

**О СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ  
КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЯХ ПОЛЯ**

На разных этапах развития физики элементарных частиц большее или меньшее значение для осмысливания и теоретической интерпретации экспериментальных данных имели методы, основанные на использовании групп симметрии. В настоящее время это практически единственные методы, с помощью которых формируются наиболее фундаментальные понятия физики элементарных частиц. На основе этих методов были созданы единая теория слабых и электромагнитных взаимодействий и теория сильных взаимодействий — квантовая хромодинамика. В рамках этих методов проводится большое число теоретических исследований, цель которых — создание единой динамической теории всех известных взаимодействий: электромагнитного, слабого, сильного и гравитационного — теории, которая смогла бы объяснить все многообразие явлений микромира, исходя из простых основополагающих принципов.

В осуществлении такого «великого объединения» большие надежды возлагаются на обнаруженные в последнее время и усиленно изучаемые новые математические структуры, которые обобщают классические непрерывные группы симметрии. Они названы группами суперсимметрии или супергруппами.

Цель настоящей статьи — познакомить читателя с некоторыми основными идеями теории суперсимметрии и с теми надеждами, которые на нее возлагаются. Поскольку в основном эти надежды свя-

заны с локальными обобщениями теории суперсимметрии, вначале рассмотрим основные моменты использования обычных локальных групп внутренних симметрий в физике элементарных частиц, а также локальных преобразований координат в теории тяготения Эйнштейна, акцентируя внимание на моментах теории, которые представляются существенными ее ограничениями, по-видимому, неустранимыми, в рамках использования классических непрерывных групп симметрии. Затем перейдем к непосредственному рассмотрению суперсимметричных теорий, выделяя те их свойства, наличие которых дает возможность устранить отмеченные ранее ограничения.

I. Существует стандартный способ введения взаимодействия между физическими полями исходя из требования инвариантности лагранжиана этих полей относительно локальных преобразований некоторой группы внутренних симметрий. Этот способ использовался при установлении основных уравнений как единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий, так и квантовой хромодинамики. Он широко используется при рассмотрении различных вариантов единых теорий слабого, электромагнитного и сильного взаимодействий. При этом различие разных теорий состоит в выборе используемой группы симметрии  $G$  и в наборе физических полей, сопоставляемых различным неприводимым представлениям рассматриваемой группы. Для



единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий и для квантовой хромодинамики используемыми группами внутренних симметрий являются группы соответственно  $G_{эл-сл} = SU(2) \times U(1)$  и  $G_{цвет} = SU(3)$ . Для объединения слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий используются группы внутренних симметрий более высокого ранга, которые содержат произведение  $G_{эл-сл} \times G_{цвет}$  в качестве подгруппы. Простейшая из таких групп — группа  $SU(5)$ .

После выбора группы  $G$  построение теории взаимодействующих полей проводится следующим образом. Сначала выделяется набор некоторых линейных представлений группы  $G$  и каждому из них сопоставляются мультиплеты физических полей с определенными значениями спина для каждого мультиплета. Как правило, в качестве физических полей рассматриваются поля кварков и лептонов, спин которых равен половине, и некоторое количество полей со спином нуль.

Для каждого из таких мультиплетов в соответствии с общими требованиями релятивистской квантовой теории поля можно определить лагранжиан свободных невзаимодействующих полей, инвариантный относительно глобальных (т. е. независимых от пространственно-временных координат) преобразований группы  $G$ . Лагранжиан свободных полей обязательно содержит производные физических полей по пространственно-временным координатам. Из-за наличия производных этот лагранжиан утрачивает инвариантность, если от глобальных преобразований группы  $G$  перейти к рассмотрению их локальных обобщений, т. е. считать параметры преобразований группы  $G$  зависящими от пространственно-временных координат. Утраченную инвариантность лагранжиана можно легко восстановить. Для этого вводится дополнительный мультиплет физических, так называемых калибровочных полей  $A_\mu^i(x)$  так, чтобы каждому независимому бесконечно малому преобразованию группы  $G$  соответствовало свое калибровочное поле.

Соответствующим подбором закона

преобразования для поля  $A_\mu^i(x)$  при преобразованиях локальной группы  $G$  можно скомпенсировать неинвариантные добавки от производных. При этом инвариантность лагранжиана достигается формальной заменой в нем обычных производных так называемыми ковариантными:

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu} \rightarrow D_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} - g A_\mu(x), \quad (1)$$

где  $A_\mu(x) = A_\mu^i(x) h_i$ ;  $h_i$  — матрица бесконечно малых преобразований группы  $G$  для мультиплета полей, находящихся под знаком производной;  $g$  — константа взаимодействия. Процедура введения взаимодействия завершается построением соответствующего члена для полей  $A_\mu(x)$  в лагранжиане.

Уравнения движения для всех рассматриваемых полей, кроме поля  $A_\mu(x)$ , получаются из обобщенного таким образом лагранжиана и имеют вид уравнений для свободных полей с произведенной в последних заменой (1), что соответствует включению взаимодействия этих полей с полем  $A_\mu(x)$ .

Уравнения движения для поля  $A_\mu(x)$  таковы:

$$D_\mu F_\nu^\mu = j_\nu. \quad (2)$$

Здесь

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial}{\partial x^\mu} A_\nu - \frac{\partial}{\partial x^\nu} A_\mu - g [A_\mu, A_\nu],$$

$j_\nu(x) = j_\nu^i(x) h_i$  — токи зарядов, порождаемых группой  $G$ . Структура левой части уравнений (2) однозначно определяется требованиями локальной  $G$ -инвариантности. Токи в правой части (2) зависят от всех физических полей, их структура однозначно определяется структурой лагранжиана свободных полей. Уравнения (2) вместе с правилом замены (1) составляют основу динамической теории, в которой взаимодействие между полями осуществляется калибровочным полем  $A_\mu(x)$ .

Как отмечалось, это взаимодействие однозначно определяется из требования локальной инвариантности по отношению к преобразованиям группы  $G$ . Таким образом, требование локальной инвариантности является фундаментальным принципом, лежащим в



основе динамических калибровочных теорий. В физике элементарных частиц этот принцип нашел подтверждение при успешном построении единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий и теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики. Исходная идейная общность обеих теорий стимулировала развитие исследований по их объединению в одну общую теорию.

Вследствие того что калибровочные поля  $A_\mu(x)$  являются 4-векторами, им соответствует спин, равный единице. Другое важное свойство калибровочных полей — равенство нулю их массы. Этот результат следует из теории возмущений и может быть получен непосредственно из уравнений (2), если в них удержат член, линейные по полям. Поскольку в природе не наблюдаются частицы со спином единица и нулевой массой, кроме фотона, этот результат длительное время рассматривался как существенное ограничение теории калибровочных полей и препятствовал использованию этой теории в физике элементарных частиц. Сравнительно недавно обнаружены два различных механизма, устраняющие указанное ограничение. Первый из них связан с эффектом Хиггса и состоит в том, что при наличии скалярных частиц их ток  $j_\mu$  в правой части (2) как следствие (1) имеет вид

$$j_\mu \text{ скал} = \varphi(x) \left( \frac{\partial}{\partial x^\mu} - g A_\mu(x) \right) \varphi(x). \quad (3)$$

Соответствующим подбором взаимодействия для полей  $\varphi(x)$  можно обеспечить наличие для этих полей постоянных решений  $\varphi(x) = C$ . Для таких решений в правой части уравнений (2) появляются дополнительные линейные по полю  $A_\mu(x)$  члены и, как следствие, некоторые калибровочные поля приобретают массу. Механизм эффекта Хиггса используется в единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий, обеспечивая наличие массы у промежуточных векторных бозонов слабого взаимодействия. Кроме того, он используется в различных вариантах единых теорий.

Другой механизм преодоления за-

труднений из-за нулевой массы калибровочных полей используется в квантовой хромодинамике. Этот механизм, так называемый механизм удержания цвета, основывается на (недоказанном строго) утверждении о том, что в случае неабелевых локальных групп типа  $SU(3)_{\text{цвет}}$ , соответствующие калибровочные поля вследствие уравнений движения (2) приводят к силам, возрастающим с расстоянием, в результате чего глюоны (элементарные кванты калибровочных полей) и кварки не вылетают из адронов.

В калибровочных теориях активный аспект динамики взаимодействия полностью определяется калибровочными полями. Все другие поля играют в этих теориях пассивную роль, которая сводится к превращению их одно в другое при воздействии на них калибровочных полей. Свойства этих полей, такие, как их общее число, спин и масса, не определяются требованием локальной инвариантности, а являются феноменологическими параметрами теории. Такое разделение полей на активные калибровочные поля, все свойства которых с точностью до параметра константы связи определяются принципом локальной инвариантности, и пассивные поля с произвольными параметрами существенно ограничивает теорию калибровочных полей с локальными группами внутренних симметрий.

II. Принцип локальной инвариантности, который рассматривался в применении к группам внутренней симметрии элементарных частиц, впервые был обнаружен А. Эйнштейном и использовался им при создании общей теории относительности. При этом Эйнштейн исходил из локального обобщения установленных им уравнений специальной теории относительности. Согласно последней пространство и время не являются независимыми. Их совместные преобразования образуют группу Пуанкаре

$$x'^\mu = L_\nu^\mu x^\nu + a^\mu, \quad (4)$$

где  $L_\nu^\mu$  — преобразования Лоренца;  $a^\mu$  — преобразования сдвига в пространстве и времени.



При преобразованиях (4) физические поля в зависимости от их спина преобразуются по различным представлениям группы Лоренца: скалярному, спинорному, векторному или тензорному. При этом уравнения движения для физических полей ковариантны относительно преобразований (4).

Переход от преобразований (4) к общековариантным локальным преобразованиям

$$x^{\mu'} = x^{\mu} (x^{\nu}) \quad (5)$$

вместе с требованием ковариантности законов природы относительно этих преобразований привел к созданию общей теории относительности. При этом формулировка последовательной теории оказалась возможной только при условии, что величинам, определяющим метрические свойства пространства — времени, приписываются также динамические характеристики физических полей, описывающих гравитационное взаимодействие в соответствии с уравнениями

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = - 8\pi k T_{\mu\nu}. \quad (6)$$

Здесь  $g_{\mu\nu}$  — метрический тензор;  $R_{\mu\nu}$  и  $R$  — тензор Риччи и свернутый тензор кривизны;  $k$  — гравитационная постоянная;  $T_{\mu\nu}$  — тензор энергии-импульса материи.

В уравнениях (6) гравитационное поле и другие физические поля неравноправны: геометрические принципы построения теории однозначны (с точностью до гравитационной постоянной) определяют только левую часть уравнений (6), описывающую распространение гравитационного поля. Правая часть (6), зависящая от распределения в пространстве других физических полей, играет роль источника гравитационного поля. Указанное неравноправие полей, а также то обстоятельство, что для описания физических полей используется несколько различных неприводимых представлений преобразований (5), казалось неудовлетворительным создателю общей теории относительности Эйнштейну.

В статье «Основные идеи и проблемы теории относительности» (1923 г.) он

писал: «Теперь особенно живо волнует умы проблема единой природы гравитационного и электромагнитного полей. Мысль, стремящаяся к единству теории, не может примириться с существованием двух полей, по своей природе совершенно независимых друг от друга» [1, с. 127]. В этой статье сформулирована программа единой теории поля, над различными вариантами которой Эйнштейн работал до конца жизни.

Такое объединение предпринималось также другими авторами (Вейлем, Калуза). Несмотря на неудачу указанных попыток, они тем не менее привели вскоре после создания общей теории относительности к важному результату, состоящему в том, что и уравнения для электромагнитного поля можно получить, исходя из требования инвариантности по отношению к однопараметрическим локальным преобразованиям, так называемым калибровочным преобразованиям.

Таким образом, было установлено, что два известных в то время фундаментальных взаимодействия природы основываются на требованиях локальной инвариантности.

Как указывалось в п. I, требование локальной инвариантности теории явилось основным исходным пунктом для формулировки недавно созданных единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий и квантовой хромодинамики. Эти теории находятся в непрерывном идейном единстве с общей теорией относительности и их создание свидетельствует о замечательной преемственности в развитии фундаментальных физических концепций.

III. Несмотря на указанную идейную общность в построении общей теории относительности и электродинамики, с одной стороны, и единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий и квантовой хромодинамики — с другой, потребовалось более пяти десятилетий напряженных экспериментальных и теоретических исследований для утверждения принципа локальной инвариантности в физике элементарных частиц. Такое «медленное» распространение идеи связано с рядом «случайных» (с точки зрения



истории развития науки) обстоятельств. Отметим следующие из них:

1. Принцип локальной инвариантности в его непосредственном «наивном» применении приводит к наличию безмассовых частиц. Для случая электродинамики и общей теории относительности такими частицами являются фотон и гравитон и эксперимент подтверждает наличие этих частиц в соответствии с предсказаниями обеих теорий. Другие безмассовые частицы, наличие которых могло быть связано с калибровочными полями, в природе непосредственно не наблюдаются. Как отмечалось, «парадокс» отсутствия в природе безмассовых частиц, связанных с калибровочными полями, успешно разрешен механизмом спонтанного нарушения симметрии и гипотезой удержания цвета.

2. В середине 50-х годов в теории локальных квантованных полей возникли серьезные трудности, состоящие в обращении в нуль, как следствие учета квантовых поправок, всех взаимодействий (так называемая проблема нуля заряда [2]). Эти трудности вместе со всевозрастающим числом экспериментально обнаруживаемых новых элементарных частиц породили сомнения среди теоретиков в возможности использования концепции локальной теории поля, а следовательно, и принципа локальной инвариантности в физике элементарных частиц. Как образно выразился Л. Д. Ландау, характеризующий состояние теории в этот период, «гамма-тон метод в квантовой механике изжил себя и должен быть похоронен, конечно, со всеми почестями, которые он заслужил» [2, с. 423]. Требования систематизации большого числа экспериментальных данных привели к развитию в это время феноменологических методов исследования на основе матрицы рассеяния.

3. Для конкретного применения принципа локальной инвариантности в физике элементарных частиц требовалось прежде всего обнаружение соответствующих глобальных групп симметрии, к которым такое требование можно было бы применить. История последовательного обнаружения таких групп

симметрии, исходя из непосредственного анализа экспериментальных данных физики элементарных частиц, полна драматизма\* и в настоящее время не завершена.

