



Ордена Ленина

ИАЭ-2454

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

SU 760 5980

Н. С. Лебедева, Ю. Г. Зубов, В. М. Морозов

A31

О восстановлении
по экспериментальным данным
полного сечения
взаимодействия нейтронов с ядрами
как функции энергии нейтронов

Москва 1974

**ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ ИМ. И. В. КУРЧАТОВА**

Н.С.Лебедева, Ю.Г.Зубов, В.М.Морозов

**О ВОССТАНОВЛЕНИИ
ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ
ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ
КАК ФУНКЦИИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ**

Москва

1974

Ключевые слова: нейтроны, сечения,
ядра, энергия, оценка.

11099

Обсуждается вопрос об интерпретации результатов измерений прозрачности образцов на моноэнергетическом пучке нейтронов; в этом случае сведения о полном сечении взаимодействия нейтронов с ядрами могут быть получены далеко не всегда и лишь при наличии информации относительно свойств функции в пределах энергетического разрешения пучка. Показано, что отсутствие в настоящее время такой информации, обусловленное ограниченностью технических и теоретических возможностей, определяет неразрешимость задачи восстановления истинной функции полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами.

Отмечается, что наряду с необходимостью совершенствования теории ядерных взаимодействий и улучшения в экспериментах энергетического разрешения — для решения задачи восстановления функции — практические надобности требуют обращения к паллиативам, форма которых должна определяться конкретными обстоятельствами.

Предлагается метод экспериментального исследования функционала Φ от входящих в него параметров, позволяющий получить некоторые сведения о структуре искомой функции в пределах энергетического разрешения.

1. ВВЕДЕНИЕ

В первые же годы изучения взаимодействия нейтронов с веществом была введена вероятностная мера взаимодействия - полное сечение взаимодействия нейтрона с отдельным ядром Σ_t , измеряемая в единицах площади (барн - 10^{-24} см²). Вероятность T нейтрону пройти без взаимодействия слой вещества (образец) может быть измерена экспериментально. Если образец содержит L ядер/барн, каждое из которых взаимодействует с нейтронами независимым образом, то в соответствии с законом Пуассона

$$T = \exp(-\Sigma_t L). \quad (1)$$

Канонизированная процедура измерения полного сечения, носящая название метода пропускания (ослабления), основывается на измерениях T и L и следующей из (1) возможности выразить полное сечение через эти величины

$$\Sigma_t = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{T}\right). \quad (2)$$

Изучению зависимости полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами посвящены многие экспериментальные и теоретические работы. Опыт показывает, что полное сечение, как правило, является немонотонной функцией энергии нейтронов. Канонизированная процедура измерения полного сечения в реальном эксперименте приводит к результату, отличному от истинной величины сечения как из-за ограниченной точности измерения, так и из-за несоответствия эксперимента логическим предпосыл-

кам канонизированной процедуры. Поэтому существует проблема восстановления истинной функциональной зависимости $\Sigma_t(E)$ по данным реальных экспериментов.

При обсуждении различных источников погрешностей, уклоняющих получаемые в эксперименте величины от Σ_t , недостаточное внимание уделяется тому факту, что используемые в экспериментах пучки нейтронов не являются моноэнергетическими. Однако вследствие этого в общем случае сведения относительно структуры функции в пределах так называемого энергетического разрешения эксперимента теряются, вычисляемая в соответствии с канонической процедурой величина (2) оказывается фиктивной и задача восстановления полного сечения становится неразрешимой.

В области энергий нейтронов свыше 500 кэв для ядер среднего и тяжелого веса^{*} реально достигнутые энергетические разрешения в экспериментах с нейтронами, как правило, все еще недостаточны для того, чтобы соответствовать логике канонизированной процедуры измерений полных сечений, дальнейшее же улучшение энергетического разрешения требует существенных затрат. Поэтому обсуждение возможности восстановления функции Σ_t в условиях ограниченного энергетического разрешения представляется интересным.

Некоторые суждения настоящей работы достаточно хорошо известны; мы, однако, считаем необходимым вернуться к ним, имея в виду попытки отыскания объективных процедур сравнения и оценки достоверности многочисленного экспериментального материала, полученного канонизированной процедурой измерения полных сечений. Многие результаты настоящей работы в равной мере могут быть отнесены и к экспериментам по измерениям дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов и сечений реакций.

П. МЕТОД ПРОПУСКАНИЯ

П.1. Функционал как результат реальных измерений прозрачности

Если охарактеризовать распределение интенсивности нейтронов различных энергий, испускаемых источником в заданном направлении, функцией $\rho(E)$, а эффективность детектора нейтронов функцией $\eta(E)$, то их произведение $\delta(E) = \rho(E) \cdot \eta(E)$.

* В качестве иллюстраций в настоящей работе использованы опубликованные данные измерений полных сечений взаимодействия для ядер железа, свинца, урана, а также азота в области энергий нейтронов свыше 500 кэв.

исчерпывающе описывает энергетические свойства регистрируемого пучка. Сведения о функции $\delta(E)$, обычно ограничиваются оценками (зачастую субъективными) двух характеризующих ее величин - средней энергии \bar{E} и энергетического разрешения ΔE^* , причем последняя из величин в отличие от первой не имеет в нейтронной физике стандартного определения, пригодного для любой формы функции $\delta(E)$.

Воздерживаясь от детального обсуждения влияния свойств функции $\delta(E)$ на результаты измерений полного сечения, зададим ее в идеализированном виде

$$\delta(E) = \text{const} \neq 0 \text{ на интервале } (E_1, E_2), \quad (3)$$

$$= 0 \text{ вне его;}$$

$$(E_2 - E_1 = \Delta E; \frac{E_1 + E_2}{2} = \bar{E}).$$

В измерениях прозрачности на монохроматическом пучке нейтронов происходит автоматическое усреднение прозрачностей исследуемого образца, соответствующих различным энергиям нейтронов. Если интенсивность отсчетов нейтронов, регистрируемых детектором в отсутствие образца, записать как

$$N_0 = \int \delta(E) dE,$$

а интенсивность отсчетов нейтронов в присутствии образца как

$$N = \int \delta(E) \exp[-\Sigma_t(E)L] dE,$$

то прозрачность, полученная в эксперименте с моноэнергетическим пучком нейтронов, в общем случае имеет вид

$$T = \frac{\int \delta(E) \exp[-\Sigma_t(E)L] dE}{\int \delta(E) dE}$$

* Замена функции $\delta(E)$ двумя интегральными характеристиками в значительной мере обусловлена тем, что использование технически предельно достижимых энергетических разрешений по определению несовместимо с возможностью экспериментального изучения этой функции.

или в предположении (3)

$$T = \frac{1}{\Delta E} \int_{E_1}^{E_2} \exp[-\Sigma_t(E)L] dE = \Phi(\Sigma_t, \bar{E}, \Delta E, L) \quad (4)$$

(Φ - функционал от Σ_t). Согласно (4), наблюдаемой прозрачности образца для пучка немонахроматических нейтронов ставится в соответствие не значение функции, как это было в случае (1) при рассмотрении монохроматического пучка, а значение функционала от искомой функции $\Phi(\Sigma_t, \bar{E}, \Delta E, L)$, зависящего также от параметров \bar{E} , ΔE и L , характеризующих условия проведения эксперимента. Очевидно, что сведения о структуре функции на интервале интегрирования (E_1, E_2) потеряны: различные функции Σ_t могут приводить к одному и тому же значению функционала.

П.2. Фиктивность величины σ_t , вычисляемой на основе функционала в методе пропускания

В канонизированной процедуре измерения полных сечений методом пропускания, независимо от энергетических свойств пучка и возможных свойств полного сечения в пределах (E_1, E_2), сечение вычисляется по экспериментальной величине прозрачности с помощью выражения (2), т.е. в предположении экспоненциального закона поглощения пучка (который в общем случае для (4) не справедлив). Полученное значение приписывается сечению, соответствующему средней энергии пучка нейтронов.

Поскольку результат именно таких вычислений изображается как результат измерений полного сечения, сохраним за ним общепринятое обозначение σ_t . Зависимость σ_t от искомой функции полного сечения, свойств регистрируемого пучка и длины образца может быть получена в явном виде подстановкой (4) в (2)

$$\sigma_t = \frac{1}{L} \ln \left\{ \frac{\Delta E}{\int_{E_1}^{E_2} \exp[-\Sigma_t(E)L] dE} \right\}. \quad (5)$$

Из анализа (5) следует, что если возможно линейное приближение функции Σ_t в пределах (E_1, E_2)*, то σ_t выражается через полусумму и разность значений

* Возможность линейного приближения функции Σ_t соответствует тому, что используемое энергетическое разрешение много меньше параметра нерегулярности искомой функции в исследуемой области, т.е. структура функции разрешена.

полного сечения на концах интервала $\Sigma_t(E_1)$ и $\Sigma_t(E_2)$ (см. дополнение 1)

$$\sigma_t = \Sigma_t(\bar{E}) - \frac{1}{h} \ln \left\{ \frac{\operatorname{sh}(\Delta \Sigma_t \frac{h}{2})}{\Delta \Sigma_t \frac{h}{2}} \right\} \left(\begin{array}{l} \Sigma_t(\bar{E}) = \frac{\Sigma_t(E_1) + \Sigma_t(E_2)}{2} \\ \Delta \Sigma_t = \Sigma_t(E_2) - \Sigma_t(E_1) \end{array} \right) \quad (6)$$

Значение σ_t при использовании "тонких" образцов может оказаться практически совпадающим со значением искомой функции при средней энергии пучка. При заданной толщине образца абсолютная точность определения $\Sigma_t(\bar{E})$ зависит также от величины прироста функции $\Delta \Sigma_t$.

В общем случае σ_t является фиктивной величиной*.

