового распределения нейтронов эмиссии. В результате, повышается точность определения ядерной температуры, одинаковой под всеми углами, появляется возможность оценки вклада немаксвелловской части в различных энергетических интервалах и для разных углов, а для $E=14,36$ Мэв определяется также сечение реакции $(n, 2n)$. Во-вторых, представляя угловую зависимость при некоторой энергии E (например, для $E=14,36$ Мэв) как функцию q и ϵ , можно на основе нашей схемы сделать качественные заключения о характере угловых распределений для других энергий падающих нейтронов при соответствующих ϵ . И, в третьих, наблюдаемые особенности углового распределения неупруго рассеянных нейтронов для ряда ядер находят простую физическую интерпретацию в рамках модели оболочек.

Следует отметить, однако, что определяемые параметры схемы β_{if} и R_{if} могут иметь довольно сложную с точки зрения последовательного теоретического подхода структуру. Изменение значений R_{if} от E и E' для разных переходов можно проанализировать, например, используя для вероятностей переходов более точные результаты DWBA приближения. Для этой, довольно громоздкой математически, задачи в настоящее время имеются соответствующие программы и получены предварительные результаты. Вопрос же об интерпретации коэффициентов β_{if} остается пока открытым, так как здесь мы сталкиваемся с рядом принципиальных трудностей, касающихся оценки вклада отдельных оболочек в реальные волновые функции ядра-мишени при относительно высоких энергиях возбуждения, определения величины амплитуды нуклон-нуклонного взаимодействия (9) и ряда других острых проблем. Для каких-либо конкретных заключений относительно систематики этих коэффициентов полезны дальнейшие экспериментальные исследования в жесткой части спектра (где максвелловская часть не существенна) для ядер близких к магическим с лучшей точностью измерений и более мелким шагом по θ и E' .

Авторы пользуются случаем выразить глубокую признательность директору физ.-мат. наук Ставинскому В.С. за постоянный интерес к работе и ценные замечания.

Приложение

Вычисление радиального матричного элемента (I4).

Выберем в интеграле (I4) волновые функции ψ_i и ψ_f в асимптотической форме $\psi_i \approx C_i r^{-1} \exp(-\chi_i r)$, где C_i можно оценить на условия нормировки $C_i \approx \exp \chi_i R$. Тогда для радиального матричного элемента будем иметь:

$$R^l \approx \chi e^{\chi R} \int_R^\infty dr j_l(qr) e^{-\chi r} = \int_0^\infty j_l(qR + qy) e^{-\chi y} dy, \quad (I)$$

где $\chi = \chi_i + \chi_f$. Воспользуемся теоремой сложения для сферических функций Бесселя -

$$j_L(u+v) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{\ell'=|L-\ell|}^{L+\ell} i^{L+\ell'} \frac{e^{+e'-L} (2e'+1)(2e'+1)}{2L+1} (e'e'/L) j_\ell(u) j_{\ell'}(v). \quad (II)$$

Подставляя (II) в интеграл (I), получим

$$R^l \approx \frac{\chi}{q} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{\ell'=|L-\ell|}^{L+\ell} i^{L+\ell'} \frac{e^{+e'-L} (2e'+1)(2e'+1)}{2L+1} (e'e'/L) j_\ell(qR) \tilde{Q}_\ell\left(\frac{\chi}{q}\right), \quad (III)$$

где величины

$$\tilde{Q}_\ell\left(\frac{\chi}{q}\right) = q \int_0^\infty j_\ell(qy) e^{-\chi y} dy \quad (IV)$$

определяются как функции Лежандра второго рода от мнимого аргумента

$$\tilde{Q}_\ell(z) = (-i)^{e+1} Q_\ell(-iz);$$

$$\tilde{Q}_0(z) = \arctg \frac{1}{z}, \quad \tilde{Q}_1(z) = 1 - z \arctg \frac{1}{z},$$

$$(\ell+1) \tilde{Q}_{\ell+1}(z) = (2\ell+1) z \tilde{Q}_\ell(z) + \ell \tilde{Q}_{\ell-1}(z).$$

(V)