4. Рассмотрим ограничения, которые имеются в современных теориях калибровочных полей:

1) в настоящее время имеются три различные независимые теории, основанные на принципе локальной инвариантности: единая теория слабых и электромагнитных взаимодействий, квантовая хромодинамика и общая теория относительности. Эти теории основываются на разных локальных группах симметрии: две первые на группах внутренних симметрий (соответственно  $SU(2) \times U(1)$  и  $SU(3)$ ) и последняя на локальной группе общековариантных преобразований пространственно-временных координат (5). Наличие трех несвязанных между собой групп преобразований, определяющих фундаментальные взаимодействия в природе, неудовлетворительно. Представляется желательным объединение рассматриваемых теорий в одну общую теорию на основе одной локальной группы симметрии, содержащей группы симметрии отдельных теорий в виде нетривиальных подгрупп.

Такое объединение электромагнитных, слабых и сильных взаимодействий, локальными группами симметрии которых являются группы внутренних симметрий, по-видимому, можно провести непосредственным переходом к рассмотрению классических групп симметрии более высокого ранга, таких, как  $SU(5)$ ,  $SU(6)$ ,  $SO(10)$  и т. д., используемых в различных схемах «большого объединения».

Включение в объединенную схему гравитационного взаимодействия значительно сложнее. Для осуществления такого объединения исходным этапом явилось бы определение группы симметрии, преобразования которой содержат на равных основаниях как пространственно-временные переменные, так и переменные, связанные с группами внутренних симметрий.

\* См., например, [3].



Существуют, однако, строгие доказательства (основанные на использовании классической теории непрерывных групп симметрии) невозможности нетривиального объединения пространственно-временных и внутренних симметрий, которое было бы совместимо с основными постулатами релятивистской квантовой локальной теории поля. Такие теоремы являются существенным препятствием для объединения гравитационного взаимодействия с другими взаимодействиями;

2) локальные преобразования однозначно определяют свойства связанных с ними калибровочных полей. В частности, спин калибровочных полей для групп внутренних симметрий всегда равен единице, а спин гравитационного поля — двум. В обоих случаях поля подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна. Однако в природе имеются физические поля с другими значениями спина и статистики. Так, лептоны и кварки имеют спин половина и являются фермионами. Такие другие поля вводятся в калибровочные теории произвольно, с большим количеством неопределяемых требованием локальной инвариантности феноменологических параметров.

Указанное разделение всех полей на два существенно различных класса — активных бозонных калибровочных полей и пассивных, в основном фермионных, других полей представляется существенным ограничением теории калибровочных полей и требует введения для объяснения природы последних каких-то новых фундаментальных принципов;

3) в релятивистской квантовой теории поля поправки высших порядков теории возмущений приводят к появлению бесконечных величин, так называемых расходимостей. В калибровочных теориях для локальных групп внутренних симметрий такие расходимости посредством процедуры перенормировки могут быть однозначно выделены и включены в экспериментальные значения масс и зарядов частиц. В общей теории относительности число расходимостей, появляющихся в высших порядках теории возмущений, бес-

конечно. Как следствие, последовательной квантовой теории гравитации в настоящее время не существует.

5. Как указывалось в п. 4, одной из трудностей калибровочных теорий является, в частности, существенное различие в той роли, которую играют в этих теориях бозонные и фермионные физические поля. Это различие представляется совершенно неустраняемым в теориях, основанных на использовании классических непрерывных групп симметрии, так как преобразования таких групп всегда преобразуют бозонные поля только через бозонные, а фермионные поля только через фермионные.

Покажем сначала, что существует формальный прием, основанный на введении переменных некоторого нового типа, который дает возможность объединить бозоны и фермионы в единые, общие для них мультиплеты частиц и полей.

Рассмотрим простейший нерелятивистский случай частиц со спином нуль и половина. Волновые функции таких частиц имеют вид соответственно  $\varphi(x)$  и  $\psi_\alpha(x)$ , где  $x$  — координата частиц,  $\alpha$  — проекция спина на некоторую ось для частицы со спином половина. При наличии двух частиц их волновые функции соответственно симметричны или антисимметричны

$$\varphi(x_1, x_2) = \varphi(x_2, x_1), \quad (7)$$

$$\psi_{\alpha_1 \alpha_2}(x_1, x_2) = -\psi_{\alpha_2 \alpha_1}(x_2, x_1) \quad (8)$$

для случая одинаковых частиц и произвольны для разных.

Введем новую величину  $\theta_\alpha$ , которая при преобразованиях вращения является спинором, т. е. преобразуется так же, как  $\psi_\alpha(x)$ , и, кроме того, удовлетворяет следующим, отличающимся от закона умножения обычных чисел, антикоммутативным правилам перемножения компонент:

$$\theta_\alpha \theta_{\beta'} = -\theta_{\beta'} \theta_\alpha. \quad (9)$$

Величины с законом умножения (9) называются грассмановыми.

Рассмотрим волновую функцию, которая зависит от обычных координат  $x$



и новых грассмановых координат  $\theta$ :

$$\Phi(x, \theta_\alpha) = \varphi(x) + \psi_\alpha(x) \theta^\alpha + \eta(x) \theta^\alpha \theta^\beta \varepsilon_{\alpha\beta},$$

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = -\varepsilon_{\beta\alpha}. \quad (10)$$

В силу правила (9) разложение функции  $\Phi(x, \theta^\alpha)$  по степеням  $\theta^\alpha = \varepsilon^{\alpha\beta} \theta_\beta$  обрывается на квадратичном по  $\theta^\alpha$  члене. Коэффициенты разложения — обычные волновые функции частиц со спином нуль:  $\varphi(x)$  и  $\eta(x)$  и со спином половина  $\psi_\alpha(x)$ .

Для двух частиц потребуем, чтобы их волновая функция была симметричной при перестановке всех координат, включая грассмановые:

$$\Phi(x_1, \theta_1; x_2, \theta_2) = \Phi(x_2, \theta_2; x_1, \theta_1).$$

Разлагая волновую функцию по степеням  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , аналогично разложению (10), легко убедиться, что волновая функция двух частиц со спином половина антисимметрична, а волновые функции двух одинаковых частиц со спином нуль симметричны.

Можно получить более сложные мультиплеты, объединяющие частицы с различными значениями спина и статистики. Для этого, во-первых, можно добавить к функции, описывающей мультиплет, общий дополнительный спиновый индекс  $\Phi_\mu^S(x, \theta)$ . В этом случае волновая функция описывает две различные частицы со спином  $S$  и частицы со спином  $S + 1/2$  и  $S - 1/2$ . Функции нескольких таких одинаковых мультиплетов симметричны или антисимметричны по отношению к перестановке всех координат в зависимости от того, является значение  $S$  целым или полуцелым. Во-вторых, можно увеличить число дополнительных грассмановых спиноров  $\theta_\alpha$ . Например, для случая двух таких спиноров  $\Phi(x, \theta_{1\alpha}, \theta_{2\alpha})$  соответствующий мультиплет содержит пять различных частиц со спином нуль, четыре различные частицы со спином половина, одну частицу со спином нуль и т. д.

Отметим формальный характер рассмотренного выше объединения частиц с различными значениями спина и статистики в общие мультиплеты. Такое объединение без каких-либо ограничений возможно для произвольных частиц,

лишь бы последние полностью заполняли рассматриваемые мультиплеты.

6. Рассмотренное выше формальное объединение частиц с разными спином и статистикой содержит возможность обнаружения некоторых новых соотношений симметрии между частицами, входящими в состав мультиплетов, т. е. между бозонами и фермионами. Действительно, обычные и грассмановые координаты в волновых функциях мультиплетов равноправны по отношению к перестановкам этих координат. Могут существовать и другие, более сложные совместные преобразования обычных и грассмановых координат, которые при требовании инвариантности теории относительно таких преобразований могут привести к нетривиальным физическим следствиям.

В физике такие совместные преобразования впервые введены в релятивистской квантовой теории поля и имеют следующий вид:

$$x^{\mu'} = x^\mu + \frac{1}{2i} (\bar{\epsilon} \sigma^\mu \theta - \theta \sigma^\mu \bar{\epsilon}),$$

$$\theta' = \theta + \epsilon, \quad \theta' = \bar{\theta} + \bar{\epsilon}, \quad (11)$$

где  $\theta_\alpha, \epsilon_\alpha$  ( $\alpha = 1, 2$ ),  $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}, \bar{\epsilon}_{\dot{\alpha}}$  ( $\dot{\alpha} = 1, 2$ ) — двухкомпонентные релятивистские спиноры;  $x^\mu$  ( $\mu = 0, 1, 2, 3$ ) — 4-вектор пространственно-временных координат;  $\theta_\alpha$  и  $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$  — дополнительные грассмановые координаты,  $\epsilon_\alpha, \bar{\epsilon}_{\dot{\alpha}}$  — грассмановые параметры преобразований. Совместно с преобразованиями группы Пуанкаре (4) преобразования (11) образуют групповую структуру, получившую название супергруппы Пуанкаре [4—6].

Преобразуя координаты  $x$  и  $\theta$  согласно (11) в суперполе

$$\Phi(x', \theta') = \Phi'(x, \theta),$$

получаем некоторое новое суперполе, коэффициенты которого в разложении по  $\theta$  являются функциями коэффициентов поля  $\Phi(x, \theta)$  и параметра преобразования  $\epsilon$ . При этом, как легко видеть, бозонные и фермионные поля преобразуются одно через другое.

Разложение (10) показывает, что координаты  $\theta$  образуют некоторую дискретную «протяженность» мультипликативного характера. Элементарному



шагу этой «протяженности» соответствовать некоторый переход между полями с различной квантовой статистикой.

Так же, как преобразование Лоренца связывает в единое целое время и пространство, преобразования (11) связывают в единое суперпространство время, пространство и новую дискретную протяженность, основу которой составляют существенно квантовые закономерности.

Вследствие наличия среди преобразований супергруппы Пуанкаре преобразований с грассмановыми антикоммутирующими параметрами, эта группа существенно отличается от обычно используемых в физике классических непрерывных групп. Несмотря на такое существенное отличие, было показано, что преобразования совместимы со всеми основными постулатами квантовой релятивистской теории поля, и построены конкретные варианты теории как свободных, так и взаимодействующих полей, в которых имеет место инвариантность относительно преобразований (11).

Простейший вариант такой суперсимметричной теории соответствует релятивистскому описанию супермультиплета полей (10), в который входят два скалярных поля со спином нуль и одно дираковское поле со спином половина. Как следствие инвариантности относительно преобразований (11), наблюдается равенство масс различных полей и их констант взаимодействия. Последнее, в свою очередь, приводит к определенным соотношениям между матричными элементами амплитуды рассеяния в высших приближениях теории возмущений. В результате этих соотношений имеющиеся в них расходимости частично сокращаются.

В настоящее время построено много различных вариантов суперсимметричных теорий с более сложной структурой супермультиплетов. В некоторых из таких теорий расходимости высших порядков теории возмущений, как следствие суперсимметрии, полностью взаимно сокращаются.

Особенно интересны варианты суперсимметричных теорий, которые содержат среди полей, входящих в состав

какого-либо супермультиплета, поля со спином два. Поскольку последовательное описание взаимодействующих полей со спином два может быть проведено только в рамках общей теории относительности, а для формулировки последней является существенным обобщение преобразований группы Пуанкаре (4) до группы общековариантных локальных преобразований (5), для построения соответствующих суперсимметричных обобщений необходимо перейти от преобразований (11) к соответствующим локальным преобразованиям.

Такой переход можно осуществить. При этом в соответствующей инвариантной теории, называемой теорией супергравитации, содержится не только гравитационное поле, которое является калибровочным для преобразований (5), но и поле со спином  $3/2$ , калибровочное по отношению к локальному обобщению преобразований (11). Более сложные варианты теории супергравитации содержат несколько независимых грассмановых спиноров (но не больше восьми)\*.

Наличие нескольких грассмановых спиноров дает возможность включить в теории супергравитации группы внутренних симметрий типа  $SO(n)$  и  $SU(n)$  ( $n \leq 8$ ). При этом возникают групповые структуры, нетривиальным образом объединяющие внутренние симметрии с пространственно-временными. Как указывалось выше, в рамках использования обычных классических групп симметрии такое объединение внутренних и пространственно-временных симметрий невозможно.

Теории супергравитации с несколькими грассмановыми спинорами имеют очень богатую структуру супермультиплетов. Так, супермультиплет супергравитации с  $n = 8$  содержит одно поле со спином два, восемь со спином  $3/2$ , двадцать восемь со спином единица, пятьдесят шесть со спином половина

\* Больше чем восемь число грассмановых спиноров обуславливает появление в теории полей со спином, больше чем 2. Последовательной теории взаимодействующих полей с такими большими значениями спина в настоящее время не существует.



и семьдесят со спином нуль. Все эти поля связаны локальными преобразованиями суперсимметрии и являются калибровочными.

Замечательным свойством этого варианта теории супергравитации является то, что в него нельзя ввести взаимодействие с какими-либо дополнительными супермультиплетами аналогично тому, как это делается для обычных локальных групп при включении взаимодействия калибровочных полей с другими полями.

В теориях супергравитации, как и в других суперсимметричных теориях, наблюдается сокращение расходимостей в высших порядках теории возмущений. Может ли такое сокращение расходимостей быть полным в каком-либо варианте супергравитации, в настоящее время не известно. Предполагается, что оно имеет место для варианта супергравитации с  $n = 8$ .

Построение суперсимметричных теорий, включая теории супергравитации, показало, что определенные изменения наших представлений о пространстве и времени (предположение о наличии дополнительных антикоммутирующих координат) позволяют преодолеть, по крайней мере в принципе, те ограничения и трудности теории, которые обнаружены в рамках обычных калибровочных теорий поля.

Решающим фактором для подтверждения развиваемых в теории суперсимметрии концепций, конечно, является практика, соответствие теоретических построений экспериментальным данным. Говорить о каком-либо соответствии теории суперсимметрии явлениям реального мира в настоящее время преждевременно. Теория не доведена до состояния, когда такое сравнение возможно. Тем не менее определенное соответствие между группами внутренних симметрий, естественным образом возникающими в теории супергравитации, и теми, которые обнаружены в физике элементарных частиц, имеет место. Во всяком случае сейчас теорию

супергравитации можно рассматривать как модель теории, свойства которой, возможно, в значительной степени определяют будущую единую теорию всех фундаментальных взаимодействий.

Наиболее существенным из этих свойств является то, что все взаимодействия в теории супергравитации определяются единым принципом локальной инвариантности, а все многообразие физических полей с различными значениями спина и статистики образует единый калибровочный супермультиплет рассматриваемой группы преобразований.

Заметим также, что как обобщение общей теории относительности, в которой гравитационное поле является проявлением геометрических свойств пространства и времени, теория супергравитации также полностью определяется геометрическими свойствами некоторого суперпространства. При этом геометрия и физика — два равноправных аспекта, полностью выражающие содержание этой теории.