Метод пропускания не позволяет отличить те случаи, когда в результате измерений приобретаются сведения о полном сечении. Это может быть проиллюстрировано изображенными на рис. 1 и 2 результатами реальных измерений величин σ_t для железа и азота в интервале энергий нейтронов 0,5-1,0 Мэв при различных энергетических разрешениях ΔE . На рис. 1 приведены данные измерений σ_t для железа, полученные в ряде работ [1-7] с 1948 по 1970 г., а на рис. 2 - аналогичные данные для азота по материалам двух работ: работы [8] 1952 г. и работы [7] 1970 г. Монотонный участок кривой σ_t для азота в области от 700 до 900 кэв практически не претерпел никаких изменений, хотя разрешение улучшилось в 30 раз** . На железе же картина иная: монотонный участок кривой σ_t в пределах 800-900 кэв на графике, заимствованном из Атласа Юза 1958 г., к 1970 г. трансформировался в весьма нерегулярную кривую, на которой различается не менее 20 пиков. Не исключено, что при повышении разрешения обнаружится дополнительная структура: например, на участке между 869 и 684 кэв на кривой для железа появится новый частокор пиков.

* В дополнении II с помощью расчетов показано влияние параметров функционала на результат расчета σ_t для функции полного сечения, обладающей выраженной структурой. Обсуждается также фиктивный характер так называемых средних полных сечений (как $\bar{\Sigma}_t$, так и $\bar{\sigma}_t$).

** Изображенное на рисунке разрешение соответствует не экспериментальному, а полученному посредством суммирования данных измерений соседних точек, произведенного для уменьшения числа точек на графике. О совпадении своих результатов с результатами работы [8] авторы работы [7] упоминают в тексте.

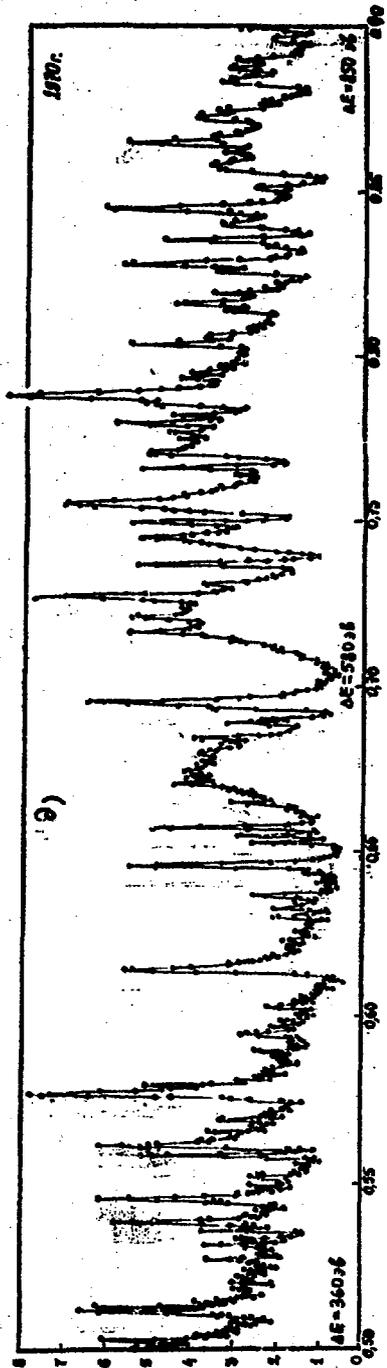
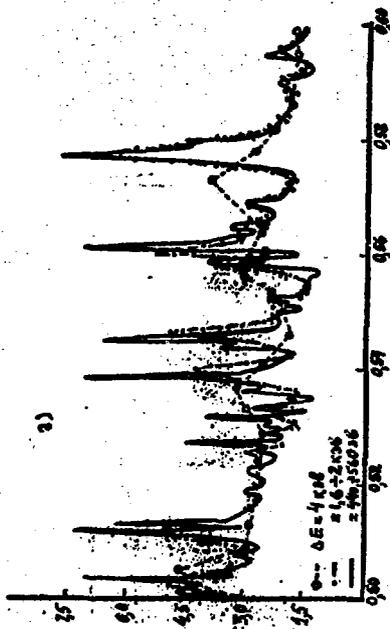
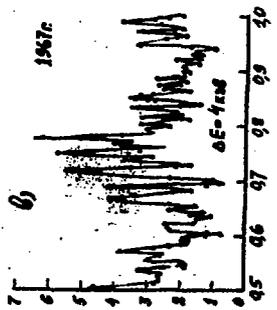
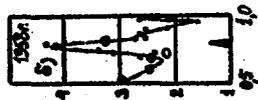
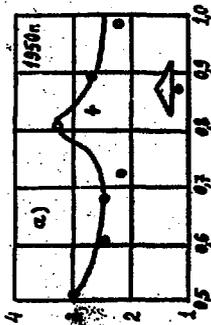


Рис. 1. Полное сечение взаимодействия нейтронов с железом в области энергий нейтронов 0,5-1,0 Мэв. Графики заимствованы: а) из работы [1]; б) из работы [2]; в) из работы [3]; г) из работы [4] (О - работа [3], - - - работа [5], — - работа [6]; д) из работы [7].

Таким образом, в опытах с моноэнергетическими пучками нейтронов метод пропускания не пригоден для измерения полных сечений: по величинам σ_t оказывается невозможным судить об истинном характере полного сечения. Из-за отсутствия другого метода измерения полных сечений было бы желательно получить откуда-либо дополнительную информацию о свойствах изучаемой функции, которая позволила бы выделить, например, экспериментальные ситуации, в которых σ_t и $\Sigma_t(\bar{E})$ связаны соотношением (6).

Для возможности идентифицировать σ_t как $\Sigma_t(\bar{E})$, необходимы по меньшей мере сведения о зависимости от энергии нейтронов минимального значения ΔE , требуемого для разрешения структуры искомой функции (или сведения о минимальном параметре нерегулярности и о производных функции). Тогда могут быть выделены области энергий нейтронов, в которых достигнутое в эксперименте ΔE таково, что с необходимой степенью точности можно определить значения полного сечения $\Sigma_t(\bar{E})$, после чего становится разрешимой и задача восстановления функции полного сечения*.

Ш. ВОЗМОЖНЫЕ ИСТОЧНИКИ ИНФОРМАЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНО СВОЙСТВ ФУНКЦИИ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ

Ш.1. Теория

Существует мнение, что теория ядра, "хотя и недостаточно точна, чтобы предсказать ход сечений, тем не менее имеет большое значение для установления закономерностей, интерполяции между экспериментальными точками и даже для предугадывания многих из них с хорошей точностью" [11]. В соответствии с ним теоретические представления используются для проведения кривых, применяющихся для описания полученных в эксперименте данных, что, однако, нередко сопровождается выбрасыванием ряда экспериментальных точек, не оправдываемом погрешностями эксперимента**. Пред-

* Процесс восстановления истинной кривой необходимым моментом содержит сравнение данных различных экспериментов, произведенных в сопоставимых (сравнимых) условиях. Заметим, что критерий сравнимости условий экспериментов успешно формулируется лишь для экспериментов, в которых измеряется величина $\Sigma_t(\bar{E})$ (структура функции разрешена; тонкий образец) или, иными словами, выполняются условия I и II дополнения 1.

** См., например, на рис. 3 кривую и экспериментальные точки для полного сечения свинца из работы [12]. Единственность способа проведения кривой вызывает сомнения, можно предположить существование более тонкой структуры в распределении точек σ_t , которую авторы игнорировали.

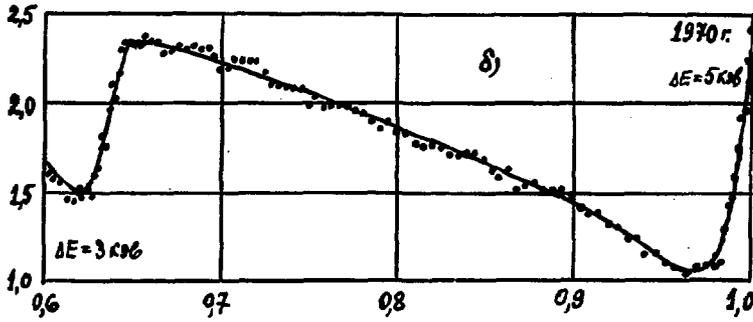
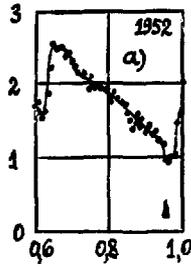


Рис. 2. Полное сечение взаимодействия нейтронов с азотом в области энергий нейтронов 0,6 - 1,0 Мэв. Графики заимствованы: а) из работы [8] ; б) из работы [7].



Рис. 3. Полное сечение взаимодействия нейтронов со свинцом в области энергий нейтронов 2,5 - 7,5 Мэв. График заимствован из работы [12].

ставляет интерес обсуждение вопросов, какова весомость предсказаний теории взаимодействия нейтронов с ядрами, т.е. какую достоверную информацию можно из нее почерпнуть, и может ли существующая теория хотя бы предсказать характер структуры полного сечения в функции энергии нейтронов и тем самым определить предел, далее которого улучшать энергетическое разрешение в экспериментах не имеет смысла.

Исторический анализ показывает, что роль экспериментов по измерению полных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами можно назвать основополагающей для теории ядерных взаимодействий. Обнаружение узких пиков в сечении при малых энергиях нейтронов послужило основанием для гипотезы Бора о промежуточном ядре, привело к развитию статистической теории ядра и формализма R -матрицы (см. работу [13]), а результатом экспериментов, проведенных при больших энергиях с плохим энергетическим разрешением, показавших наличие "гросс-структуры" в сечении, было построение оптической модели ядра.