Как показывает расчет (рис.2), эти функции быстро убывают с ростом ℓ для $z \gg 0,5$. Таким образом, если ограничиться в сумме по ℓ (III) лишь членом с $\ell=0$, то для R^l можно воспользо-

зоваться приближенным результатом:

$$R^L \approx \frac{x}{q} \tilde{Q}_0\left(\frac{x}{q}\right) j_e(qR) = \frac{x}{q} \operatorname{arctg} \frac{q}{x} j_e(qR).$$

(JI)

ЛИТЕРАТУРА

- 1 D.V.Thomson. Phys.Rev., I29, I649, I963.
M.Maruyama. Nucl.Phys., A I3I, I45, I969.
- 2 D.I.Garber e.a. Angular Distributions in Neutron-Induced Reactions. V.2, BNL-400, US AEC, I970.
- 3 O.A.Сальников и др. Я Ф, I2, II32, I970;
In "Nuclear Data for Reactors", IAEA CN-26I79, Vienna, I970, p359
- 4 O.A.Сальников и др. Я Ф, I7, IOOI, I973.
- 5 Дж.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика. ИИЛ,
M, I954, с.288.
- 6 I.I.Griffin. Phys.Rev.Letters. I7, 448, I966.
- 7 B.C.Ставинский. Я Ф, II, 60I, I970;
в об. Элем. частицы и ат. ядра. Т.3, ОИЯИ, Дубна, I972, с.832.
- 8 N.Amstern. Direct Nuclear Reactions Theories.
Willey Interscience, N.Y., I970.
- 9 B.T.Butler. Phys.Rev., IO6, 272, I957;
- IO A.C.Давыдов. Теория атомного ядра. Физматгиз, M., I958.
- II M.C.Шапиро. Теория прямых ядерных реакций. Атомиздат, M., I963.
- 12 H.Feshbach. Ann.Phys; 5, 237, I958; I9, 287, I962; 47, 4IO, I967.
- 13 W.Mac Donald, A.Mekjian. Phys.Rev., I60, 730, I967.
- 14 T.Ericson. Adv. in Physics, 9, 425, I960.
- 15 Г.А.Тертычный, Ю.И.Шубин. Я Ф, I7, 287, I973.
- 16 Н.С.Вирюков, Б.В.Журавлев, В.И.Пляскин и др. Спектры и угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 9, I Мэв на ядрах Oг, Fe, Со, Ni, Y, Nb .
Препринт ФЭИ-457, I973.
- 17 Н.Р.Журикова. Препринт ОИЯИ P5 - 37I2, Дубна, I968.