Суперсимметричные теории поля исследуются во многих теоретических работах (см., например, работы [7—10], содержащие подробную библиографию).

Существенный вклад в формирование и развитие основных идей теории суперсимметрии внесли советские физики-теоретики.

1. *Эйнштейн А.* Собрание научных трудов. — М.: Наука, 1966. — Т. 2. — 878 с.
2. *Ландау Л. Д.* Собрание трудов. — М.: Наука, 1969. — Т. 2. — 450 с.
3. *Агеев А. И., Рекало М. П.* Биография элементарных частиц. — Киев: Наук. думка, 1979. — 261 с.
4. *Гольфанд Ю. А., Литман Е. П.* — Письма в ЖЭТФ, 1974, 13, с. 452—455.
5. *Волков Д. В., Акулов В. П.* — Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, с. 621—624.
6. *Wess I., Zumino B.* — Nucl. Phys. B, 1974, 70, p. 39—50.
7. *Огиевецкий В. И., Мезиническу Л.* — УФН, 1975, 117, с. 637—700.
8. *Фридман Д., Ньюсенгейзен П.* — УФН, 1979, 128, с. 135—160.
9. *P. van Nieuwenhuizen.* — Phys. Rep., 1981, 68, p. 191—398.
10. *Лейтес Д. А.* — УМН, 1980, 35, с. 3—57.



**ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ  
С УЧАСТИЕМ ЛЕГЧАЙШИХ ЯДЕР**

Среди ядерных реакций, изученных за 50 лет с момента осуществления первых экспериментов по дезинтеграции атомного ядра ускоренными протонами [1, 2], ядерные реакции на легких ядрах занимают особое место. Это объясняется несколькими причинами. Благодаря малому заряду легкое ядро с большой вероятностью пропускает через кулоновский барьер падающую на него легкую заряженную частицу, ускоренную до энергий всего несколько десятков киловольт. Составленные из двух, трех и четырех нуклонов легчайшие ядра при столкновении с протонами и дейтонами образуют также малонуклонные системы, структура возбужденных состояний которых представлялась несложной. Это позволяло надеяться, что детальное изучение подобных систем даст возможность существенно продвинуться в понимании природы сил, действующих в ядре, и механизма ядерных взаимодействий. Привлекала и практическая сторона изучения малонуклонных систем. Из расчета массово-энергетического баланса взаимодействующих частиц следовало, что все реакции, возникающие в результате столкновения легчайших ядер с дейтонами, экзотермичны и идут с большим энергетическим выходом. Невольно возникала мысль о возможности практического использования огромной энергии, таящейся в малонуклонных ядерных системах.

Первым исследованием ядерных реакций в области легчайших ядер было

изучение реакции  $D + D$ , выполненное в Кембридже Олифантом, Хартеком и Резерфордом в 1934 г., путем бомбардировки мишени из тяжелого льда дийтонами (так тогда был назван дейтон), ускоренными в разрядной трубке [3]. В этой работе измерен выход протонов из реакции  $D(d, p)T$ . В угловом распределении интенсивности протонов обнаружена асимметрия с преимуществом в направлении движения первичного пучка частиц. Измерены пробеги заряженных частиц, выходящих в соответствии с протонной и нейтронной ветвями этой реакции. Используя величины пробегов, авторы оценили массы ядер  ${}^3T$  и  ${}^3He$ , которые оказались равными соответственно 3,0151 и 3,0178 м. е. Однако масса  ${}^3He$ , найденная измерением пробегов частиц из реакции  ${}^6Li + {}^1H = {}^3He + {}^4He$ , получилась равной 3,0166 м. е. Более поздние измерения, выполненные масс-спектрографическим методом, дали другие значения масс этих ядер.

В Советском Союзе первые экспериментальные исследования ядерных реакций с помощью ускоренных частиц были предприняты в Харьковском физико-техническом институте АН УССР (ХФТИ АН УССР) после успешного выполнения К. Д. Синельниковым, А. И. Лейпунским, А. К. Вальтером и Г. Д. Латышевым эксперимента по дезинтеграции лития протонами в октябре 1932 г. При обсуждении реакции лития с протонами И. В. Курчатов и К. Д. Синельников заинтересовались



$^3\text{He}$ . Вместе с Г. Щепкиным и А. К. Вибе они провели ядерный эксперимент с  $^3\text{He}$ . В то же время К. Д. Синельников, А. К. Вальтер и В. А. Петухов предприняли первую попытку ускорить тяжелые ионы, ионы лития, в электростатическом ускорителе с тем, чтобы, облучив ими легкие элементы, получить обильный выход различных ядерных превращений, в том числе легчайших ядер. Однако развернуть систематические исследования ядерных реакций в то время не удалось. Необходима была новая экспериментальная техника, более совершенные ускорители. В Харькове К. Д. Синельников и А. К. Вальтер сосредоточили свои усилия на создании электростатических ускорителей, а в Ленинграде при активном участии И. В. Курчатова разрабатывался первый в нашей стране циклотрон. В 1939 г. в ХФТИ введен в действие вертикальный электростатический ускоритель типа Ван де Граафа до 2,5 МэВ при положительной полярности на высоковольтном электроде с диаметром кондуктора 10 м и такой же высотой ускорительной трубки, работавший в атмосферных условиях. На этом ускорителе до лета 1941 г. проводились исследования взаимодействия быстрых электронов с веществом. Во время войны он был разрушен.

Систематические исследования ядерных реакций с применением ускоренных частиц развернулись в СССР после Великой Отечественной войны в институтах Академий наук СССР и УССР. Изучением ядерных реакций с участием легчайших ядер занимались в эти годы лаборатории в Москве и Харькове.

Рассмотрим подробно исследования харьковской группы физиков\* (исследования московских ученых вместе с детальным описанием экспериментальной методики приведены в книге «Ядерные реакции на легких ядрах» — Москва, 1957 г.).

**Радиоактивность  $^3\text{He}$ ?** И. В. Курчатов и К. Д. Синельников интересова-

лись  $^3\text{He}$ . Это ядро состоит из одного нейтрона и двух протонов. Не радиоактивно ли оно? Если в массово-энергетическом балансе  $^3\text{He} = ^3\text{H} + \beta^+ + E$  кинетическая энергия  $E$  трития и позитрона окажется положительной, следует ожидать распада  $^3\text{He}$  на эти частицы. В начале 30-х годов массы атомов стабильных изотопов из масс-спектрографических измерений были известны с точностью до четвертого знака. Массы редких и радиоактивных изотопов, таких, как  $^3\text{He}$  и тритий, определялись из энергетического баланса ядерных реакций. Полученное в работе [3] значение массы  $^3\text{H}$  равно 3,0151 м. е. Массу легкого изотопа гелия И. В. Курчатов и К. Д. Синельников, как и в Кембридже, оценили из анализа трех групп частиц, вылетающих из мишени лития, бомбардированной протонами, с пробегами 8,4; 1,15; 0,65 см. Первая группа —  $\alpha$ -частицы из реакции на  $^7\text{Li}$  с протонами. Вторая и третья группы соответствуют ядрам  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  — частицам из реакции на легком изотопе лития с протонами  $^6\text{Li} + ^1\text{H} = ^3\text{He} + ^4\text{He}$ . При расчете по энергетическому балансу с использованием данных по пробегу частиц получено значение массы ядра  $^3\text{He}$ , равное 3,0166 м. е. Тогда  $E$  положительна, а кинетическая энергия позитрона составляет  $0,5 \cdot 10^6$  эВ.

С целью экспериментальной проверки этого предположения они выполнили эксперимент по прямой регистрации позитронов предполагаемого распада  $^3\text{He}$  [4, 5]. Мишень из  $\text{Li}_2\text{O}$  бомбардировалась протонами с энергией 350 кэВ и током в пучке около 10 мкА. Для регистрации позитронов был изготовлен тонкостенный счетчик Гейгера. Эксперимент проводился, как со съемной мишенью с последующей регистрацией наведенной активности, так и в условиях регистрации эффекта непосредственно от мишени под пучком. Измерения вторым методом связаны с предположением, что время распада могло оказаться значительно меньше времени переноса облученной мишени на счетчик и времени измерения. В обоих случаях зарегистрирована только фоновая активность. Радиоактив-

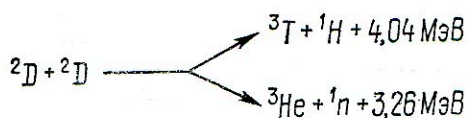
\* Описание приведено на основе материалов отчетов ХФТИ за 1948—1954 гг.



ность  $^3\text{He}$  не была обнаружена. Теперь мы знаем с большой точностью, что массы ядер  $^3\text{T}$  и  $^3\text{He}$  близки по значению, но масса  $^3\text{T}$  немного больше. Отметим, что проведенный эксперимент отличался большой тщательностью и законченностью выполнения.

$^6\text{Li} + ^6\text{Li}$ . В 1934 г. К. Д. Синельников, А. К. Вальтер и В. А. Петухов предприняли первую попытку ускорить тяжелые ионы, справедливо предположив, что изучение ядерных превращений с участием частиц, масса и заряд которых больше, чем  $\alpha$ -частиц, представляет значительный интерес [6]. В качестве бомбардирующей частицы и мишени они выбрали  $^6\text{Li}$ . Одним из каналов взаимодействия этих ядер будет реакция  $^6\text{Li} + ^6\text{Li} = 3\ ^4\text{He} + 15,2\ \text{МэВ}$  с выходом трех  $\alpha$ -частиц и сплошным распределением их по энергии. Для получения литиевых ионов на платиновый электрод ионного источника наносился сподумен — минерал, который при нагревании испаряет литиевые ионы. Предварительная количественная оценка выхода реакции показала, что при заданной геометрии эксперимента эффект в несколько  $\alpha$ -частиц в минуту можно получить при токе литиевых ионов 10 мкА и энергии 1,2 МэВ. Проведенные эксперименты не дали ожидаемого результата. Были зарегистрированы  $\alpha$ -частицы с пробегом 8,6 см в соответствии с реакцией  $^7\text{Li} + ^1\text{H}$ , а не частицы сплошного спектра. Магнитный анализ пучка ускоренных ионов показал, что составляющая ионов лития в нем столь мала, что не может обеспечить заметного выхода  $\alpha$ -частиц от дезинтеграции лития литием на три  $\alpha$ -частицы.

$^2\text{D} + ^2\text{D}$ . При столкновении двух дейтронов возникают две ветви ядерных превращений:



со значительным выделением энергии в виде кинетической энергии разлетающихся частиц. Благодаря этому продукты реакции — протоны, изотопы ге-

лия и водорода — можно относительно просто зарегистрировать детекторами. Труднее с нейтронами. В этом случае должны быть созданы условия, при которых исключается регистрация нейтронов, рассеянных окружающими детектор предметами. Главная трудность при экспериментальном изучении этих реакций, как и реакций с другими легчайшими ядрами, заключалась в создании мишеней. Все легчайшие элементы — водород и гелий с их изотопами — в природных условиях находятся в газообразном состоянии. Поэтому первой приходит мысль работать с газовыми мишенями, заполняя небольшой вакуумный объем изучаемым газом. Для ввода первичных частиц в мишень и выхода заряженных частиц, образовавшихся в результате реакции, в стенках мишени можно сделать окна, вакуумно заклеенные тонкими пленками. Это закрытая газовая мишень. В некоторых случаях применялись открытые газовые мишени. В таком варианте мишень создается потоком рабочего газа через объем мишени с мощной дифференциальной откачкой через диафрагмированный канал, расположенный в области выхода ионного пучка из ускоряющей трубки. Дейтерий и тритий в составе  $\text{Li}_2\text{O}$  и  $\text{T}_2\text{O}$  можно заморозить, получив таким образом твердую мишень в виде тяжелого и сверхтяжелого льда. Твердую мишень из этих изотопов получают, используя свойство некоторых веществ поглощать в большом количестве водород при нагревании до высоких температур. В этом случае на подложку из тугоплавкого металла испарением наносится тонкий слой абсорбирующего вещества, как правило, циркония. Затем такой «сендвич» нагревается в газовой атмосфере до высокой температуры, при которой нанесенный слой насыщается водородом. Применение мишеней разного типа явилось одной из причин заметного расхождения количественных результатов, полученных в различных лабораториях.

Первое исследование этой реакции в ХФТИ проведено автором настоящей статьи в 1948—1949 гг. Ускоренные дейтроны были получены на восстановленном после войны электростатическом



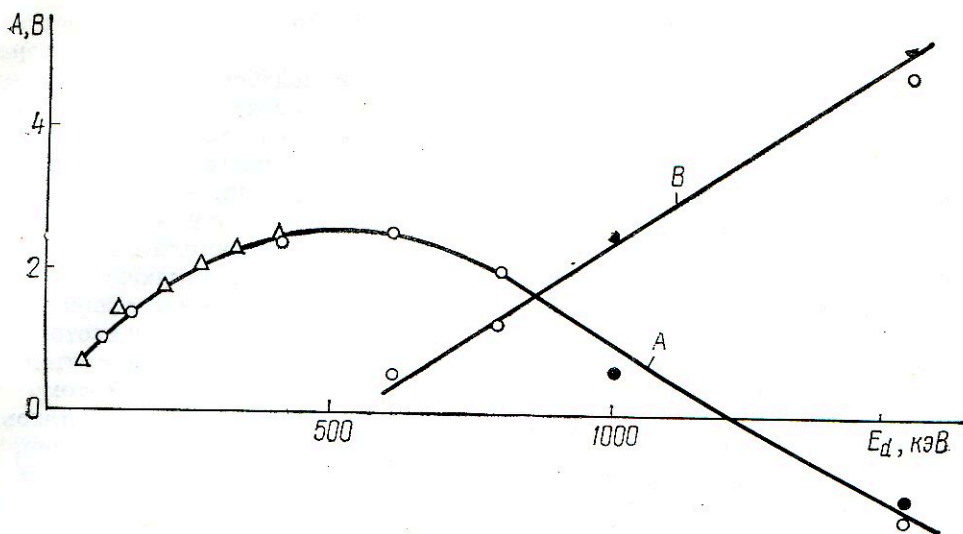


Рис. 1. Энергетическая зависимость коэффициентов  $A$  и  $B$  для реакции  $D(d, p)T$ :  
 $\circ$  — ХФТИ;  $\Delta$  — [23];  $\bullet$  — [24].