В современной форме теория очень гибка*, и новые эксперименты приводят к незамедлительному изменению ее представлений. В соответствии со статистической теорией ядра существовало представление, что с увеличением энергии нейтронов ширинны уровней составного ядра и их плотность возрастают до полного перекрытия, после которого исчезают нерегулярности в сечении и оно становится плавной функцией энергии**.

Вплоть до конца пятидесятых годов считалось, что перекрытие уровней составного ядра для ядер среднего и тяжелого веса (т.е. область континуума) начинается где-то в области сотен кэВ и десятков кэВ соответственно. Однако это представление было опровергнуто, когда совершенно неожиданно для теории, нормируемой по нейтронным экспериментам, в экспериментах с протонами в сечениях ряда элементов среднего и тяжелого веса были обнаружены колебания (флуктуации). Позднее при систематическом исследовании зависимости полного сечения от энергии нейтронов на тех же ядрах с лучшим энергетическим разрешением были обнаружены колебания в величине σ_c с амплитудой около

* Вигнер [13], рассказывая о развитии модели промежуточного ядра и создании ее наиболее общей формулировки, допускающей существование многих промежуточных состояний, пишет: "К сожалению, общность основ свидетельствовала о бедности их физического содержания: найти противоречащий им экспериментальный результат было почти невозможно", и далее опять: "Было ясно, что почти любой экспериментальный результат, относящийся к ядерным превращениям, будет согласовываться с такой теорией".

** Для нашей цели было бы важно знание энергии нейтронов, начиная с которой для данного ядра можно рассчитывать на полное перекрытие уровней промежуточного ядра и, следовательно, на разрешимость задачи восстановления истинной функции полного сечения, так как для используемых в области больших энергий нейтронов энергетических разрешений параметром нерегулярности одночастичных уровней оптической модели можно пренебречь.

5–10% от среднего значения сечения и параметром нерегулярности ~ 10 и ~ 100 кэв. Теория ответила на этот экспериментальный материал созданием представлений о промежуточных состояниях, об эрксонсовских флуктуациях, о флуктуациях ширин и плотности уровней, а граничная энергия, отделяющая область континуума, отодвинулась к большим энергиям нейтронов.

Совершенно неожиданно для теории была обнаружена и тонкая структура протонных аналоговых резонансов с шириной около 1 кэв, получившая объяснение опять-таки *post factum*.

Представляется, что роль современной теории взаимодействия нуклонов с ядрами сводится преимущественно к параметризации экспериментальных данных*. Предсказания теории о полном сечении взаимодействия нейтронов с ядрами прямо зависят и следуют из накопленного ранее эмпирического материала по σ_t и не могут дать необходимую информацию о свойствах Σ_t *a priori*. По-видимому, не существует никаких обоснованных теоретических ограничений на ширину пиков полного сечения** и на отношения между ними и тем более на поведение производных полного сечения (отсутствуют физически обоснованные причины переноса результатов, полученных в электронвольтовой области энергий нейтронов в мегавольтовую область).

Ш.2. Эксперимент

В ряде случаев сведения о характере структуры изучаемой функции в пределах ΔE могут быть получены путем экспериментального исследования зависимости функционала Φ от входящих в него параметров.

С этой целью разумно располагать соседние по энергии точки отдельных измерений на расстояниях, меньших ΔE , настолько часто, насколько это позволяет воспроизводимость функции $\delta(E)$ в эксперименте; такие измерения могут выявить наличие структуры с параметром неоднородности, имеющим приблизительно ту же величину, что и ΔE (см. дополнение П).

С этой же целью разумно исследовать закон поглощения пучка нейтронов в изучаемом веществе, так как он определяется структурными особенностями функции полного

* По-видимому, принятые в современной ядерной физике способы параметризации экспериментальных данных – оптическая модель, R -матричная теория и др. – не имеют глубокого физического обоснования, позволяющего теории делать предсказания. В таком случае при параметризации данных экспериментов разумно в ряде случаев исходить из соображений математического удобства, а не из традиции.

** Речь повсюду идет об истинной ширине пиков; доплеровское уширение игнорируется – его можно рассматривать как аппаратный эффект.

сечения: экспоненты с различными показателями затухают по-разному. Остановимся на последнем вопросе подробнее. Будем называть методом фильтрации эксперимент, заключающийся в измерении на одном пучке нейтронов прозрачностей нескольких образцов различной длины^{*}, в отличие от метода пропускания, в котором производятся измерения прозрачности одного образца. Если результат вычислений σ_t для различных L следует соотношению (6), т.е. закон поглощения пучка описывается выражением (1.1) дополнения I в ряде соседних по энергии точек, то достигнутое в таком эксперименте разрешение ΔE соответствует полному разрешению структуры изучаемой функции. В противном случае говорить об этом преждевременно, необходимо дальнейшее уменьшение ΔE ^{**}.

К сожалению, такова лишь принципиальная возможность решения вопроса, разрешена ли структура полного сечения в эксперименте. На практике подобное исследование сталкивается с ограниченной интенсивностью применяемых пучков нейтронов и с ограниченной точностью определения длин образцов. Если второе затруднение может в значительной степени быть нейтрализовано введением определенной методики измерений^{***}, то первое является весьма существенным. Относительно малая интенсивность пучков нейтронов кладет предел достижимой точности определения функционалов и соответственно возможностям метода фильтрации. В то время как в некоторых благоприятных случаях наличие неразрешенной структуры в сечении может быть установлено с определенностью, установить достоверно те случаи, когда в результате измерений мы получаем величину полного сечения $\Sigma_t(\bar{E})$ (структура функции разрешена и справедливо соотношение (6)), из-за ограниченной статистической точности измерений не удается: в пределах погрешностей эксперимента всегда остается возможность существования у функции Σ_t структурных особенностей типа "ряби" или отдельных узких пиков, приводящих к изменениям функционала, не выходящим за пределы погрешностей эксперимента.

* Использование большого числа образцов различной длины позволяет в принципе оценить вклад различных экспонент в закон поглощения пучка, т.е. может дать информацию относительно распределения $\Sigma_t \omega(\Sigma_t) \Delta \Sigma_t$, где $\omega(\Sigma_t) = \sum_i \left(\frac{d\Sigma_t}{d\Sigma_t} \right)_i$; суммирование производится по ветвям функции $\frac{d\Sigma_t}{d\Sigma_t}$ в пределах ΔE (см., например, [14]).

** Конкретная форма исследования свойств сечения в пределах ΔE должна определяться обстоятельствами. Некоторые примеры исследования структуры сечения с помощью данных метода фильтрации приведены в дополнении III.

*** Для этого необходимо производить измерение прозрачности одного и того же образца на пучке нейтронов, предварительно прошедшем через так называемые фильтры - образцы различной длины из того же вещества.

Ш.3. Пример результатов, полученных методом фильтрации

Метод фильтрации в ряде случаев может быть очень действенным, обнаруживая структуру сечения и позволяя производить грубые оценки этой структуры, даже при использовании небольшого числа образцов и плохих разрешений, если наряду с измерениями нескольких функционалов существуют данные измерений σ_{Σ} при лучших значениях ΔE в том же интервале энергий нейтронов.

Эксперименты по фильтрации [15] позволили в начале шестидесятых годов обнаружить наличие неразрешенной в других работах структуры в полном сечении ряда элементов в области энергий нейтронов до 2,7 Мэв, хотя использовавшиеся пучки обладали большим энергетическим разбросом.

Данные работы В.М.Морозова, Ю.Г.Зубова, Н.С.Лебедевой по изучению фильтрации пучка нейтронов со средней энергией 4 Мэв и энергетическим разбросом 400 кэв через образцы железа и свинца-208 были использованы для исследования структуры полного сечения ядер в этой области энергий нейтронов (работа была выполнена с другой целью). Для каждого элемента измерялись прозрачности образца без фильтра, образца после фильтра и прозрачность самого фильтра. Эти данные позволили ввести для описания исследуемого вещества две средних прозрачности, одна из которых соответствует функционалу от полного сечения в области его максимумов, а другая – в области минимумов. На основании этих расчетных данных была произведена грубая оценка разброса значений искомой функции в исследуемом интервале энергий.

Результаты расчетов для железа соответствуют тому, что не более 25% нейтронов из пучка взаимодействуют со средним сечением не менее 5 барн, а остальные со средним сечением не менее 3,3 барна (наибольшее сечение в минимумах не может превосходить $3,58 \pm 0,03$ барна). Данные для свинца соответствуют тому, что не более 6% нейтронов пучка взаимодействуют со средним сечением не менее 12 барн, а остальные со средним сечением не менее 7,34 барна* (наибольшее среднее сечение в минимумах не может превосходить $7,38 \pm 0,04$ барна). Сравнение этих результатов с данными, полученными в измерениях с не менее чем в 20 раз лучшими энергетическими разрешениями приводит к предположению о существовании тонкой структуры в полном сечении обоих элементов.

* В обоих случаях приводится решение, соответствующее наименьшему в пределах ошибок возможному значению среднего сечения в максимумах; при увеличении абсолютной величины среднего сечения в максимумах доля нейтронов, взаимодействующих с этим сечением, падает, а среднее сечение в минимумах растет, однако не может превысить величины сечения, рассчитанного для образца в измерениях с фильтром.

На рис. 3, изображающем данные измерения σ_t для свинца из работы [12], область наших измерений отмечена стрелками. Колебания в значениях величины σ_t в этой области, полученные при энергетическом разрешении 20 кэв, достигают 7% (14%, если приписать их целиком свинцу-208). Предположение о том, что наблюдаемый разброс точек σ_t обусловлен существованием узких пиков в сечении, устраняет противоречия между результатами работы [12] и работы по фильтрации².