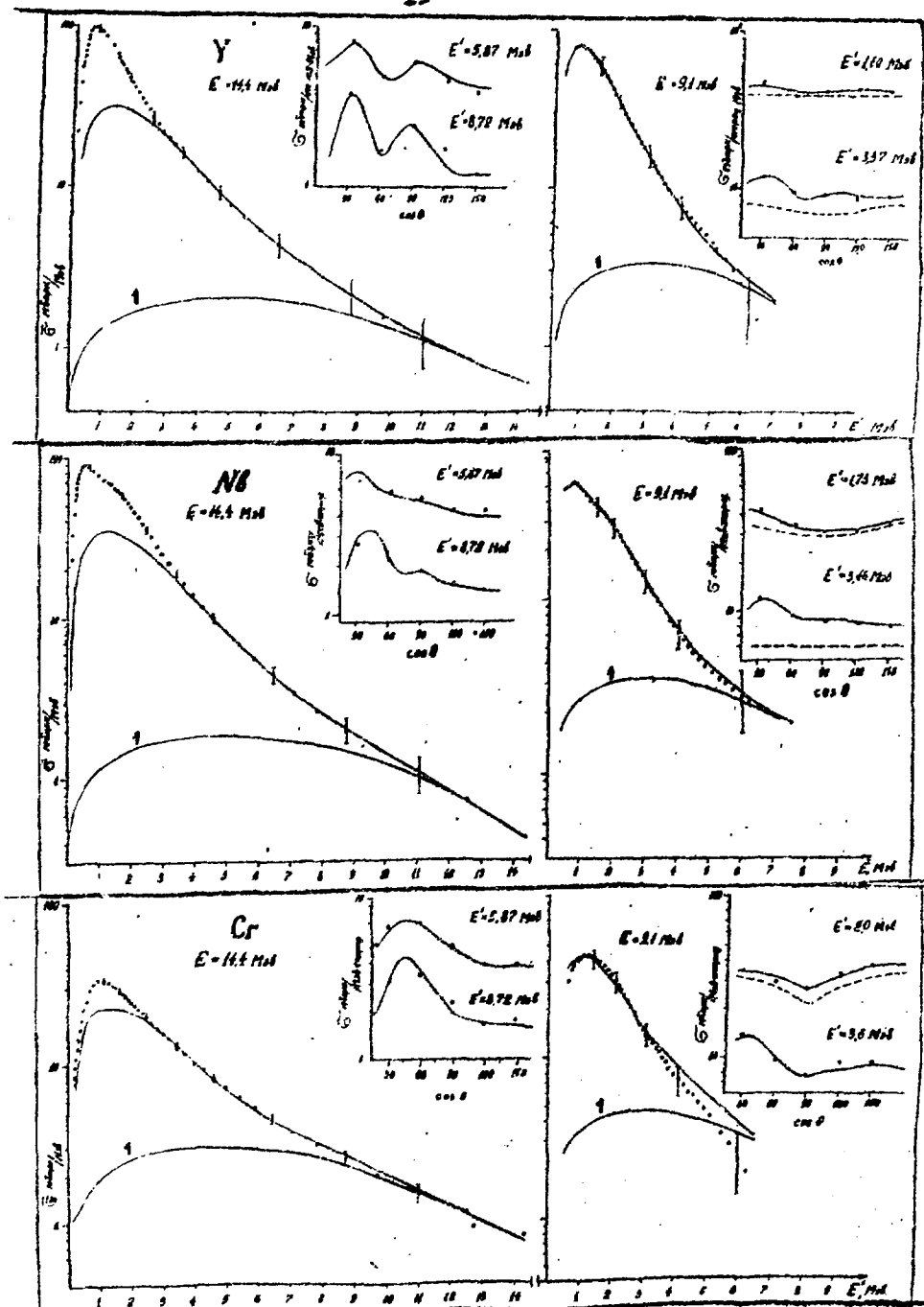


Рис. I Средние спектры и угловые распределения нейтронов эмиссии для $E=14,4$ Мэв и $9,1$ Мэв, расчет и экспериментальные данные, I - вклад прямого процесса, пунктир - угловые распределения подпорционной части спектра (в остальных случаях - изотропна).