ускорителе с максимальной энергией 2,5 МэВ. Высокое напряжение на кондукторе ускорителя измерялось генерирующим вольтметром. Ионный пучок жестко коллимировался перед тем, как попасть на мишень, а обмотка анализирующего магнита запитывалась постоянным током от мощной аккумуляторной батареи. Такая система позволяла заметно уменьшить энергетическую неоднородность в пучке.

Для этих исследований была разработана закрытая газовая мишень в виде полого цилиндра, на боковой поверхности которого прорезывались окна, закрытые вакуумно уплотненной тонкой алюминиевой фольгой, для ввода ионного пучка в мишень и выхода заряженных частиц из реакции. Объем цилиндра заполнялся рабочим газом, давление которого измерялось  $U$  образным манометром. Конечная энергия ускоренных частиц определялась по напряжению на генераторе с учетом потерь энергии в перекрывающей пучок фольге и веществе мишени. Напряжение на генераторе удерживалось более или менее стабильным в области 800—1800 кэВ. Поэтому при энергиях меньше 800 кэВ измерения были проведены на молекулярных составляющих ионного пучка  $D_2^+$  и  $(DH)^+$ .

Протоны из реакции  ${}^2D(d, p){}^3T$  регистрировались ядерными фотоэмульсионными пластинами, располагавшимися против окон газовой мишени в вакуумной камере, под различными углами к направлению первичного пучка. В центре камеры соосно располагалась газовая мишень. Корпус газовой мишени был изолирован от фотокамеры, являясь, таким образом, одновременно цилиндром Фарадея.

Измеренное угловое распределение протонов, как и следовало ожидать для двух сталкивающихся частиц одинаковой массы, оказалось симметричным относительно  $90^\circ$  в покоящейся системе координат и хорошо описывалось аналитическим выражением

$$\sigma(\theta) = \sigma(\pi/2) (1 + A \cos^2 \theta + B \cos^4 \theta + \dots),$$

где  $\theta$  — угол наблюдения;  $\sigma(\theta)$  — дифференциальное сечение реакции. Энергетическая зависимость коэффициентов  $A$  и  $B$ , а также результаты других исследований представлены на рис. 1. Полное сечение реакции  ${}^2D(d, p){}^3T$ , измеренное для пяти значений энергии, и результаты, полученные другими исследователями, показаны на рис. 2. Здесь же приведены результаты изучения реакции  $D(d, n){}^3He$ . Большое расхождение экспериментальных дан-



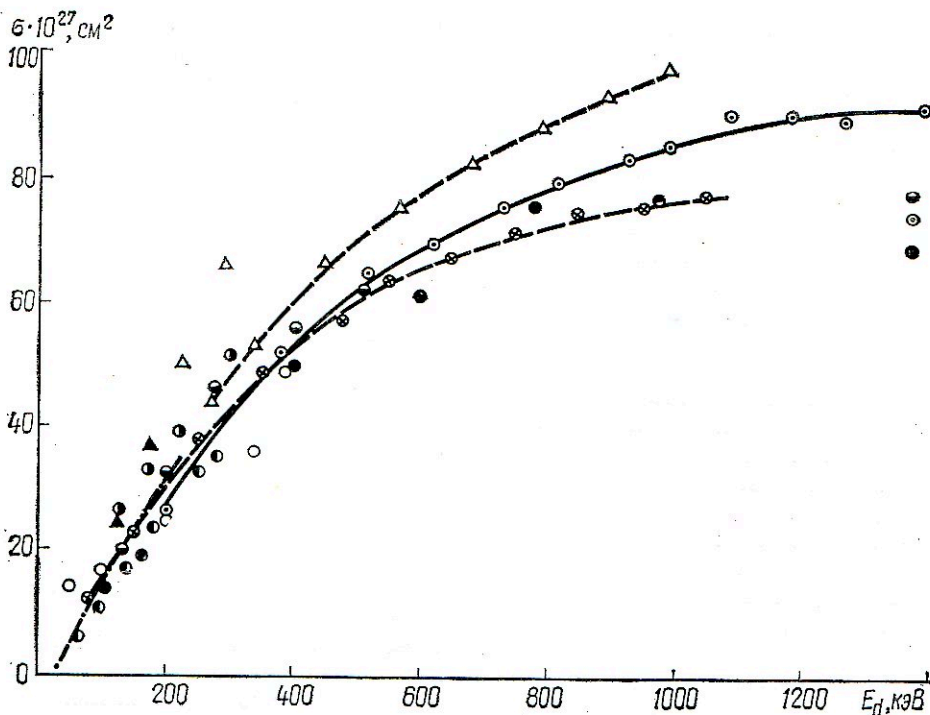


Рис. 2. Зависимость полного сечения реакций  $D(d, n) {}^3\text{He}$  от энергии:  
 --- [7];  $\Delta$  — [8];  $\blacktriangle$  — [25] и  ${}^2\text{D}(d, n) {}^3\text{T}$  ( $\circ$  — [26];  $\bullet$  — [27];  $\bullet$  — [28]; ---  
 $\otimes$  — [8];  $\circ$  — [9];  $\bullet$  — [25];  $\bullet$  — ХФТИ.

ных, измеренных в различных лабораториях, наглядно свидетельствует о трудностях, которые испытывали экспериментаторы в проведении подобных исследований.

Функцию возбуждения реакции  $DD$  в СССР детально изучало несколько групп физиков. Так, В. А. Давиденко, А. М. Кучер, И. С. Погребов, Ю. Ф. Тутуров [7] в течение 1950—1951 гг. изучали функцию возбуждения нейтронной ветви этой реакции в области малых энергий дейтронов 20—220 кэВ, полученных в ускорительной трубке, высокое напряжение на которую подавалось от выпрямителя. Для измерения выхода нейтронов авторы применили метод «марганцевой ванны», суть которого заключается в следующем. Мишень из тяжелого льда помещалась в конце анода, который находился в центре большого бака, заполненного слабым раствором марганцевокислого калия в воде. Нейтроны из реакции, замедлившись в растворе, с большой вероятностью захватываются яд-

рами марганца, давая в результате один электрон распада последнего на один захваченный нейтрон. Увеличение активности марганца в растворе пропорционально обратной экспоненте при постоянном токе дейтронов. После облучения мишени раствор тщательно перемешивался для усреднения активности по его объему. Затем измерялась наведенная  $\beta$ -активность марганца, которая сравнивалась с активностью эталонного источника электронов, изготовленного из  $\text{UX}_2$ . Полученная в этой работе функция возбуждения показана на рис. 2 штрихпунктирной кривой. Она хорошо описывается формулой Гамова для проникаемости дейтрона через потенциальный барьер дейтрона.

Пространственное распределение протонов, зависимость полного поперечного сечения от энергии и отношение сечений нейтронной и протонной ветвей реакции  $D + D$  детально изучили в 1954—1955 гг. В. В. Волков, И. Е. Воронников, Е. А. Колтыпин, И. И. Сидоров и Г. Б. Янковский [8]. Исследо-



вания проводились на электростатическом ускорителе под давлением в области энергий дейтронов 0,2—1,75 МэВ. Относительные измерения были выполнены на твердой тонкой мишени, абсолютный выход протонов измерен на газовой мишени под углом  $90^\circ$  к направлению пучка дейтронов. Твердая мишень размещалась в цилиндрической вакуумной камере, подсоединенной к ионопроводу, вокруг оси которой вращался двоянный пропорциональный счетчик, позволявший одновременно раздельно регистрировать протоны и ядра  ${}^3\text{He}$  из реакции  $(d, n)$ . Угловое распределение протонов оказалось аналогичным распределению, измеренному группой харьковских физиков. Для нейтронов оно такое же, но с несколько большей асимметрией вперед, чем у протонов, при энергии 1,39 МэВ. Зависимость полного сечения от энергии, полученная в этой работе, показана на рис. 2.

Реакцию  $D + D$  тщательно изучили А. С. Ганеев, А. М. Говоров, Г. М. Осетинский, А. Н. Ракивненко, И. В. Сизов и В. С. Сиксин на электростатическом ускорителе под давлением в области энергий 100—1000 кэВ с использованием тонкой закрытой газовой мишени [9]. Кроме измерения абсолютных значений параметров реакции, они ставили своей целью определение с лучшей точностью отношения сечений  $(d, n)$  и  $(d, p)$  ветвей реакции в связи с тем, что при различных исследованиях имелись значительные расхождения в определении этого отношения. Созданная ими для этого исследования экспериментальная методика аналогична методике, использованной в работе [8], с тем лишь существенным добавлением, что для измерения полного выхода нейтронов из реакции  $(d, n)$  был применен метод «марганцевой ванны», а энергия прошедших мишень дейтронов измерялась магнитным спектрометром. Эталонном интенсивности нейтронов в этом случае являлся источник  $(\text{Ra} - \alpha - \text{Be}) n$ , который устанавливался на месте газовой мишени во время калибровочных измерений. Результаты этих исследований (см. рис. 2) обнаруживают заметное различие в величине сечений. Отношение  $\sigma_n/\sigma_p$  увеличивается

с ростом энергии, достигая значения 1,25 вблизи 1,0 МэВ. Превышение нейтронного сечения над протонным наблюдалось и в других исследованиях реакции  $D + D$ .

**Зеркальные реакции на  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{T}$  с дейтонами.** Длиннопобежные протоны из реакции  $(d, p)$  на  ${}^3\text{He}$ , по-видимому, одновременно наблюдали в 1948 г. в нескольких лабораториях: В. Н. Кондратьев в Москве, В. С. Гуменюк в Харькове и Хаттон и Престон в Кембридже. В. С. Гуменюк получил следы быстрых протонов в фотоэмulsionии при облучении дейтонами газовой мишени, заполненной гелием с концентрацией  ${}^3\text{He}$  порядка  $10^{-5}$ . Энергия протонов, рассчитанная по величине измеренного пробега, оказалась равной 14,8 МэВ в соответствии с массово-энергетическим балансом этой реакции:  ${}^3\text{He} + {}^2\text{D} = {}^4\text{He} + {}^1\text{H} + 18,3$  МэВ. Хаттон и Престон, обстреливая мишень из тяжелого льда ионами  ${}^3\text{He}$ , с помощью пропорционального счетчика получили для энергии протонов величину 14,9 МэВ. Кроме того, они измерили зависимость выхода реакции от энергии в области 40—120 кэВ [10].

В 1949 г. автор настоящей статьи предпринял первую попытку систематического изучения этой реакции. Для этой цели была применена экспериментальная методика, разработанная для изучения реакции  $(d, p)$  на тяжелом водороде. В качестве рабочего вещества мишени была использована гелиевая смесь с концентрацией  ${}^3\text{He}$  порядка  $10^{-2}$ , полученная тогда Б. Н. Есельсоном в криогенной лаборатории ХФТИ. Этой смесью, из которой предварительно вымораживались возможные примеси воздуха и водорода, заполнялась газовая мишень до давления 64 мм рт. ст. Продукты реакции регистрировались ядерными фотоэмульсионками, расположенными под различными углами: протоны в интервале  $15-165^\circ$ ,  $\alpha$ -частицы из-за резкого уменьшения их энергии с увеличением угла — только под малыми углами. Контрольное определение энергии реакции проводилось путем сравнения длины следов  $\alpha$ -частиц из реакции с длиной треков  $\alpha$ -частиц полония, образованных в той



же эмульсии. Для удобства сравнения облучение обоими источниками проводилось во взаимно перпендикулярных направлениях. Измеренная таким образом энергия реакции оказалась равной 17,9 МэВ, совпадая в пределах ошибок опыта с расчетной. Угловое распределение протонов, измеренное в интервале энергий 340—1200 кэВ, получилось сферически симметричным в системе центра масс. Заметим, что в более поздних исследованиях [11] в пространственном распределении продуктов этой реакции обнаружено небольшое возрастание интенсивности в направлении первичного пучка, слабо увеличивающееся с энергией. Измеренная функция возбуждения этой реакции показана точками на рис. 3, б. Она имеет явно резонансный характер, обусловленный образованием промежуточного ядра  ${}^5\text{Li}$  с энергией возбуждения около 17 МэВ. Это были первые измерения реакции  $(d, p)$  на  ${}^3\text{He}$  в области резонанса.

В 1950 г. измерения были повторены на мишени с концентрацией  ${}^3\text{He}$  2,4%. Они подтвердили наличие резонанса в функции возбуждения с максимумом примерно 450 кэВ и значением сечения в нем около 0,5 б (см. рис. 3).

В 1949 г. в ХФТИ были проведены первые исследования реакции  ${}^3\text{T} (d, n) {}^3\text{He}$ . Параллельно она исследовалась В. Н. Кондратьевым [12]. Данная реакция также протекает с большим энергетическим выходом, как это следует из энергетического баланса:  ${}^3\text{T} + {}^2\text{D} = {}^4\text{He} + {}^1n + 17,6$  МэВ. Доля кинетической энергии, приходящаяся на  $\alpha$ -частицу, составляет здесь 3,52 МэВ, чего вполне достаточно для ее регистрации. Метод исследования в этом случае был тот же, что и при изучении реакции с  ${}^3\text{He}$ . Объем газовой мишени заполнялся водородом с концентрацией трития около 12%. Результаты проведенных измерений в виде зависимости полного сечения от энергии в области резонанса с абсолютным значением в нем  $5,9 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>, а также данные Бретшера и Френча [13], Ташека и др. [14] показаны на рис. 3, а. Расхождения в результатах исследований, приведенных на этом рисунке, велики, особенно в положении максимума. Что же

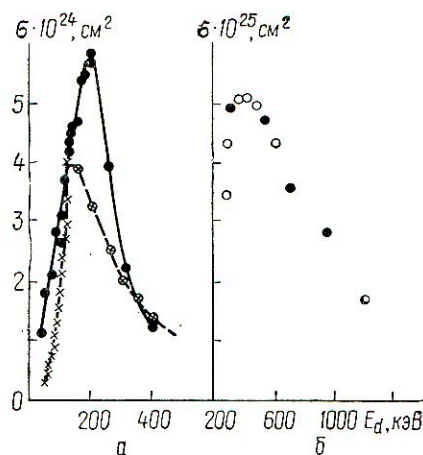


Рис. 3. Функции возбуждения в области резонанса:

${}^3\text{T} (d, n) {}^3\text{He}$  (а) ( $\times$  — [13],  $\otimes$  — [14],  $\bullet$  — ХФТИ, 1950 г.) и  ${}^3\text{He} (d, p) {}^4\text{He}$  (б) ( $\bullet$  — ХФТИ, 1949 г.,  $\circ$  — ХФТИ, 1950 г.).