Существующий для железа экспериментальный материал значительно больше по объему, а наилучшее достигнутое разрешение около 8 кэв. Данные работ [7, 16, 17] в исследовавшемся нами интервале энергий нейтронов 3,8-4,2 Мэв изображены на рис. 4. Из рассмотрения приведенного материала³ следует, что по мере улучшения энергетического разрешения разброс значений σ_t в соседних точках возрастает. Данные по фильтрации в совокупности с приведенными согласуются с гипотезой о том, что причиной этого разброса также должны быть пики в полном сечении, структура которых полностью не разрешена и при $\Delta E \sim 8$ кэв.

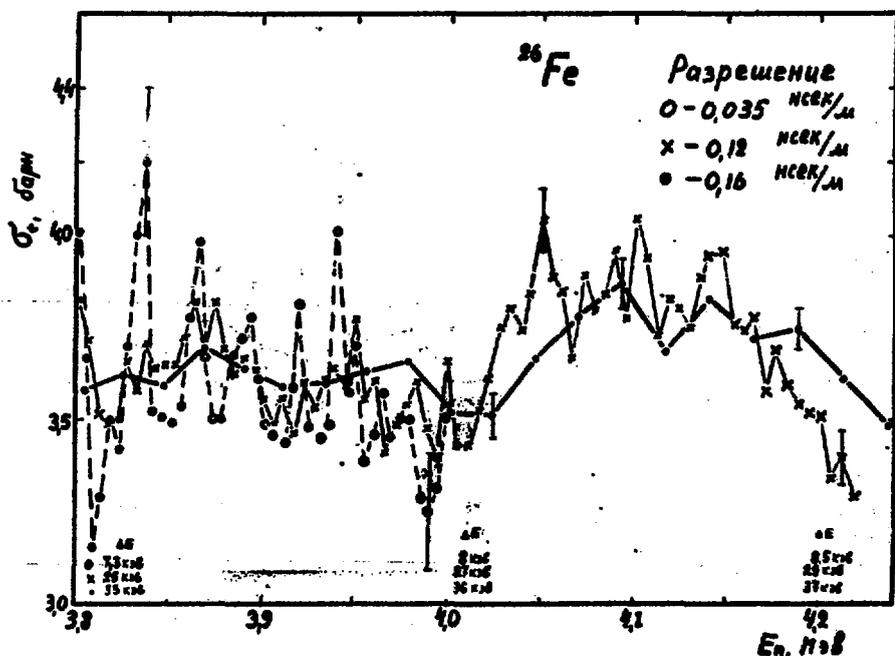


Рис. 4. Полное сечение взаимодействия нейтронов с железом в области энергий нейтронов 3,8-4,2 Мэв.
 • - данные сняты с графика работы [7]; • - данные работы [16]; x - данные работы [17].

²Наличие быстро поглощающейся компоненты в пучке нейтронов подтверждается также исследованием дифференциальных сечений.

³К сожалению, авторы работы [7] при $E > 4$ Мэв объединили соседние экспериментальные точки для достижения 0,5%-в $\Delta E/E$.

IV. ОБСУЖДЕНИЕ СИТУАЦИИ С ИЗМЕРЕНИЯМИ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Обнаружение больших пиков в сечениях железа и свинца-208 в области энергий нейтронов, где их существование не подозревалось, является интересным и важным физическим результатом, в связи с которым возникает естественное предположение, не было ли сложившееся ранее представление о гладкости кривых полного сечения ряда элементов среднего и тяжелого атомного веса в мегавольтовой области энергий нейтронов обусловленным аппаратурным эффектом — плохим энергетическим разрешением. Необходимы тщательные исследования этого вопроса.

В этой связи представляет большой интерес тот факт, что область энергий нейтронов, в которой сечение урана нерегулярно, выходит, по-видимому, далеко за пределы десятков кэв, вопреки бытовавшим представлениям. Результаты работы [18], проведенной с хорошим разрешением (0,029 нсек/м), указывают на существование тонкой структуры в полном сечении урана в области энергий нейтронов 500–700 кэв (параметр неоднородности менее 300 эв). Часть результатов измерений изображена на рис. 5.

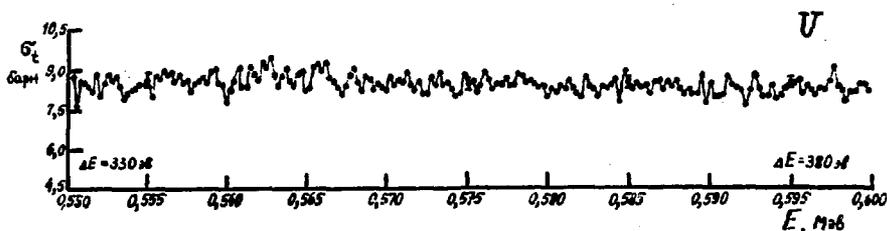


Рис. 5. Полное сечение взаимодействия нейтронов с ураном в области энергий нейтронов 0,55–0,60 Мэв. График заимствован из работы [18].

Авторы работы, проведя статистический анализ, приходят к заключению, что дополнительная (превышающая статистику) дисперсия точек "вызвана заметными флуктуациями очень узкой ширины в сечении".

На рис. 1, 4 и 6 приведены данные измерений σ_t для железа. Общая тенденция появления все более тонкой структуры в σ_t по мере улучшения энергетического разрешения хорошо видна. Абсолютная величина ΔE в области энергий нейтронов 7–10 Мэв в 270 раз превышает соответствующую величину при 1 Мэв. Если отказаться от предвзятых мнений, внушенных нам теорией ядерных взаимодействий (а в действительности основанных лишь на данных старых экспериментов), то придется признать, что вопрос о существовании структуры в этой области энергий нейтронов открыт.

Применение метода фильтрации для оценки амплитуды разброса полного сечения как на уране, так и на железе даже при использовании пучка нейтронов со сравнительно плохим энергетическим разрешением было бы весьма желательным.

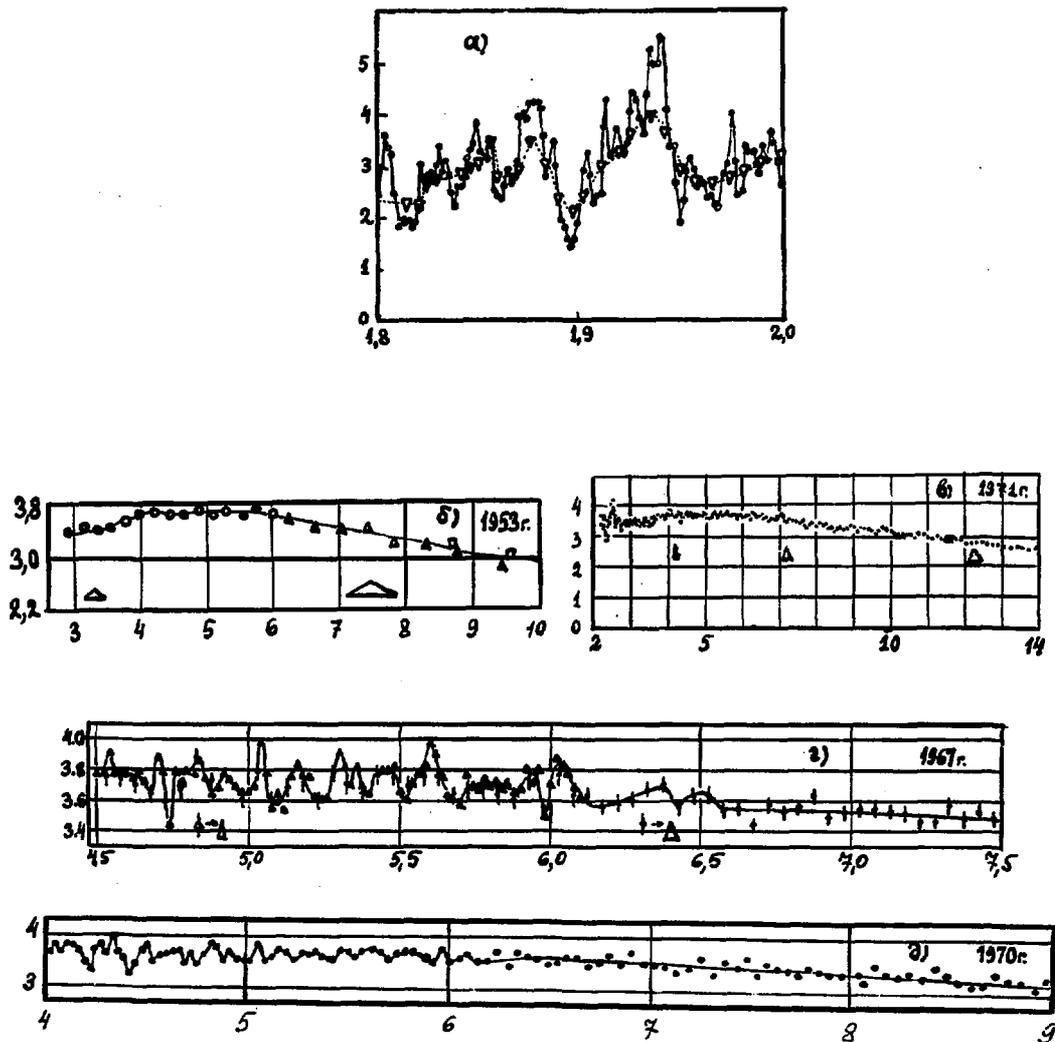


Рис. 6. Полное сечение взаимодействия нейтронов с железом в области энергий нейтронов 1,8-14 Мэв. Графики заимствованы: а) из работы [7] (\circ - работа [7]; ∇ - неопубликованные данные Нац. Бюро Стандартов США); б) из работы [9]; в) из работы [10]; г) из работы [11]; д) из работы [7].

Приведенные здесь результаты измерений функционалов σ_{Σ} для железа, свинца и урана показывают, сколь осторожно мы должны пользоваться распространенными, но недостаточно обоснованными представлениями теории при манипулировании с данными по σ_{Σ} . Иначе возможны серьезные просчеты и ошибки. Укажем некоторые из них.