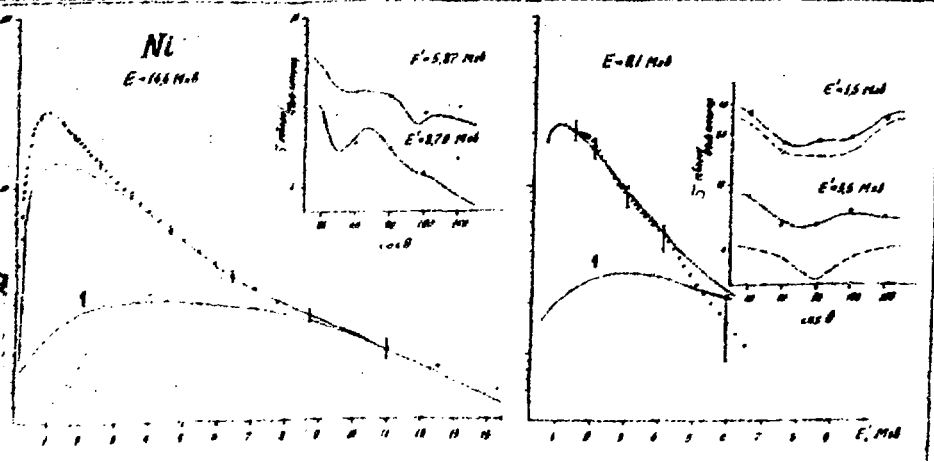
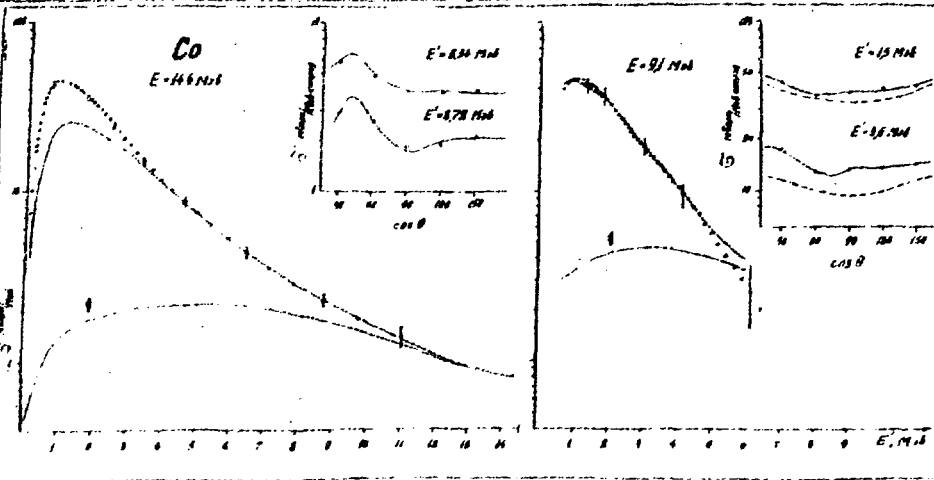
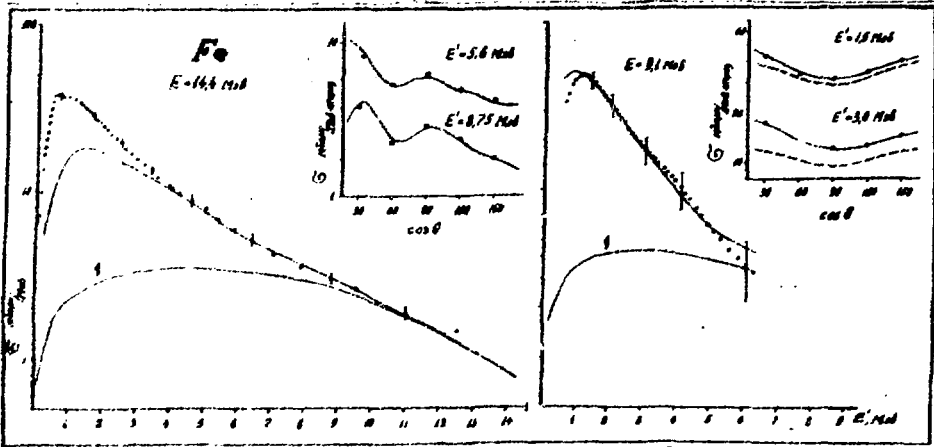


Рис. I (продолжение).

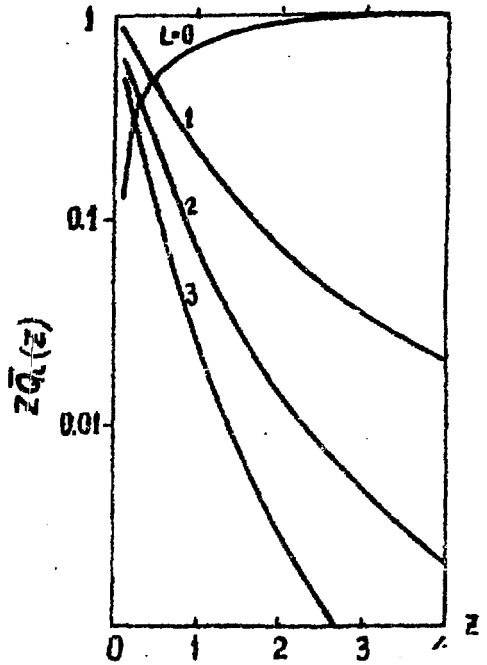


Рис. 2 Величины $Q_L(z)$ для разных L



ФЭИ-472 1-02756 от 13/II-74 г. Объем 0,9 усл.п.л. Тираж 100 экз.
Цена 9 коп. Заказ № 160

Отпечатано на роталпринте ФЭИ, март 1974 г.