касается сечения, то, забегая вперед, следует заметить, что его максимальное значение, измеренное более точно позднее, оказалось посредине данных рис. 3. Максимум в функции возбуждения этой реакции обязан образованию промежуточного ядра  ${}^5\text{He}$  в резонансном состоянии с энергией возбуждения около 17 МэВ.

В 1953 г. в ХФТИ А. К. Вальтер и А. П. Ключарев при активном участии студентов — выпускников Харьковского университета — Ю. А. Ананьева и Е. Н. Королева детально изучили реакции  $(d, n)$  на тритии и  $(d, p)$  на  ${}^3\text{He}$ .

К этому времени высокое напряжение на электростатическом ускорителе было стабилизировано с помощью коронирующего триода, а шкала генерирующего вольтметра отградуирована по резонансам реакции  ${}^{19}\text{F} (p, \alpha\gamma) {}^{16}\text{O}$ . Это дало возможность значительно снизить неоднозначность в определении энергии ускоренных дейтронов. Концентрация трития в водородной мишени на этот раз составила 98%. Исходным продуктом для  ${}^3\text{He}$ -мишени была гелиевая смесь с содержанием легкого изотопа 2,4%. Эта смесь подвергалась ректификации в криогенной лаборатории Б. Г. Лазарева, в результате которой получено два продукта с концентрациями  ${}^3\text{He}$  30,7 и 30,0%. Дальнейшее обогащение дости-



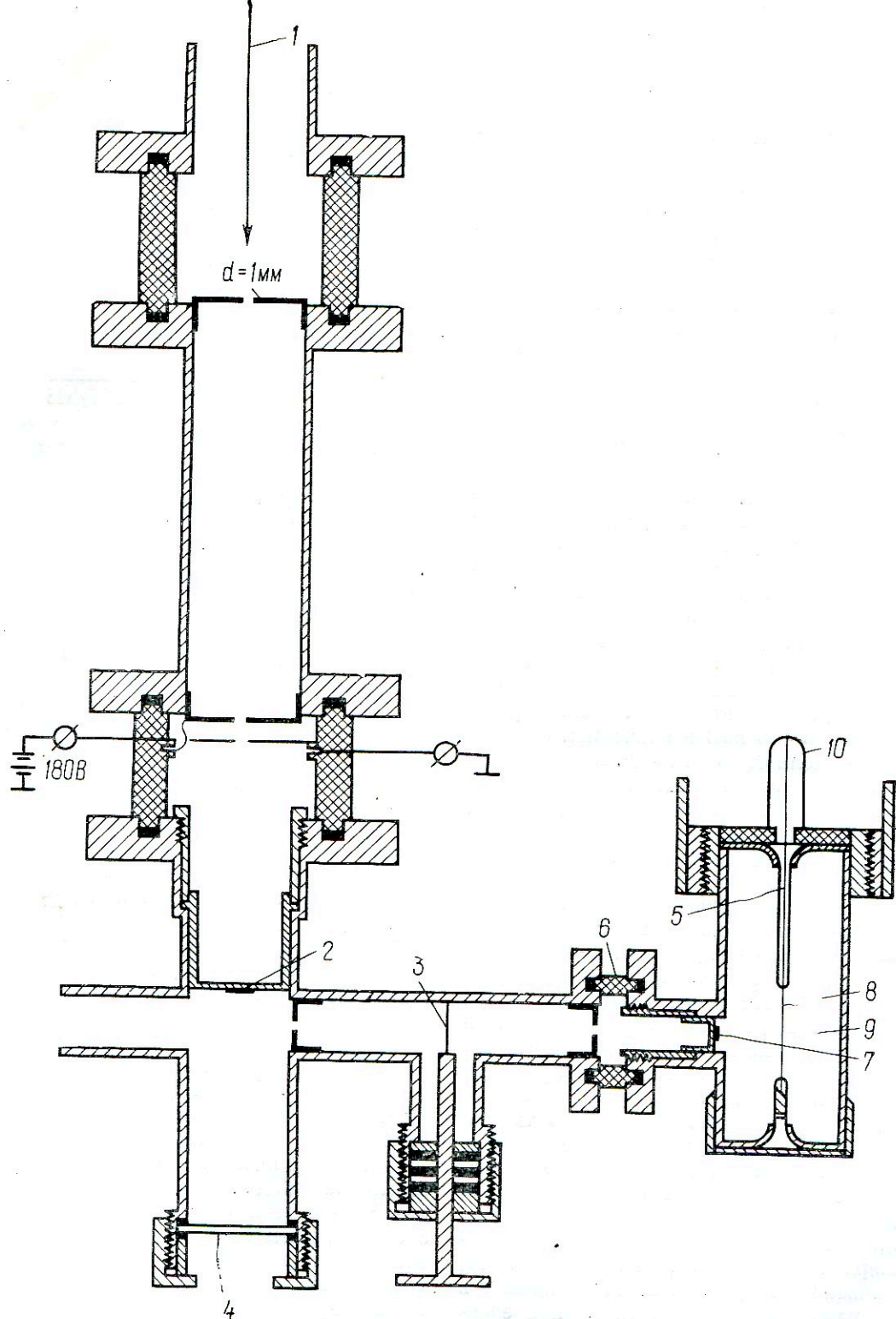


Рис. 4. Схема эксперимента:

1 — пучок дейтронов; 2 — алюминиевая фольга; 3 — заслонка; 4 — кварцевое окно; 5 — кварцевая трубка; 6 — изолятор; 7 — тонкая фольга; 8 — нить счетчика; 9 — корпус; 10 — электрод.



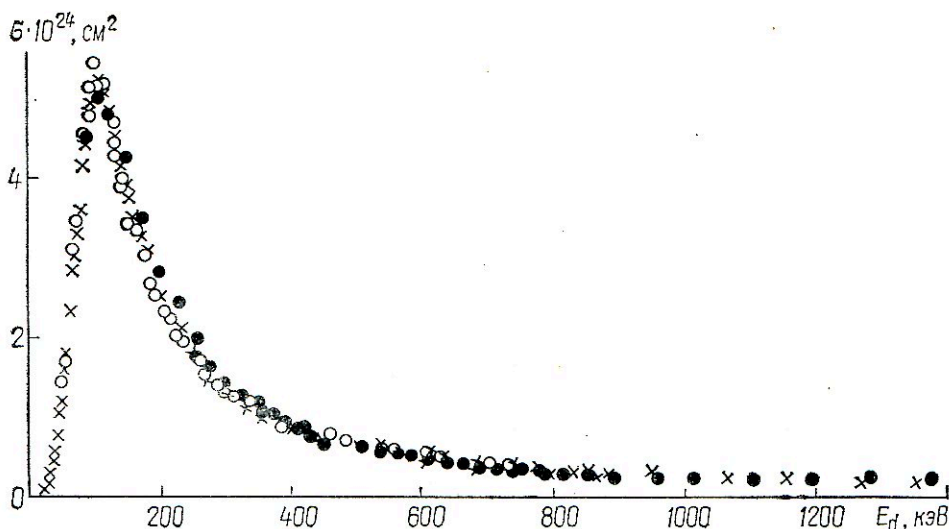


Рис. 5. Функция возбуждения реакции  ${}^3\text{T}(d, n){}^4\text{He}$ :  
 ● — ХФТИ, 1954 г.; ○ — [15]; × — [16].

галось путем отбора пара легкой фракции, находившегося в равновесии с жидкой фазой. Концентрация этой фракции в паре существенно больше, чем в жидкости. В результате была получена гелиевая смесь с содержанием  ${}^3\text{He}$  63,8%. Входное окно, через которое ускоренные ионы проникали в мишень, закрывалось калиброванной алюминиевой фольгой толщиной 5,1 мкм.

В обеих реакциях пропорциональным счетчиком регистрировались  $\alpha$ -частицы под углом  $90^\circ$  к направлению первичного пучка. Схема этого эксперимента показана на рис. 4. Зависимость полного сечения реакции  ${}^3\text{T}(d, n){}^4\text{He}$  от энергии дейтронов, полученная в этом эксперименте, изображена на рис. 5 вместе с результатами работы Е. М. Балабанова, И. Я. Барит, Л. Н. Кацаурова, И. М. Франка и И. В. Штрауха [15] и данными исследования Коннера, Боннера и Смита [16]. Измерения, выполненные в работе [15] на пучке ионов трития с тонкой проточной газовой мишенью дейтерия, отличались особой тщательностью проведения и скрупулезной оценкой погрешностей в определении различных экспериментальных величин, знание которых необходимо при расчете поперечного сечения.

Функция возбуждения реакции  ${}^3\text{He}$

$(d, p){}^4\text{He}$  показана на рис. 6. Полное поперечное сечение реакции  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$  в максимуме при энергии дейтронов 435 кэВ равно  $0,72 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>.

В работе [15] приведены данные о полном поперечном сечении реакции  ${}^3\text{T}(d, n){}^4\text{He}$ , полученном в разных исследованиях (табл. 1).

Совпадение различных данных свидетельствует о высоком экспериментальном мастерстве исследователей.

**Реакции  ${}^3\text{T} + {}^3\text{T}$ ,  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{He} + {}^3\text{T}$ .** Авторы исследования А. К. Вальтер, А. П. Ключарев, Б. Н. Есельсон и П. С. Маркин ставили ограниченную задачу: измерить энергетический спектр заряженных частиц, испускаемых в результате этих реакций; на основании данных спектра установить тип реакции, оценить поперечное сечение.

Для решения этой задачи был разработан экономичный ионный источник ионов  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{T}$ , которые ускорялись на электростатическом ускорителе. Концентрация  ${}^3\text{He}$ , использованная для запитывания ионного источника гелиевой смесью, составляла 3%. Перед постановкой опыта гелий подвергался тщательной очистке от различных примесей методом последовательного вымораживания при температурах жидкого азота, водорода и гелия. Газовая смесь тритий — водород была получена



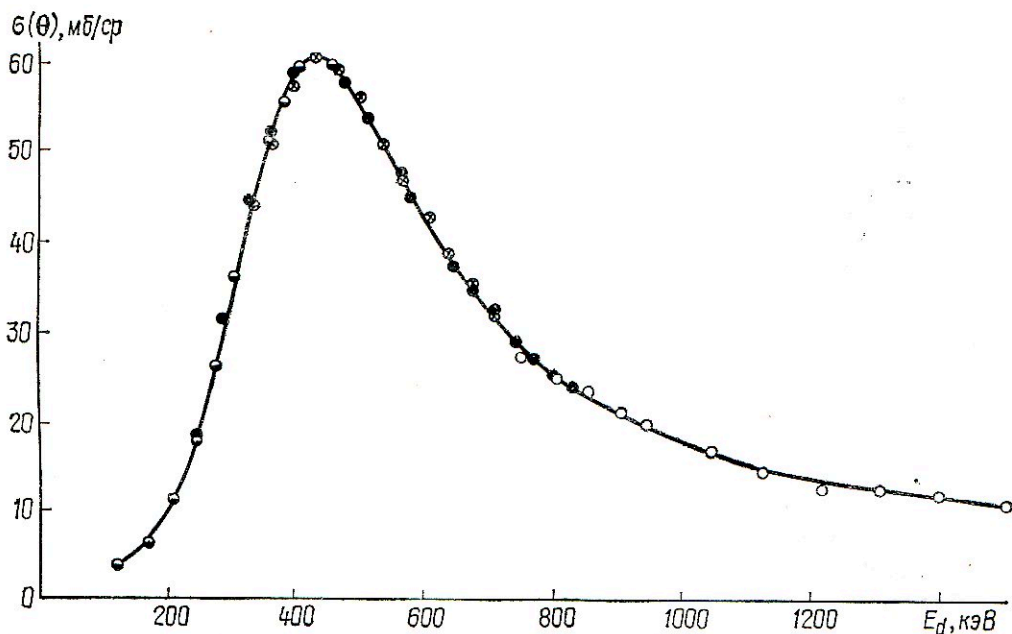


Рис. 6. Функция возбуждения реакции  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ , измеренная на  $\text{D}_2^+$  (●),  $(\text{DH})^+$  (●) и  $\text{D}^+$  (○, ⊗).

как результат очистки гелиевой смеси. По грубой оценке на основании магнитного анализа ионного пучка концентрация трития в водородной смеси была 15—20%. Ток на мишень легкой гелиевой компоненты составлял 0,05 мкА при натекании газа в источник  $1,5 \text{ см}^3/\text{ч}$ . Тритиевая компонента тока с той же массой ( $\text{T}^+$ ) из водородной смеси была 0,065 мкА, а компонента с массой 4—0,218 мкА при натекании  $2 \text{ см}^3/\text{ч}$ . Ионный ток водорода мог быть загрязнен

дейтерием, поэтому ионный источник длительное время «тренировался» на обычном водороде, затем обезгаживался до исчезновения разряда. Все же при работе с гелием в общем ионном токе оказывались ионы с массой 3, количество которых учитывалось при обработке результатов исследований. Объем газовой мишени в этих экспериментах  $1,5 \text{ см}^3$ .

Во всех измерениях регистрировались  $\alpha$ -частицы фотоэмульсиями с энергиями выше 3 МэВ. Порог обусловлен поглощением  $\alpha$ -частиц меньшей энергии алюминиевой фольгой, перекрывавшей выходное окно мишени.

Для всех трех реакций получено сплошное распределение частиц по энергиям от порога регистрации до жесткого края спектра. Величина этого края составила 4,4 МэВ для ТТ-реакции, 4,6 МэВ для  ${}^3\text{HeT}$ - и 4,0 МэВ для  ${}^3\text{He}{}^3\text{He}$ -реакции при близких энергиях облучения.

Сплошной спектр  $\alpha$ -частиц дал возможность высказать предположение о том, что в этих реакциях преобладают трехчастичные каналы распада промежуточной системы:

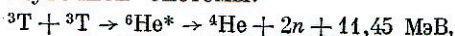
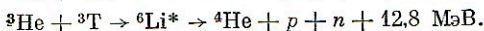
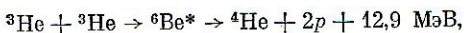


ТАБЛИЦА 1

Авторы	Толщина мишени, кэВ	Сечение, б	
		по данным авторов	исправленное на толщину мишени
Е. М. Еалабапов и др.	1,0	5,22	5,22
ХФТИ	35,0	4,91	5,10
Арго и др. [17]	48,0	4,93	5,25
Коннер и др. [16]	3,6	5,10	5,10
Арнольд и др. [18]	1,3	4,95	4,95
В. А. Давиденко и др. [19]	Тонкая	5,00	5,00

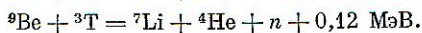
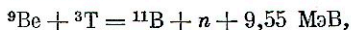




Близкие значения энергии жесткого края спектра  $\alpha$ -частиц соответствуют энергиям реакции для всех трех случаев. Незначительно отличались и сечения, значения которых даны в табл. 2.