1. В некоторых работах, выполненных с рекордными в настоящее время разрешениями [6, 7], в области энергий нейтронов свыше 4 Мэв на тяжелых и средних ядрах принята процедура объединения нескольких экспериментальных точек в одну с худшим разрешением с целью "уменьшения рассеяния данных" [6]. Ее обоснованием может быть лишь представление о плавном ходе сечения в этой области. Процедура приводит к потере накопленной информации.

2. При наличии превышающего экспериментальную погрешность разброса между значениями σ_{Σ} в соседних по энергии точках не имеет смысла проводить кривые до тех пор, пока не установлена причина этого явления. Необходимо дифференцировать физическую причину - наличие нерегулярностей в сечении - от субъективной - завышения точности результатов экспериментаторами.

3. Характер зависимости Σ_{Σ} от энергии нейтронов определяет диапазон изменений \bar{E} и ΔE , которые могут рассматриваться как несущественные, и, следовательно, степень контроля за этими параметрами в проводимых экспериментах (т.е. оценки степени контроля обосновываются свойствами искомой функции). Например, представление о плавности кривых сечения железа и свинца в области энергий нейтронов ~ 4 Мэв обуславливало допустимость 10-20% колебаний ΔE в течение эксперимента при величине $\Delta E/E \approx 5\%$. Присутствие обнаруженной в эксперименте с фильтрацией пучка структуры с большой амплитудой колебаний в полном сечении этих элементов указывает не только на ошибочность приведенных оценок, но и на невозможность сформулировать критерий сравнимости при достигнутых в этой области энергий разрешениях.

Обнаружение структуры сечений в областях, где она ранее не предполагалась, неожиданно дало естественное объяснение явлению, которое представляло собою неприятную по сути дела загадку: а именно причине превосходящего экспериментальную погрешность разброса значений σ_{Σ} в соседних по энергии точках, наблюдавшегося в ряде случаев (см., например, данные на рис.3). Представление о гладкости кривой заставляло предполагать существование дефектов в способе оценки ошибок эксперимента, что вызывало особую тревогу в связи с тем, что измерения методом пропускания являются технически простейшими в нейтронной физике.

В данных по абсолютным значениям дифференциальных сечений упругого рассеяния также наблюдается значительный разброс в этой области энергий нейтронов. По-види-

тому, во всяком случае частично, он может быть объяснен теми же причинами: пики в полном сечении сопровождаются ростом переднего максимума в дифференциальном сечении, а точки в пределах этого максимума обычно используются для нормировки кривой углового распределения. Нерегулярность в сечении приводит к невозможности сравнивать результаты экспериментов, которые в соответствии с прежними представлениями о характере сечения полагались проведенными в сравнимых условиях.

Указанные соображения справедливы при измерениях любых сечений. Так, например, следующие из наличия структуры в сечении неупругого рассеяния нейтронов ограничения на возможность сопоставления данных различных экспериментов отмечались в работе [19], посвященной изучению реакции (n, n') на железе.

У. З А К Л Ю Ч Е Н И Е

Метод пропускания в общем случае не пригоден для измерения полных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами из-за несоответствия реальных условий экспериментов логическим основаниям метода: моноэнергетичность пучка нейтронов приводит к тому, что эксперимент поставляет сведения не об искомой функции Σ_t , а о функционалах от нее $\Phi(\Sigma_t)$. Сведения о функции в пределах энергетического разрешения ΔE теряются, и поэтому восстановление функции полного сечения по экспериментальным данным метода пропускания оказывается невозможным.

Однако если на интервале энергетического разрешения ΔE искомая функция допускает линейное приближение, то при определенных условиях из результатов измерений методом пропускания с определенной степенью точности может быть извлечена величина $\Sigma_t(\bar{E})$ - полное сечение при средней энергии пучка нейтронов. Этим предопределяется необходимость улучшать энергетическое разрешение, которая сталкивается с серьезными техническими трудностями, не всегда преодолимыми в настоящее время.

Необходимо, однако, не только достигнуть нужного разрешения, но и иметь критерий того, что оно достигнуто. Метод пропускания сам по себе такого критерия не содержит.

Исследование зависимости функционала $\Phi(\Sigma_t)$ от входящих в него параметров, характеризующих экспериментальные условия, позволяет получить некоторые дополнительные сведения о свойствах изучаемой функции даже внутри интервала ΔE . Но, к сожалению, обнаруживая в ряде случаев существование структуры в ходе полного сечения в пределах ΔE , этот метод не отвечает достоверно на основной вопрос, когда по измеренному функционалу можно вычислить полное сечение $\Sigma_t(\bar{E})$ (т.е. достигну ли значение ΔE той величины, для которой допустимо линейное приближение

искомой функции). Это обусловлено опять-таки техническими трудностями, ограничивающими возможности такого пути исследования полного сечения: ограниченной интенсивностью пучков нейтронов, незнанием функции $\delta(E)$ (последнего момента мы практически не касались в настоящей работе, хотя для восстановления истинной функции полного сечения он играет существенную роль).

Современная теория ядерных взаимодействий также не дает обоснованной дополнительной информации об искомой кривой, позволившей бы разрешить задачу восстановления функции по полученным в эксперименте значениям функционалов, так как ряд представлений теории о свойствах кривых полного сечения есть всего лишь констатация ранее накопленных эмпирических сведений (по мере улучшения энергетического разрешения меняются и представления теории).

По-видимому, на современном техническом и теоретическом уровне достоверное восстановление функции полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами невозможно. За неимением другого метода измерения полного сечения остается рассчитывать на то, что совершенствование теории ядерных взаимодействий внесет ясность в этот вопрос, определив хотя бы то минимальное значение ΔE , при котором возможно линейное приближение функции.

Невозможность решить задачу восстановления истинной функции полного сечения в настоящее время вынуждает в практических приложениях прибегать к паллиативным решениям. Важно лишь, чтобы паллиативный характер решения был осознан и не забывался.

Разумно разработать стандартизированный метод экспериментального исследования. Международная деятельность по изучению нейтронных констант сможет значительно способствовать успехам в выяснении свойств Σ_t , если определенное исследование зависимости функционала $\Phi(\Sigma_t)$ от входящих в него параметров (включая функцию $\delta(E)$) будет принято в качестве стандартной процедуры исследования полного сечения. Подобные измерения потребуют затраты заметных усилий*, однако на этом пути, по-видимому, следует ожидать новых интересных физических результатов, касающихся структуры сечений. Результатом исследования функционала должны быть ограничения на класс возможных решений.

* Стандартная процедура измерений должна, по-видимому, подчиняться следующему требованию: информация о сечении, получаемая посредством этой процедуры, должна быть дешевле такой же информации, полученной путем прямого улучшения энергетического разрешения.

Дополнение 1. О соотношении между σ_t и функцией $\Sigma_t(E)$, допускающей линейное приближение на интервале (E_1, E_2)

Относительно свойств функции $\Sigma_t(E)$ положим, что она является положительно определенной, непрерывной, ограниченной и обладает всеми производными. Если на интервале (E_1, E_2) функция Σ_t линейна и ее можно записать в виде $\Sigma_t(E) =$

$= \Sigma_t(E_1) + \frac{\Sigma_t(E_2) - \Sigma_t(E_1)}{\Delta E} \cdot (E - E_1)$, то функционал Φ выражается через элементарные функции, зависящие от значений функции на концах интервала $\Sigma_t(E_1)$ и $\Sigma_t(E_2)$

(входящие в виде полусуммы $\Sigma_t(\bar{E}) = \frac{\Sigma_t(E_2) + \Sigma_t(E_1)}{2}$ и разности $\Delta \Sigma_t = \Sigma_t(E_2) - \Sigma_t(E_1)$):

$$\Phi = \frac{1}{\Delta E} \int_{E_1}^{E_2} \exp[-\Sigma_t(E)h] dE = \exp[-\Sigma_t(\bar{E})h] \frac{\text{sh}(\Delta \Sigma_t h/2)}{\Delta \Sigma_t h/2} \quad (1.1)$$

Результат измерений имеет вид

$$\sigma_t = \Sigma_t(\bar{E}) - \frac{1}{h} \ln \left[\frac{\text{sh}(\Delta \Sigma_t h/2)}{\Delta \Sigma_t h/2} \right],$$

т.е. измеренное сечение всегда меньше $\Sigma_t(\bar{E})$ на величину слагаемого $\frac{1}{h} \ln \left[\frac{\text{sh}(\Delta \Sigma_t h/2)}{\Delta \Sigma_t h/2} \right]$, зависящего от $\Delta \Sigma_t$ и h .

Задание некоторой относительной точности в определении сечения

$$\frac{\Sigma_t(\bar{E}) - \sigma_t}{\Sigma_t(\bar{E})} \leq \alpha$$

равносильно неравенству

$$\frac{1}{h \Sigma_t(\bar{E})} \ln \left[\frac{\text{sh}(\Delta \Sigma_t h/2)}{\Delta \Sigma_t h/2} \right] \leq \alpha,$$

которое при фиксированном ядре и фиксированном ΔE вводит ограничения на длину образца.

Разложение в ряд функции $\frac{\text{sh}x}{x}$ имеет вид

$$\frac{\text{sh}x}{x} = 1 + \frac{x^2}{3!} + \frac{x^4}{5!} + \dots + \frac{x^{2n}}{(2n+1)!} + \dots$$

При произвольном ограничении $\frac{x^2}{3!} \leq 0,01$, эквивалентном $x \leq 0,245$, $\ln\left[\frac{\text{sh}x}{x}\right] \approx \frac{x^2}{6}$ (с точностью, лучшей 0,2% от величины $\ln\left[\frac{\text{sh}x}{x}\right]$) и ограничение на длину образца, обусловленное заданием точности α , может быть получено в явном виде

$$L \leq \frac{24\alpha \Sigma_t(\bar{E})}{(\Delta \Sigma_t)^2}.$$

Оно должно быть совместимым с ограничением $\Delta \Sigma_t^{1/2} \leq 0,245$, лежащим в основе принятого приближения, что приводит к ограничению в значениях α , которые допустимо выбирать (задавать) в конкретных условиях при использовании принятого приближения

$$\alpha \leq \alpha_0 = 2,04 \cdot 10^{-2} \frac{\Delta \Sigma_t}{\Sigma_t(\bar{E})}.$$

Сформулируем полученный результат кратко: данные измерений будут отличаться от $\Sigma_t(\bar{E})$ в пределах $\alpha / 100\%$, если

I. Функция $\Sigma_t(E)$ линейна по E на интервале (E_1, E_2) .

II. Длина образца $L \leq \frac{24\alpha \Sigma_t(\bar{E})}{(\Delta \Sigma_t)^2}$ при $\alpha \leq 2,04 \cdot 10^{-2} \frac{\Delta \Sigma_t}{\Sigma_t(\bar{E})} = \alpha_0$

или должна определяться из соотношения $\frac{1}{L \Sigma_t(\bar{E})} \ln \left[\frac{\text{sh}(\Delta \Sigma_t^{1/2})}{\Delta \Sigma_t^{1/2}} \right] \leq \alpha$ при $\alpha > \alpha_0$.

Реальные функции полного сечения не линейны по E и погрешность, вносимая использованием линейного приближения, должна служить дополнительным источником отклонения σ_t от $\Sigma_t(\bar{E})$. Уменьшением ΔE можно достичь приемлемой точности линейного приближения.

Д о п о л н е н и е П. Зависимость функционала Φ от параметров \bar{E} , ΔE и L .
Фиктивность так называемых средних сечений $\bar{\Sigma}_t$ и $\bar{\sigma}_t$.

Влияние параметров функционала \bar{E} , ΔE и L на результаты измерений, т.е. на величину σ_t , определенную (5), можно исследовать, задавая Σ_t для облегчения расчетов с помощью гистограмм и непосредственно вычисляя функционал (превращающийся для гистограммы в сумму). Рассмотрим таким образом некоторые возможные пути приобретения информации относительно искомой функции.

1. Желательность достижения такого ΔE , для которого функция Σ_t допускает линейное приближение, очевидна. Влияние улучшения разрешения на характер результатов измерений в области нерегулярности функции иллюстрировалось примером реальных измерений полного сечения на железе (рис. 1,4,6), и мы сочли этот материал достаточным.

2. При одном и том же энергетическом разрешении эксперимента сведения об искомой функции зависят от распределения экспериментальных точек по \bar{E} . Распространено мнение, что расстояние между экспериментальными точками не должно быть меньше интервала ΔE . Однако в случае, когда ΔE немногим меньше параметра нерегулярности функции, при таком расположении точек получаемые сведения о функции оказываются случайным образом зависящими от выбора первой точки измерения. Это можно проследить на рис. 7, на котором изображены результаты расчетов σ_t для разных первоначальных точек усреднения \bar{E}_1 . Принятое в расчетах энергетическое разрешение всюду одно и то же, на графике оно обозначено треугольником. Исходное "истинное" сечение, использовавшееся в расчетах, изображено гистограммой сверху рисунка. Положения максимумов на гистограмме отмечены пунктиром на всех графиках. Расчетные точки соединены прямыми. На графиках а), б), в), г) точки нанесены с интервалом ΔE . Представляет интерес тот факт, что кривые различаются даже числом и местоположением максимумов и минимумов, т.е. качественно, так что, сравнивая их, было бы трудно предположить, что они соответствуют одной и той же исходной кривой.

На графике д) нанесены точки, соответствующие результатам, вычисленным для всех ранее рассмотренных графиков. Полученная кривая соответствует, таким образом, результатам измерений, произведенных с шагом $\Delta E / 4$. Нетрудно видеть, насколько более полную информацию о характере исходной функции дает последняя кривая, соглашаясь с ней, во всяком случае, качественно (числом и положением максимумов и минимумов, параметр нерегулярности которых $\gg \Delta E$). По-видимому, в большинстве сов-

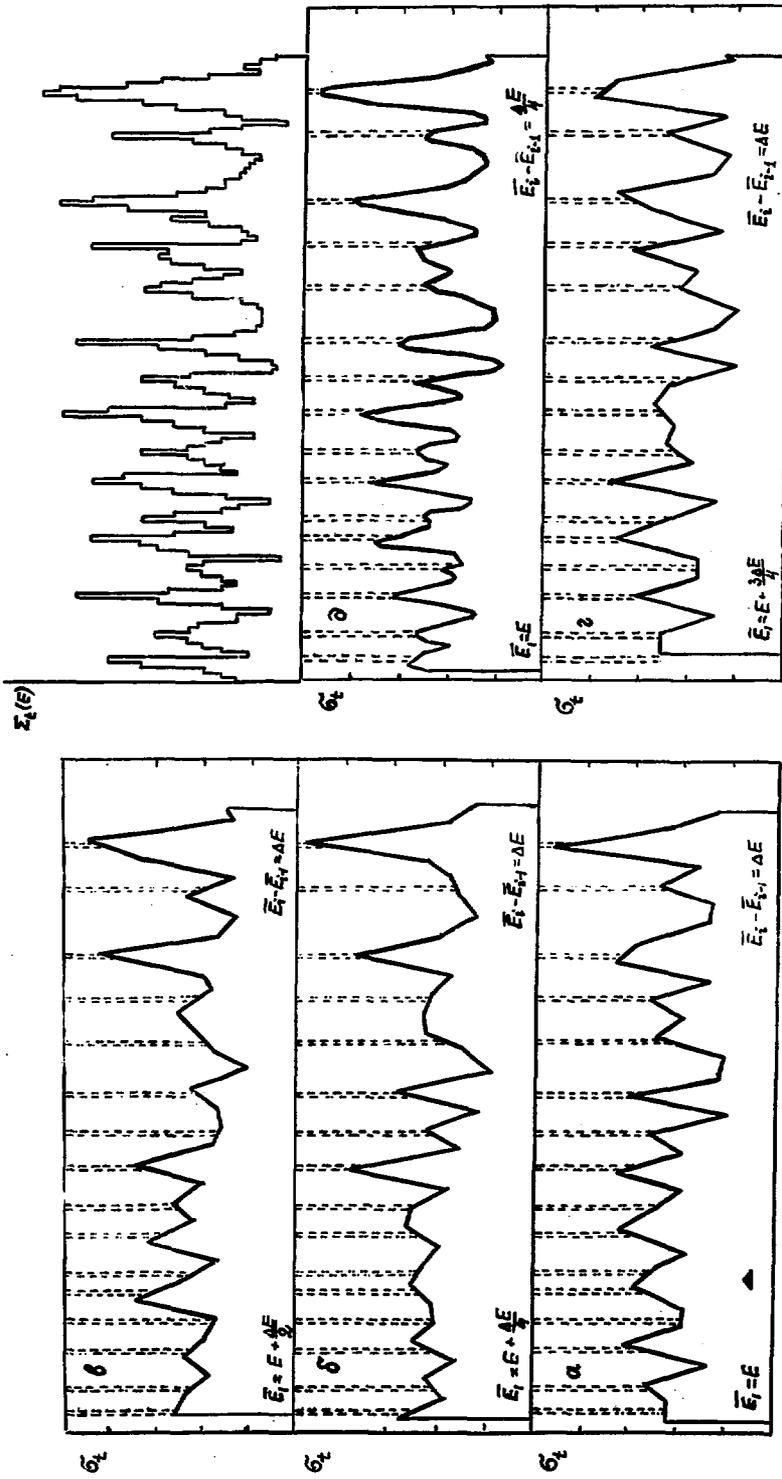


Рис. 7.

ременных экспериментов с хорошим энергетическим разрешением стабильность функции $\delta(E)$ в течение измерений такова, что неопределенность в \bar{E} значительно меньше ΔE , т.е. вполне допустимы реальные измерения с шагом $\Delta E/n$, где n равно 3-5. Однако в каждом частном случае требуются специальные исследования.

Результаты применения такой тактики измерений можно проследить на рис. 1г, где результаты работы [5] получены именно таким способом и, хотя данные этой работы соответствуют разрешению, лишь вдвое лучшему, чем в работе [3], структура функции в ней выявлена почти столь же хорошо, как и в работе [8] с разрешением в четыре раза лучшим, чем в работе [5]. Полезность такой тактики видна и при рассмотрении данных рис. 4.

Таким образом, число точек измерения в пределах ΔE следует увеличивать, насколько это допускает воспроизводимость функции $\delta(E)$. Метод особенно эффективен для обнаружения структуры функции Σ_t при $\Delta E/n$, в несколько раз меньшем параметра ее нерегулярности. Для реализации преимуществ этого метода статистическая точность измерений должна быть не хуже 1-2%.

Пример кривых а) и б), б) и в), в) и г) рис. 7 показывает, сколь неузнаваемо могут измениться результаты измерений при малом смещении точки измерений по энергии в области нерегулярности исследуемой кривой. Таким образом, в основе представления о сравнимости условий эксперимента должны лежать сведения о характере искомой функции, а не относительная малость изменений в \bar{E} и ΔE . Критерий сравнимости условий формулируется лишь для измерений, в которых структура функции полностью разрешена. При отсутствии сведений об искомой функции определение сравнимых условий затруднено.