Полученные результаты подтверждены другими исследованиями. Так, в работе [20] при изучении реакции  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$  с помощью пропорционального счетчика и электронного умножителя был обнаружен сплошной спектр заряженных частиц. В [21] сообщается, что при бомбардировке тритиевой мишени ионами  ${}^3\text{He}$  с энергией 20 кэВ фотометодом зарегистрировано 500 треков. Реакция  $\text{T} + \text{T}$  исследовалась более подробно в [22], где сплошной спектр заряженных частиц получен с помощью магнитного анализатора. Фотоэмульсионным методом показано, что нейтроны образуют также сплошной спектр, что соответствует реакции  $\text{T} (\text{T}, 2n) {}^4\text{He}$ , а конкурирующая с ней реакция  $\text{T} (\text{T}, n) {}^6\text{He}$  протекает с интенсивностью порядка 10%.

**Реакции  $\text{Be} (\text{T}, n)$**  (А. К. Вальтер, В. С. Дементий, 1952—1953 гг.). При взаимодействии трития с ядрами бериллия возможны такие экзотермические реакции:



Дифференциальное поперечное сечение реакции  $\text{Be} (\text{T}, n)$  исследовалось под углом  $0^\circ$  к направлению движения ионного пучка при энергии 0,75—1,425 МэВ. Измерения проводились на молекулярном пучке с массой 4—(ТН)<sup>+</sup>. Нейтроны регистрировались борным счетчиком.

ТАБЛИЦА 2

Энергия, кэВ	$\sigma (\pi/2) \cdot 10^{27}, \text{ см}^2/\text{ср}$		
	${}^3\text{He}^3\text{He}$	${}^3\text{HeT}$	$\text{TT}$
250	$1,2 \pm 0,19$	—	—
400	$3,6 \pm 0,59$	—	—
520	—	$4,06 \pm 0,66$	—
590	—	—	$1,9 \pm 0,32$
680	—	—	$2,1 \pm 0,35$

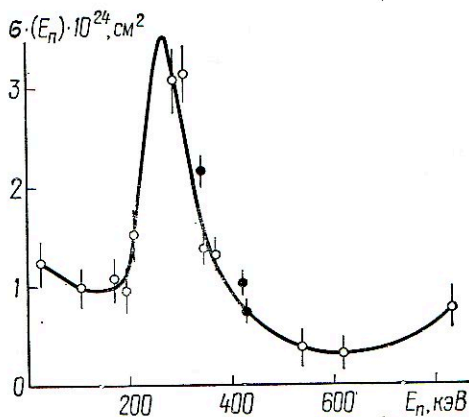


Рис. 7. Зависимость полного сечения реакции  ${}^6\text{Li} (n, \alpha) {}^3\text{T}$  от энергии, измеренного фотометодом (○) и ионизационной камерой (●).

В функции возбуждения обнаружены два максимума, соответствующие резонансным состояниям промежуточного ядра  ${}^{12}\text{C}$  с энергиями возбуждения 13,68 и 13,93 МэВ. Поперечное сечение в максимумах кривой возбуждения равно соответственно 25 и 50,2 мб/ср.

**${}^6\text{Li} (n, \alpha) {}^3\text{T}$ .** Эту реакцию в 1951—1952 гг. исследовали А. К. Вальтер, П. И. Вацет, А. П. Ключарев, С. Г. Тонапетян, П. М. Тутакян. Монохроматические нейтроны для облучения лития получены на электростатическом ускорителе при бомбардировке трития протонами с энергиями выше порога реакции  ${}^3\text{T} (p, n) {}^3\text{He}$ . В качестве мишеней использовались газовая и тонкая твердая, полученная абсорбцией трития тонким слоем тантала, нанесенного испарением на вольфрамовую подложку. Поток нейтронов измерялся борным счетчиком, прокалиброванным с помощью (Ra— $\alpha$ —Be)  $n$ -источника, известной интенсивности, помещенного на место тритиевой мишени. Альфа-частицы из реакции регистрировались двумя методами. Функция возбуждения измерялась в ионизационной камере, на один из электродов которой наносился тонкий слой  $\text{Li}_2\text{O}$ , обогащенный  ${}^6\text{Li}$ . Для измерения абсолютного сечения реакции хлористый литий вводился в толстослойные эмульсии, в которых регистрировались  $\alpha$ —T-треки. Измеренная функция возбуждения реакции  ${}^6\text{Li} (n, \alpha) {}^3\text{T}$  (рис. 7) имеет



резонансный вид с максимумом при энергии нейтронов около 270 кэВ и значением поперечного сечения в нем 3,3 б.

Изучением реакций  $T(d, n)$  и  ${}^3\text{He}(d, p)$  закончились в 1954 г. исследования ядерных реакций с участием легчайших ядер в ХФТИ. В 1953 г. в ХФТИ введен в строй прецизионный электростатический ускоритель под давлением на энергию 4,5 МэВ с рекордной (по тем временам) стабильностью по энергии 0,02%. Основным направлением исследований на этом ускорителе стало изучение возбужденных состояний атомных ядер методами резонансного возбуждения. Исследование же малонуклонных систем через некоторое время было продолжено при изучении фотодезинтеграции легчайших ядер на электронных ускорителях ХФТИ.

1. *Cockroft J. D., Walton E. T.*— Proc. Roy. Soc. A, 1932, 136, p. 619—630.
2. *Sinelnikov C., Leipunsky A., Walter Ant., Latishev G.*— Phys. Z. Sow., 1932, 2, p. 285.
3. *Oliphant M. L. E., Hartek P., Rutherford E.*— Proc. Roy. Soc., 1934, 144, p. 632—644.
4. *Курчатов И. В., Синельников К. Д., Шепкин Г., Виле А. К.*— ЖЭТФ, 1934, 4, вып. 6, с. 545—547.
5. *Курчатов И. В., Шепкин Г., Виле А. К.*— Phys. Z. Sow., 1934, 5, p. 922—926.
6. *Петухов В. А., Синельников К. Д., Вальтер А. К.*— Phys. Z. Sow., 1935, 8, p. 212—214.
7. *Давиденко В. А., Кучер А. М., Погребов И. С., Тутуров Ю. Ф.*— В кн.: Ядерные реакции на легких ядрах. М.: Атомиздат, 1957, с. 7—14.
8. *Волков В. В., Воронников И. Е., Колтыль Е. А. и др.*— Там же, с. 15—25.
9. *Ганеев А. С., Говоров А. М., Осетинский Г. М. и др.*— Там же, с. 26—47.
10. *Hotton J., Preston G.*— Nature, 1949, 164, N 4160, p. 143—144.
11. *Wyly L. D., Sailor W. L., Ott D. G.*— Phys. Rev., 1949, 76, p. 1532—1533.
12. *Кондратьев В. Н., Бубен Н. Я.*— Отчет АН СССР, 1950.
13. *Brethschner E., French A. P.*— Phys. Rev., 1949, 75, p. 1154—1160.
14. *Taschek R., Evergart G., Gittings H. A. et al.*— Докл. комис. по атом. энергии, США, 1948, № 2250.
15. *Балабанов Е. М., Барум И. Я., Кацуров Л. Н. и др.*— В кн.: Ядерные реакции на легких ядрах. М.: Атомиздат, 1957, с. 57—70.
16. *Conner J. P., Bonner T. W., Smith J. R.*— Phys. Rev., 1952, 88, p. 468—476.
17. *Argo H. N., Taschek R. F., Agnew H. M. et al.*— Phys. Rev., 1952, 87, p. 612—618.
18. *Arnold W. R., Phillips J. A., Sawyer G. A. et al.*— Phys. Rev., 1954, 93, p. 483—497.
19. *Давиденко В. А., Погребов И. С., Сауков А. И.*— АЭ, 1957, 2, с. 86—88.
20. *Good W. M., Kunz W. E., Moak C. D.*— Phys. Rev., 1951, 83, p. 845—846.
21. *Almquist E., Allen K. W., Dewan J. T., Pepper T. P.*— Bull. Amer. Phys. Soc., 1951, 26, p. 11.
22. *Leland W. T., Agnew H. M.*— Phys. Rev., 1951, 82, p. 559—560.  
*Agnew H. M., Leland W. T., Argo H. V. et al.*— Phys. Rev., 1951, 84, p. 862—863.
23. *Huntoon R. D., Ellett A., Bayley D. S., Van Allen J. A.*— Phys. Rev., 1940, 58, p. 97—102.
24. *Blair J. M., Freier G., Lampi E., Sleator W. S.*— Phys. Rev., 1948, 74, p. 1599—1603.
25. *Manley J. H., Coon J. H., Graves E. R.*— Phys. Rev., 1946, 70, p. 101.
26. *Van Allen J. A., Ellett A., Bayley D. S.*— Phys. Rev., 1939, 56, p. 382.
27. *Graves A. C., Graves E. R., Coon J. H., Manley J. H.*— Phys. Rev., 1946, 70, p. 101.
28. *Wenzel W. A., Whelting W.*— Bull. Amer. Phys. Soc., 1951, 26, p. 13.



Харьковский  
физико-технический институт АН УССР

## ФОТОДЕЗИНТЕГРАЦИЯ ЛЕГЧАЙШИХ ЯДЕР

Одним из эффективных методов изучения структуры ядер и механизмов ядерных реакций является исследование электромагнитных взаимодействий ядер, теория которых хорошо известна. С его помощью многие ядерные процессы можно рассматривать в рамках теории возмущений. Особый интерес представляет изучение взаимодействия  $\gamma$ -квантов с малонуклонными системами, так как при этом существенно упрощается теоретический анализ полученных экспериментальных результатов, что дает возможность получить наиболее полные данные об исследуемых процессах. Внимание к легчайшим ядрам возросло после того, как Л. Д. Фаддеев предложил метод точного решения задач трех- и четырехчастичных систем [1]. Интерес к малонуклонным системам обусловлен и тем, что они являются главными составляющими термоядерного синтеза — основы энергетики будущего.

Первые исследования фотоядерных реакций на изотопах гелия ( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ) выполнила в 50-е годы группа А. Н. Горбунова на пучке тормозного излучения синхротрона физического института (ФИ) АН СССР с помощью камеры Вильсона [2]. Систематические исследования всех каналов фоторасщепления ядра  $^4\text{He}$  начались в 1968 г. в Харьковском физико-техническом институте (ХФТИ) АН УССР на линейном ускорителе электронов с энергией 300 МэВ. В этих исследованиях применяли диффузионную камеру в магнит-

ном поле, работающую в импульсном режиме линейного ускорителя. Применяя такую методику, можно получить сведения о всех каналах возникающих фотопроцессов за время  $\gamma$ -импульса с регистрацией всех заряженных частиц в конечном состоянии в одинаковых экспериментальных условиях. Одним из основных достоинств указанного метода является возможность восстановить энергию  $\gamma$ -кванта в каждом акте взаимодействия по кинематике зарегистрированных заряженных частиц.

Ядро  $^4\text{He}$  является наиболее интересным представителем малонуклонных систем. «Склеенное» из небольшого числа нуклонов, оно имеет многие свойства более сложных ядер. Спин и изоспин  $^4\text{He}$  равны нулю, что значительно облегчает теоретический анализ экспериментально полученных результатов.

Рассмотрим результаты экспериментального исследования фотодезинтеграции ядра  $^4\text{He}$ , полученные в ХФТИ, которые вместе с данными, полученными в ФИ, явились основой новых теоретических обобщений. Кроме авторов данной статьи непосредственное участие в исследованиях фоторасщепления  $^4\text{He}$  принимали А. П. Ключарев, В. Н. Гурьев, В. А. Золенко, Ю. М. Аркатов, А. Ф. Ходячих, И. М. Прохорец, В. Л. Марченко.

**Полные сечения, угловые распределения и мультипольный анализ.** Фоторасщепление  $^4\text{He}$  изучалось при энергии  $\gamma$ -квантов от порога реакций до



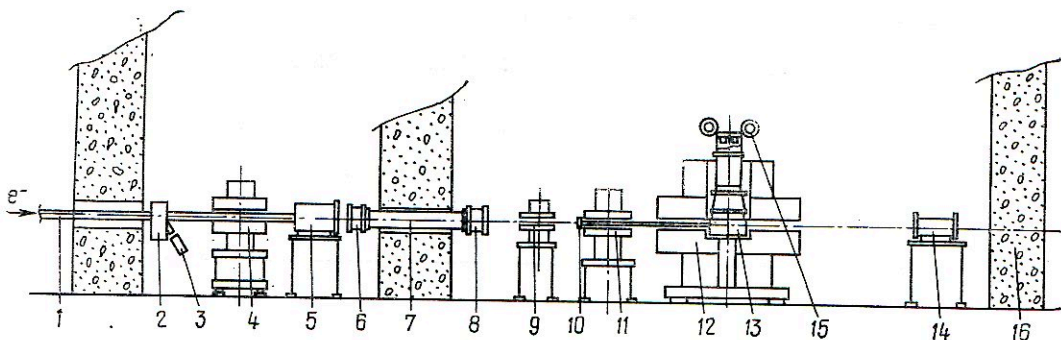


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — электропровод; 2 — камера фотонной мишени; 3 — телевизионная камера; 4 — очищающий магнит; 5 — цилиндр Фарадея; 6 — коллиматор № 1; 7 — поглотитель; 8 — коллиматор № 2; 9 — очищающий магнит; 10 — входная фольга камеры; 11 — очищающий магнит; 12 — магнит диффузионной камеры; 13 — диффузионная камера ДК-280; 14 — квантометр; 15 — фотоаппарат; 16 — бетонная защита.

150 МэВ. В этом интервале энергий возможны пять каналов реакций  ${}^4\text{He} + \gamma$ :

Продукты реакций	Порог реакции, МэВ
${}^3\text{H} + p$	19,81
${}^3\text{He} + n$	20,18
${}^2\text{H} + {}^2\text{H}$	23,75
${}^2\text{H} + p + n$	25,07
$p + p + n + n$	28,30

Можно предположить шестой канал  $2p^2 + 2n^2$  — сумму бипротона и бинейтрона. Однако эти частицы с заметной вероятностью до сих пор не обнаружены. Схема исследования дана на рис. 1. Пучок  $\gamma$ -квантов, возникающих в результате торможения быстрых электронов на мишени из платины, жестко коллимированный и многократно очищенный от загрязнений магнитными полями, попал через тонкую фольгу в диффузионную камеру, заполненную  ${}^4\text{He}$ . Акты дезинтеграции в виде следов заряженных частиц фиксировались на фотоэмульсию четырехобъективным стереофотоаппаратом. Диффузионная камера и магнит МС-4В показаны на рис. 2, события фоторасщепления ядра  ${}^4\text{He}$  — на рис. 3. Как отмечалось, применяемая методика дала возможность количественно определить все кинематические параметры заряженных продуктов реакции и восстановить энергию  $\gamma$ -кванта, вызвавшего каждый акт взаимодействия.