3. Величина $\bar{\Sigma}_t$ зависит от толщины образца L , если сечение Σ_t в пределах ΔE непостоянно. На рис. 8а) интервалом ΔE отмечена часть гистограммы, использованная в расчетах функционала в качестве истинного сечения Σ_t . Указанная на том же участке штрих-пунктиром прямая соответствует среднему значению сечения

$$\bar{\Sigma}_t = \frac{1}{\Delta E} \int_{E_1}^{E_2} \Sigma_t(E) dE$$

. Расчеты функционала были произведены для пяти различных

* По существу не менее важно для установления сравнимости условий эксперимента (и возможности восстановления искомой функции) и знание функции $\delta(E)$, так как величинами \bar{E} и ΔE она описывается весьма приближенно. Заметим лишь, что обе входящие в $\delta(E)$ функции $\rho(E)$ и $\eta(E)$ определены процессами той же ядерной природы, что и функция $\Sigma_t(E)$, а именно сечением генерации нейтронов и сечением реакции, либо упругого рассеяния. Анализ детальных свойств этих функций может обнаружить новые серьезные трудности в процедуре измерений полного сечения на моноэнергетических пучках нейтронов.

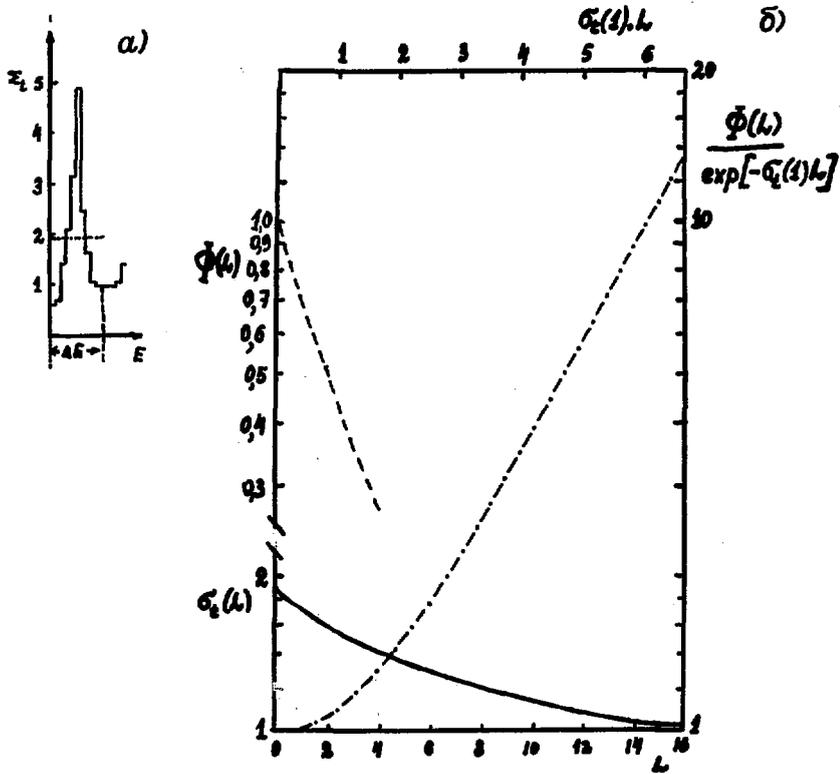


Рис. 8.

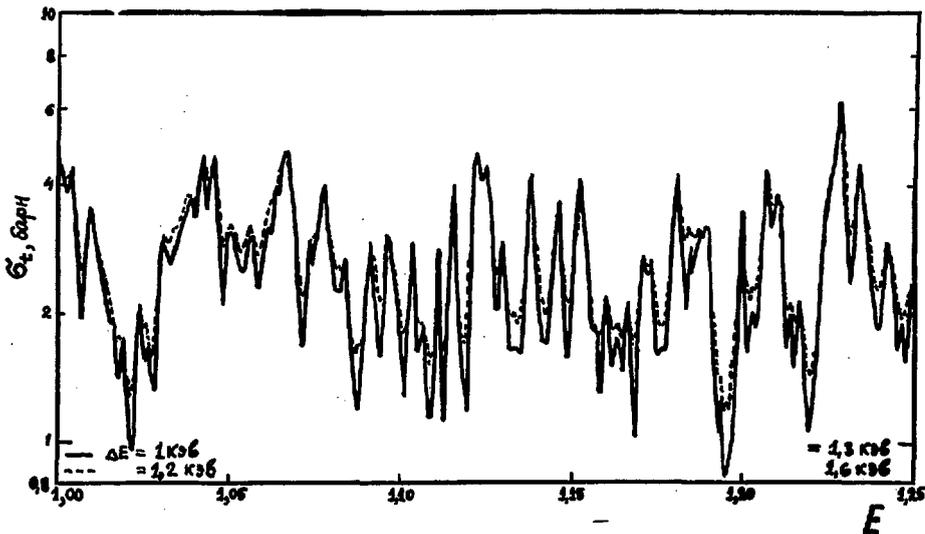


Рис. 9. Полное сечение взаимодействия нейтронов с железом в области энергий нейтронов 1,00 - 1,25 Мэв. График заимствован из работы [7] (--- - данные работы [8], разрешение 0,043 нсек/м; — - данные работы [7], разрешение 0,036 нсек/м).

длины образца и по ним вычислены значения $\sigma_t(l)$, через которые на графике б) проведена сплошная кривая. За единицу длины была выбрана такая длина, для которой показатель экспоненты средней прозрачности образца, эквивалентной функционалу, был равен 0,4 ($T \approx 0,67$). Соответствующее этой длине значение σ_t обозначено как $\sigma_t(1)$. Штриховой линией на том же графике изображена прозрачность образца $T(l) = \Phi(l)$ в области $l \leq 4$. При изменении прозрачности образца от 0,8 до 0,3, что соответствует диапазону реально применяемых в экспериментах прозрачностей, вычисляемая по функционалу величина σ_t меняется почти на 20%.

Критичность результата к форме функции в пределах ΔE становится очень наглядной, если вспомнить, что, будь сечение в пределах рассматриваемого участка постоянным и равным среднему $\bar{\Sigma}_t$, σ_t не зависело бы от l ($\sigma_t = \bar{\Sigma}_t$).

В этой связи следует рассмотреть вопрос о том, какую полезную информацию содержат данные по средним сечениям, которые могут быть получены экстраполяцией результатов измерений с несколькими толщинами образцов к нулевой толщине образца¹¹. Одним и тем же значениям среднего сечения могут соответствовать самые различные законы ослабления пучка нейтронов в зависимости от истинной структуры функции Σ_t на интервале ΔE . Различие в прошедших некоторый слой толщины l потоках нейтронов невелико лишь при малых значениях l и может становиться все значительней по мере роста l .

На том же графике б) рис. 8 штрих-пунктиром изображено отношение $\Phi(l) / \exp[-\sigma_t(1)l]$, характеризующее отличие истинного закона ослабления пучка нейтронов образцом, обладающим сечением Σ_t , от экспоненциального закона с фиктивным сечением σ_t , которое мы бы приписали веществу на основании опыта, произведенного с образцом единичной длины. На толщине образца, которую мы бы охарактеризовали, зная $\sigma_t(1)$, как соответствующую шести свободным пробегам, потоки отличаются в 10 раз. Знание истинной кривой полного сечения очень существенно в практических расчетах при толщинах вещества, соответствующих большому числу пробегов¹².

¹¹ Напомним, что эксперимент по пропусканию пучка нейтронов образцом дает сведения о средней прозрачности, а не о среднем сечении.

¹² Так, на основе изучения потоков нейтронов, проникающих через толстые слои железа (защита реакторов), авторы работы [20], сравнивая данные работ [6] и [7], пришли к заключению, что к действительности ближе данные работы [7], так как в ней величины σ_t в минимумах кривой на 10–20% ниже, чем в первой работе (величина расхождений иллюстрируется рис. 8). Любопытно, что при повторном анализе условий эксперимента авторами работы [6] была обнаружена ошибка в оценке мертвого времени регистрирующей аппаратуры (см. [4]).

Таким образом, так же как и величина σ_t , величина $\bar{\Sigma}_t$ может квалифицироваться как фиктивная. Разница между ними заключается лишь в том, что первая зависит от трех параметров, а вторая только от двух - зависимость от L исключена. Очевидно, что в практических приложениях при больших толщинах веществ и в присутствии ядер других элементов в веществе значение $\bar{\Sigma}_t$ мало полезно для количественных оценок, так как возможны ошибки в сотни процентов.

С потерей информации относительно свойств изучаемой функции в пределах минимального технически доступного значения ΔE приходится мириться по необходимости. Однако подмена сведений относительно σ_t в области нерегулярности функции Σ_t на некоторые усредненные по энергии величины $\bar{\sigma}_t$ (см., например, [21]) вызывает серьезные возражения: при этом теряется накопленная информация, а область применимости таких средних величин трудно сформулировать - если амплитуда колебаний Σ_t велика, то

$$\sigma_t(\bar{E}, \Delta E) \neq \overline{\sigma_t(\bar{E}, \Delta E)} = \frac{1}{\Delta E} \int_{\bar{E}-\frac{\Delta E}{2}}^{\bar{E}+\frac{\Delta E}{2}} \sigma_t(\bar{E}, \Delta E) dE, \quad (\Delta E \ll \Delta E)$$

(даже при игнорировании зависимости σ_t от L). По-видимому, при отсутствии возможности восстановить истинную функцию полного сечения и указать точность этой процедуры информацию о функционалах и их параметрах необходимо накапливать и хранить в том виде, который дает эксперимент. Универсальный рецепт пользования такими данными отсутствует.