${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ . Угловые распределения двухчастичных фотопроецессов с выходом нейтронов и протонов в системе центра масс (с. ц. м.)

аналитически описывались выражением для дифференциального сечения

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \sin^2 \theta + B \sin^2 \theta \cos \theta + C \sin^2 \theta \cos^2 \theta + D. \quad (1)$$

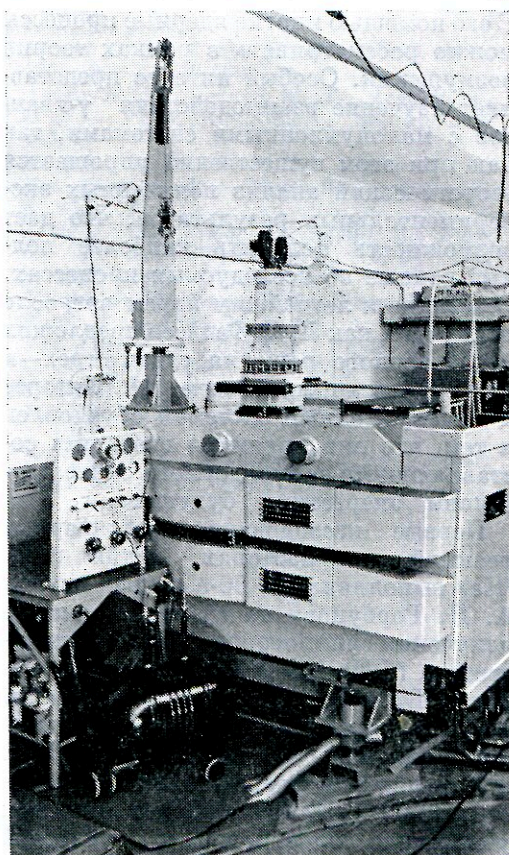


Рис. 2. Диффузионная камера и магнит МС-4В



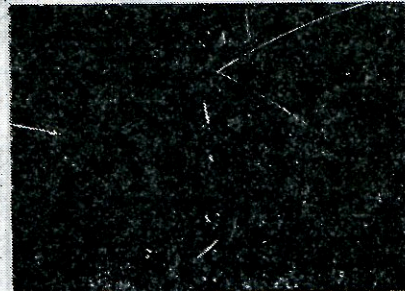
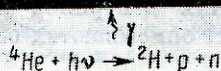
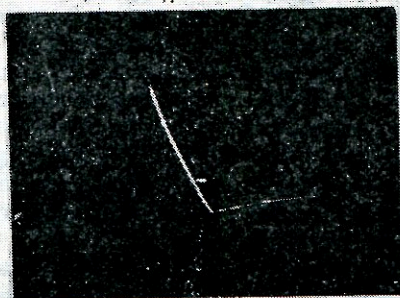
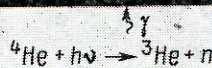
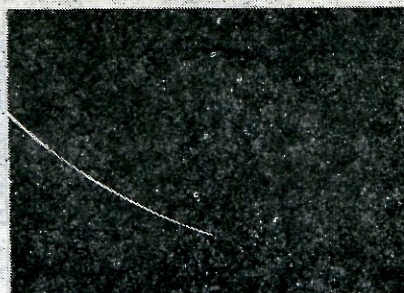
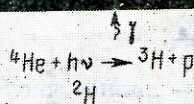
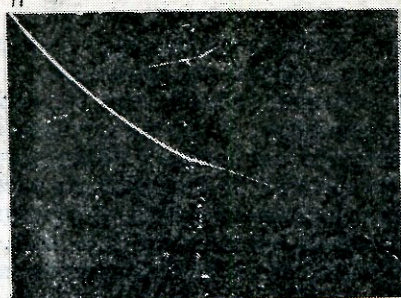
${}^3\text{H}$ 

Рис. 3. События фоторасщепления ядра  ${}^4\text{He}$  в реакциях  ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}(\gamma, pn){}^2\text{H}$  и  ${}^4\text{He}(\gamma, 2p)2n$ .

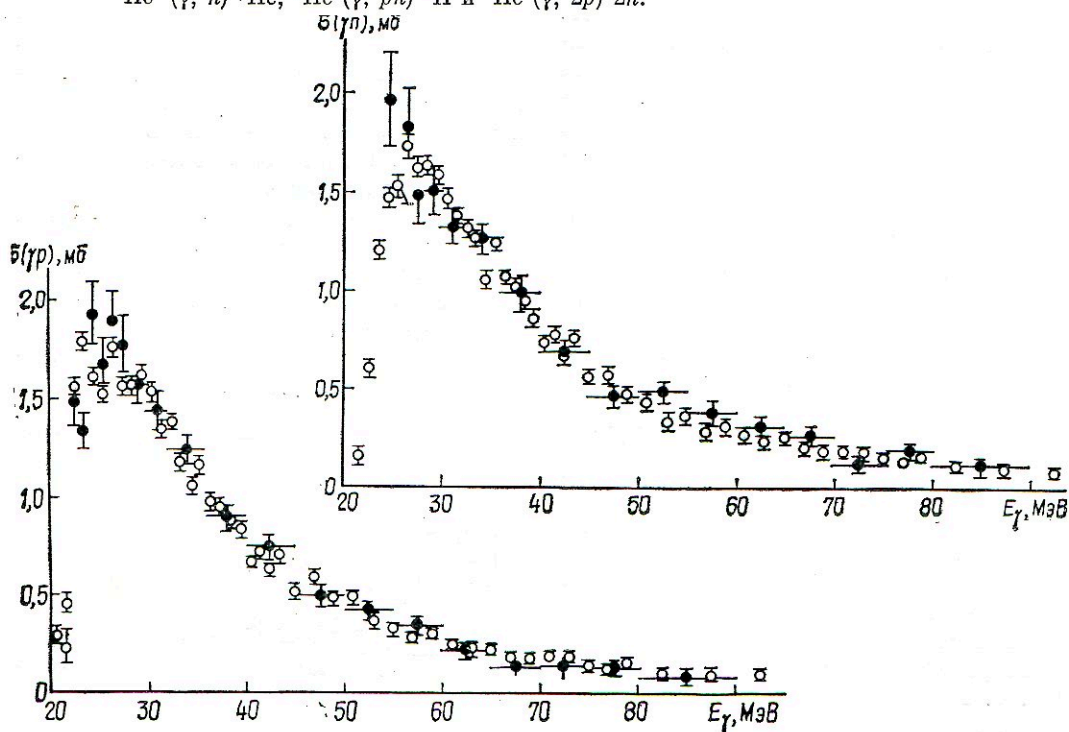


Рис. 4. Зависимость полного сечения  $\sigma$  от энергии  $\gamma$ -квантов для реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ :  $\circ$  — данные авторов;  $\bullet$  — данные А. Н. Горбунова [2].



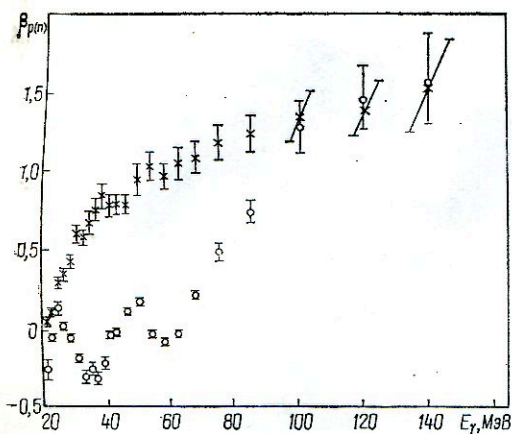


Рис. 5. Зависимость коэффициентов угловой асимметрии  $\beta_{p(n)}$  от энергии  $\gamma$ -квантов:

$\circ$  —  $\beta_n$ , \* —  $\beta_p$ .

Коэффициенты  $A$ ,  $B$ ,  $C$  характеризуют вклады соответственно электрических дипольных и квадрупольных переходов, а также и их интерференцию, а  $D$  — вклад от изотропных переходов. Интегрируя это выражение по углу, получаем полное сечение фоторасщепления по изучаемому каналу. Однако для этого необходимо знание коэффициентов  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ . При использовании диффузионной камеры процедура определения полных сечений сводится к непосредственному суммированию по всем углам событий, образованных  $\gamma$ -квантами одинаковых энергий. Вводя понятие парциальных электрических дипольных и квадрупольных сечений соответственно  $\sigma_d$  и  $\sigma_q$  и учитывая, что полное сечение реакций  $\sigma \approx \sigma_d + \sigma_q$ , можно связать парциальные сечения с соответствующими коэффициентами, характеризующими угловые распределения:

$$\sigma_d = \frac{8\pi}{3} A, \quad \sigma_q = \frac{8\pi}{15} C, \quad \cos \eta = \frac{\beta}{2} \sqrt{\frac{A}{C}}. \quad (2)$$

Здесь  $\eta$  — сдвиг фаз амплитуд  $|E_{10}|$  и  $|E_{20}|$ , где  $E_{ls}$  — электрическая мультипольная амплитуда ( $l$  и  $s$  — соответственно относительный орбитальный момент и полный спин конечного состояния) [3—5]. Зависимость полных сечений реакций  ${}^4\text{He}(\gamma, p) {}^3\text{H}$  и  ${}^4\text{He}(\gamma, n) {}^3\text{He}$  от энергии  $\gamma$ -квантов представлена на рис. 4. Парциальные сечения  $\sigma_d$  и  $\sigma_q$  имеют аналогичную по форме энергетическую зависимость с той лишь разни-

цей, что максимум  $\sigma_q$  сдвинут в сторону больших энергий по сравнению с  $\sigma_d$ . Иная картина наблюдается в угловых распределениях. В обоих случаях они не являются сферически симметричными. Отклонение от изотропного распределения характеризуется коэффициентом угловой асимметрии  $\beta = B/A$ . Он может быть также вычислен по формуле

$$\beta = \frac{c}{\pi A} \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}, \quad (3)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  — полное число событий, измеренных в объеме камеры справа и слева от плоскости, проведенной перпендикулярно направлению пучка фотонов [6]. Этот коэффициент имеет качественно различную энергетическую зависимость для реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$  (рис. 5). Качественное различие получено и в зависимости от энергии сдвига фаз амплитуд  $\eta$ .

${}^4\text{He}(\gamma, d) {}^2\text{H}$ . Полученные угловые распределения дейтронов из реакции  ${}^4\text{He}(\gamma, d) {}^2\text{H}$  описываются выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \sin^2 \theta + C \sin^2 \theta \cos^2 \theta + D, \quad (4)$$

где коэффициенты  $A$ ,  $C$ ,  $D$  зависят от вероятности квадрупольного взаимодействия  $\gamma$ -квантов с  ${}^4\text{He}$  [7, 8]. Зависимость полного сечения реакции  ${}^4\text{He}(\gamma, d) {}^2\text{H}$  от энергии  $\gamma$ -квантов показана на рис. 6. Наши результаты по исследованию полного сечения этого процесса методом фоторасщепления для энергий 25—150 МэВ даны в [5].

Имеются некоторые данные, полученные из обратной реакции  $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$  [8].

При использовании связи мультипольных амплитуд электромагнитных

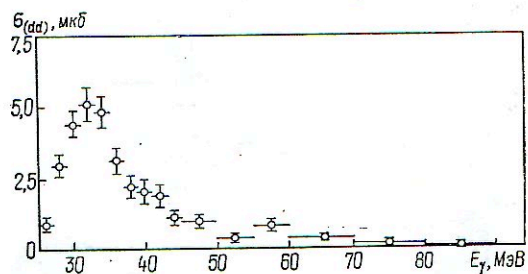


Рис. 6. Зависимость полного сечения  $\sigma$  от энергии  $\gamma$ -квантов для реакции  ${}^4\text{He}(\gamma, d) {}^2\text{H}$ .



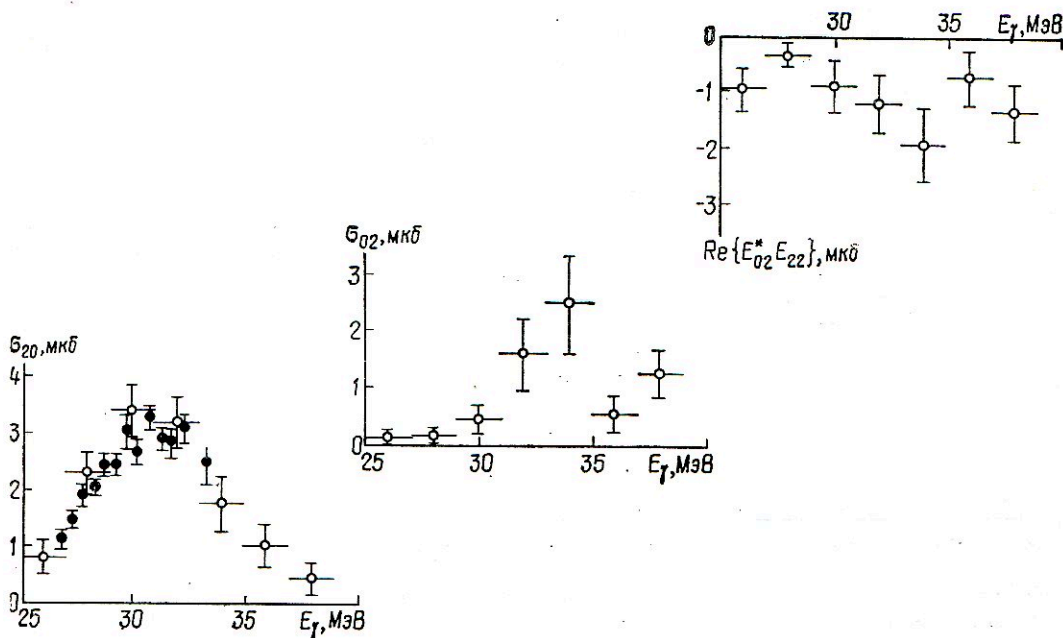


Рис. 7. Зависимость парциальных сечений  $\sigma_{20}$ ,  $\sigma_{02}$  и интерференционного члена  $\text{Re} \{E_{02}^* E_{22}\}$  от энергии  $\gamma$ -квантов для реакции  ${}^4\text{He} (\gamma, d) {}^2\text{H}$ :  
 ○ — данные авторов; ● — данные Меерхофа [8].