Мы полагаем, что нельзя также оправдать процедуру усреднения функционалов в области нерегулярности полного сечения и для получения сечения, соответствующего худшему энергетическому разрешению, но пригодного для сравнения с оптической моделью. Оптическая модель ядра претендовала на описание некоторых усредненных свойств ядерной материи и сечений, полученных с пучками нейтронов, обладающих большой энергетической неопределенностью (но не разбросом энергий), обеспечивавшей усреднение амплитуд, а не сечений. Однако опыт показал, что положенное в основу модели физическое представление о существовании двух механизмов упругого рассеяния нейтронов не соответствует действительности [22], что превращает и оптическую модель не более как в способ параметризации данных эксперимента. Тогда возникает законный вопрос, следует ли накапливать большую информацию о сечении в виде функционалов, соответствующих все лучшим энергетическим разрешениям, с тем, чтобы затем потерять ее при параметризации данных с помощью оптической модели. Если способ параметризации освящен традицией, но мало физически обоснован, то нет препятствий обратиться к другому способу.

Дополнение Ш. Расчеты эффектов в методе фильтрации

Пусть имеются данные измерений методом фильтрации, в которых пучок обладал средней энергией $\bar{\varepsilon}$ и энергетическим разрешением $\Delta\varepsilon$ ^{*} (интервал энергий нейтронов $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$) и использовались образец вещества длиной l_0 и фильтр из того же вещества длиной l ($l/l_0 = K$). Через T_0 обозначим результаты измерений прозрачности образца без фильтра, через T_0^f - прозрачности образца с фильтром, а через T_f - прозрачности самого фильтра.

Предположим, что в результате измерений обнаружено (обнаруживаемые эффекты будем полагать далеко выходящими за пределы погрешностей эксперимента)

$$T_0 \neq T_0^f; \quad T_0^f = T_0 + \Omega;$$

$$T_f \neq (T_0)^K; \quad T_f = (T_0)^K + \delta.$$

Отсюда следует, что в пределах ΔE $\Sigma_t \neq const$. Каков характер структуры сечения на основании этих данных, заключить трудно.

Если наряду с данными по фильтрации в этом же интервале энергий $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ существуют данные измерений σ_t , выполненные с энергетическим разрешением $\Delta E \ll \Delta\varepsilon$, то можно проверить гипотезу, что в последних полностью разрешена структура искомой функции, т.е. кривая, проведенная через точки σ_t , истинная. С этой целью рассчитаем функционалы $\bar{\Phi}(\sigma_t, \Delta\varepsilon, \bar{\varepsilon}, l_0) = \bar{\Phi}_{l_0}^{расч}$, $\bar{\Phi}(\sigma_t, \Delta\varepsilon, \bar{\varepsilon}, l) = \bar{\Phi}_l^{расч}$ и $\bar{\Phi}(\sigma_t, \Delta\varepsilon, \varepsilon, l+l_0) = \bar{\Phi}_{l+l_0}^{расч}$ ^{**}.

Прозрачности T_0 соответствует расчетная величина $\bar{\Phi}_{l_0}^{расч}$, а T_0^f - величина $\bar{\Phi}_{l+l_0}^{расч} / \bar{\Phi}_l^{расч}$. Возможные неопределенности в числе ядер в образцах практически не скажутся, если сравнивать величину Ω и разность $\bar{\Phi}_{l+l_0}^{расч} / \bar{\Phi}_l^{расч} - \bar{\Phi}_{l_0}^{расч} = \omega$.

* Энергетическое разрешение всюду определено соотношением (3).

** Заметим, что существует удобный прием в расчетах функционалов от кривой: это разбиение функционала на отдельные слагаемые, каждое из которых соответствует участку кривой сечения, допускающему линейное приближение. Отдельные слагаемые-функционалы определяются тогда в соответствии с (1.1) через значения функции на концах интервала интегрирования.

Если $\omega \ll \Omega$, то можно с уверенностью сказать, что структура функции Σ_t не разрешена в измерениях с энергетическим разрешением ΔE .

Если данных с лучшим энергетическим разрешением в интервале (E_1, E_2) нет, то некоторые сведения относительно искомой функции могут быть почерпнуты из данных измерений σ_t в соседних по энергии точках, причем желательно иметь данные, расположенные на расстояниях, меньших ΔE . Тогда, предположив линейность функции полного сечения на ΔE , по данным метода фильтрации с помощью (1.1) можно рассчитать $\Sigma_t(\bar{E})$, а также прирост функции $\Delta \Sigma_t$ и сравнить их с данными измерений σ_t в соседних точках для выяснения, существует ли соответствие между ними.

Если сравнение данных метода фильтрации с другими экспериментальными данными указывает на наличие структуры, которая не может быть описана в предположении линейности функции на интервале (E_1, E_2) , то можно с помощью расчетов грубо оценить амплитуду разброса сечения на ΔE .

Первым естественным шагом в учете структуры сечения является разделение прозрачности (функционала) на две части - один функционал, соответствующий средней прозрачности в области максимумов полного сечения, Φ_{max} , а другой Φ_{min} , соответствующий средней прозрачности в области минимумов кривой полного сечения (модель двух сечений). Обозначим долю нейтронов пучка, взаимодействующих в области максимумов полного сечения, через α , а долю остальных нейтронов - через β . Тогда могут быть записаны четыре следующих очевидных уравнения, использующих данные метода фильтрации:

$$\alpha + \beta = 1 ;$$

$$T_0 = \alpha \Phi_{max} + \beta \Phi_{min} ;$$

$$T_f = \alpha (\Phi_{max})^k + \beta (\Phi_{min})^k ;$$

$$T_0^k = \frac{\alpha (\Phi_{max})^{k+1} + \beta (\Phi_{min})^{k+1}}{\alpha (\Phi_{max})^k + \beta (\Phi_{min})^k} .$$

Решив их, т.е. определив α , β , $\sigma_t^{max} = \frac{1}{L_0} \ln\left(\frac{1}{\Phi_{min}}\right)$ и $\sigma_t^{min} = \frac{1}{L_0} \ln\left(\frac{1}{\Phi_{max}}\right)$ мы получаем грубые оценки структуры сечения в пределах ΔE .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R. Adair, Rev. Mod. Phys., 22, 249 (1950), перевод в сб. "Нейтронные эффективные сечения элементов", М, 1951.
2. ENL - 325 (1958).
3. J. Cabe et al., Nucl. Phys., A102, 92 (1967).
4. S. Cierjacks, Proceedings of the Second Intern. Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 15-19 June 1970. V. II, p. 219, перевод в сб. "Ядерные данные для реакторов", вып. 4, ч. I, стр. 16, Атомиздат, 1972.
5. H. Barnard, de Villiers et al., Nucl. Phys., A118, 321 (1968).
6. S. Cierjacks et al., Report KFK - 1000 (1968).
7. A. Carlson, R. Corbano, Nucl. Sci. and Eng., 42, 28 (1970).
8. Hinchey, Stelson, Preston, Phys. Rev., 86, 483 (1952), см. [2].
9. Herson, Darden, Phys. Rev., 89, 775 (1953).
10. D. Foster, D. Glasgow, Phys. Rev., 39, 576 (1971).
11. Д.Кэ, Нейтронные эффективные сечения, М, М., 1959.
12. A. Carlson, H. Varghall, Phys. Rev., 158, 1142 (1967).
13. Е.Вигнер, Эскизы о симметрии, стр. 101-117, "Мир", М., 1971.
14. В.Филиппов, М.Николаев, Намеренные структуры полных нейтронных сечений, англо-советский семинар. Ядерные константы для расчета реакторов, Дубна, 18-22 июня 1968 г.
15. М.Николаев, В.Филиппов, АЭ, 15, 493 (1963).
16. R. Schwartz, R. Schrack, H. Neaton, Материалы Вашингтонской конференции, март 1968 г., стр. 771 (цифровые данные ЦЯД, Обнинск).
17. R. Schwartz, (1969) (цифровые данные ЦЯД, Обнинск).
18. D. Korsch et al., Proceedings of the Second Intern. Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 15-19 June 1970. V. II, p. 39, перевод в сб. "Ядерные данные для реакторов", вып. 3, ч. I, стр. 33, Атомиздат, 1972.
19. J. Kellie, M. Islam, G. Crawford, Nucl. Phys., A207, 525 (1973).
20. D. Irving, E. Straker, Trans. Am. Nucl. Soc., 12, 294 (1969).
21. В.Филиппов, "Ядерные константы" вып. 8, ч. I, стр. 39, ЦНИИатоминформ, М., 1972.
22. В.М. Морозов, В.Г. Зубов, Н.С. Лебедева, ЯФ, 17, 734 (1973).

СО Д Е Р Ж А Н И Е

1. ВВЕДЕНИЕ	3
II. МЕТОД ПРОПУСКАНИЯ	4
II.1. Функционал как результат реальных измерений прозрачности	4
II.2. Фиктивность величины $\bar{\sigma}_t$, вычисляемой на основе функционала в методе пропускания	6
III. ВОЗМОЖНЫЕ ИСТОЧНИКИ ИНФОРМАЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНО СВОЙСТВ ФУНКЦИИ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ	9
III.1. Теория	9
III.2. Эксперимент	12
III.3. Пример результатов, полученных методом фильтрации	14
IV. ОБСУЖДЕНИЕ СИТУАЦИИ С ИЗМЕРЕНИЯМИ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ	16
V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	19
ДОПОЛНЕНИЕ I. О соотношении между $\bar{\sigma}_t$ и функцией $\Sigma_t(E)$, допускающей линейное приближение на интервале (E_1, E_2)	21
ДОПОЛНЕНИЕ II. Зависимость функционала Φ от параметров E , ΔE и l . Фиктивность так называемых средних сечений $\bar{\Sigma}_t$ и $\bar{\sigma}_t$.	23
ДОПОЛНЕНИЕ III. Расчеты эффектов в методе фильтрации	29

Технический редактор Н. И. Мазеева.	Корректор Н. Н. Черныш	
Т-19768. 9.09.74.	Формат 60x90/8.	Уч.-изд. л. 2,34
Тираж 170.	Заказ 1191.	Цена 23 коп. ОНТИ. ИАЭ