переходов с коэффициентами угловых распределений были найдены зависимости парциальных сечений  $\sigma_{20}$ ,  $\sigma_{02}$  для переходов  $E_{20}$  и  $E_{02}$  и сечения, обусловленного их интерференцией от энергии  $\gamma$ -квантов (рис. 7). Из этого рисунка следует, что в полное сечение реакции вносят заметный вклад кроме парциального сечения  $\sigma_{20}$  (этот переход описывается угловым распределением  $\sin^2\theta\cos^2\theta$ ) еще и сечения, обусловленные амплитудой  $E_{02}$  и интерференцией амплитуд  $E_{02}$  и  $E_{22}$ .

${}^4\text{He} (\gamma, pn) {}^2\text{H}$ . Изучение трехчастичного фоторасщепления  ${}^4\text{He}$  в реакции  ${}^4\text{He} (\gamma, pn) {}^2\text{H}$  представляет значительный интерес, потому что в этом процессе в силу специфики механизма поглощения  $\gamma$ -квантов гелием более заметно проявляются чарные корреляции нуклонов и может быть проверен «квазидейтронный» механизм поглощения  $\gamma$ -квантов при малых энергиях. Полное сечение этой реакции как функция энергии  $\gamma$ -квантов показано на рис. 8. Здесь наблюдается два максимума при энергии  $\gamma$ -квантов 47,5 и 70 МэВ. Угловые распределения, полученные для

трехчастичного фоторасщепления ядра  ${}^4\text{He}$ , анализировались с помощью выражения

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{n=0}^4 a_n(E_\gamma) P_n(\cos\theta), \quad (5)$$

где  $a_n$  — коэффициенты разложения, которые определяются из анализа экспериментальных результатов:  $P_n(\cos\theta)$  — полиномы Лежандра. Теоретический анализ угловых распределений трехчастичного фоторасщепле-

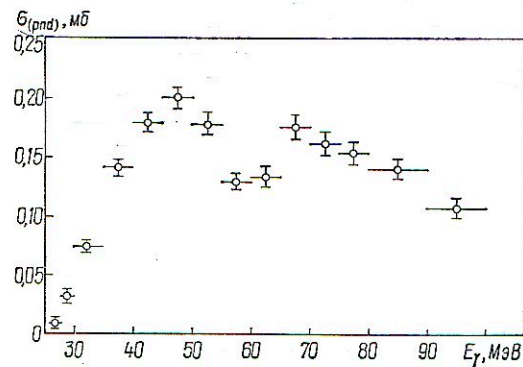


Рис. 8. Зависимость полного сечения  $\sigma$  от энергии  $\gamma$ -квантов для реакции  ${}^4\text{He} (\gamma, pn) {}^2\text{H}$ .



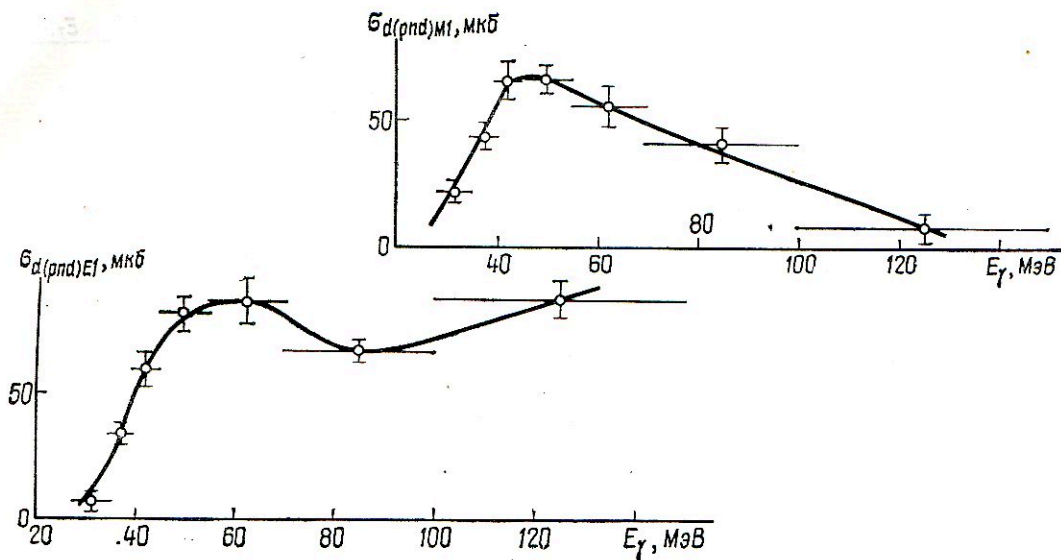


Рис. 9. Зависимость дипольных сечений  $\sigma_d$  от энергии  $\gamma$ -квантов для реакции  ${}^4\text{He}(\gamma, pn){}^2\text{H}$  для переходов E1 и M1.

ния четырехнуклонной системы — задача сложная. В этом случае трехчастичный процесс условно сводят к двухчастичному и с помощью законов сохранения полного момента и четности состояний для этой реакции оценивают вклады различных электромагнитных переходов [10, 11]. На основании полу-

ченных значений коэффициентов  $a_n$  из выражения (5) с учетом их связи с мультипольными амплитудами удается отделить парциальные сечения для дипольных электрических переходов от магнитных и представить в виде [11—13]

$$\sigma_{E1}(\gamma, pn) = 2\pi(a_0 + 2a_2), \quad (6)$$

$$\sigma_{M1}(\gamma, pn) = 2\pi(a_0 - 2a_2),$$

а косинус сдвига фаз — через эти сечения:

$$\cos k(\gamma, pn) = -\frac{7,25}{\sqrt{\sigma_{E1}\sigma_{M1}}}. \quad (7)$$

Зависимость переходов M1 и E2 от энергии  $\gamma$ -квантов изображена на рис. 9. Видно, что магнитное дипольное сечение имеет максимум, что нельзя утверждать для сечения электрических дипольных переходов. Полученные значения косинуса сдвига фаз с ростом энергии  $\gamma$ -квантов изменяются в пределах 0,15—1,0 [5]. Сечение, обусловленное квадрупольным взаимодействием, составляет не более 3% полного в максимуме функции возбуждения.

${}^4\text{He}(\gamma, 2p) 2n$ . В этом процессе возбужденный  ${}^4\text{He}$  распадается на два протона и два нейтрона. Поскольку нейтроны трековыми детекторами не регистрируются, использование законов сохранения для однозначного определения

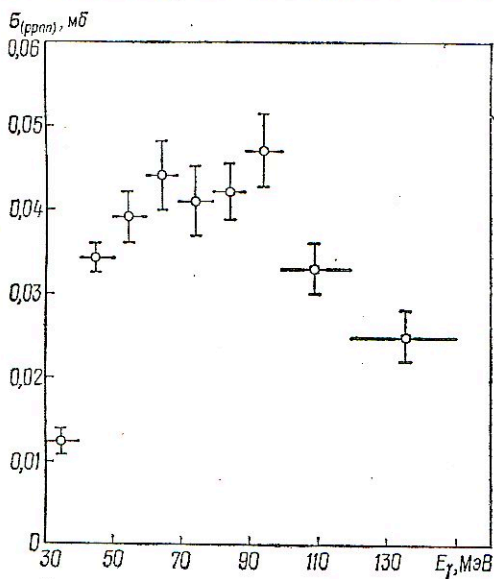


Рис. 10. Зависимость полного сечения  $\sigma$  от энергии  $\gamma$ -квантов для реакции  ${}^4\text{He}(\gamma, 2p) 2n$ .



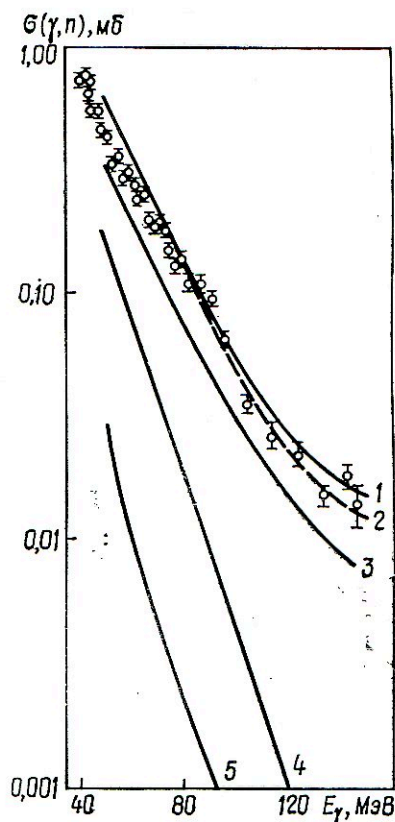
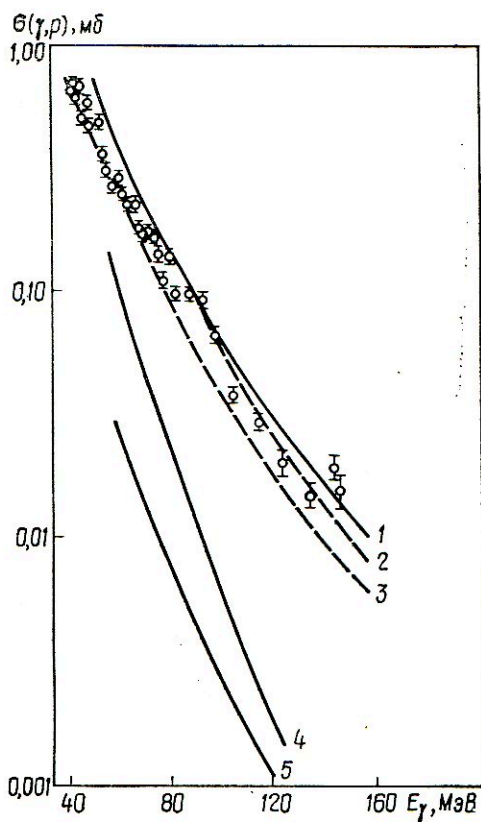


Рис. 11. Зависимость полных сечений  $\sigma$  от энергии ( $\gamma$ -квантов для реакций  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ ;  $\circ$  — данные авторов, кривые 1—5 взяты из работы Хебаха и др. [21]: 1 — учтены три механизма с учетом движения центра масс; 2 — учтены три механизма; 3 — модель оболочек и обменные мезонные токи; 4 — модель оболочек и корреляционные эффекты; 5 — модель оболочек.

энергии  $\gamma$ -кванта в акте взаимодействия невозможно. Поэтому энергию  $\gamma$ -кванта оценивали в предположении равенства энергии протонов и нейтронов. Тогда [2, 5, 10]

$$E_\gamma \approx 2(E_{p_1} + E_{p_2}) + Q, \quad (8)$$

где  $E_{p_1}$  и  $E_{p_2}$  — энергии протонов,  $Q$  — порог реакции. Зависимость полного эффективного сечения реакции

${}^4\text{He}(\gamma, 2p) 2n$  от энергии  $\gamma$ -квантов показана на рис. 10.

Механизмы фотодезинтеграции ядра  ${}^4\text{He}$ . Полученные экспериментальные данные сравнивались с теоретическими разработками, затрагивающими многие вопросы ядерной физики в целом и электромагнитные взаимодействия в частности. Модель оболочек плохо описывает экспериментальные данные для

ТАБЛИЦА 1

Процесс	$\sigma_1$ , мб·МэВ <sup>2</sup>	$\sigma_0$ , мб·МэВ	$\sigma_{-1} \cdot 10^3$ , мб	$\sigma_{-2} \cdot 10^4$ , мб × × МэВ <sup>-1</sup>	$\sigma_{-3} \cdot 10^5$ , мб·МэВ <sup>-2</sup>
Полное поглощение	5020,50 ± 69,98	99,77 ± 0,85	2504,40 ± 17,77	736,13 ± 5,53	240,38 ± 2,01
Поглощение E1	—	86,91 ± 0,99	2159,66 ± 22,32	643,73 ± 7,01	210,24 ± 2,55
Поглощение E2	—	8,57 ± 0,81	187,95 ± 7,12	46,41 ± 4,97	23,44 ± 1,66



двухчастичных процессов расщепления  ${}^4\text{He}$  в области гигантского резонанса, полученные в ХФТИ и ФИ. Удовлетворительное согласие теоретических расчетов и экспериментальных данных наблюдается при использовании оболочечной модели в континуумном приближении и резонансной теории [5, 14—17]. Теоретический анализ на основе формализма резонирующих групп и учета взаимодействия в конечном состоянии не описывает экспериментально полученную зависимость полного сечения от энергии  $\gamma$ -квантов для реакции  ${}^4\text{He}(\gamma, d){}^2\text{He}$ . Тот же результат получают и при расчетах сечения этого процесса с помощью дисперсионных соотношений [7, 18, 19]. Расчет в  $R$ -матричном подходе дает удовлетворительное согласие экспериментально определенных в ХФТИ сечений для этой реакции [20]. В ряде теоретических работ анализируются механизмы фоторасщепления  ${}^4\text{He}$  для двухчастичных реакций в области энергий 40—150 МэВ в предположении вклада в эти механизмы поглощения обменных мезонных токов [21, 22]. Результаты этих расчетов хорошо согласуются с экспериментом (рис. 11). В этом анализе использовалась модель оболочек в качестве стартовой, а затем последовательно включались взаимодействия в начальном и конечном состояниях, движение центра масс и обменные мезонные токи [21—23]. Вклад мезонных токов в механизм поглощения  $\gamma$ -квантов в реакции  ${}^4\text{He}(\gamma, 2p)2n$  изучила группа грузинских теоретиков — Р. И. Джибути, Р. Я. Казерашвили и Н. Б. Крупенникова [5, 22]. Они предположили, что мезонные токи обусловлены обменными силами типа Майорана и Гайзенберга в нуклон-нуклонном потенциале. Это теоретическое исследование удовлетворительно описывает полученные в ХФТИ экспериментальные результаты.

Следует отметить также работу грузинских теоретиков, в которой использовался гиперсферический базис для четырех тел, что позволило построить удовлетворительную теорию. В рамках этого подхода стало возможным корректно учесть взаимодействие между нуклонами в начале и в конце реакции.

Кроме того, это рассмотрение привело к заключению, что четырехчастичный развал ядра  ${}^4\text{He}$  обусловлен не одночастичным, а парным поглощением квантов [5, 24].

Рассмотрим трехчастичное фоторасщепление  ${}^4\text{He}$  с помощью метода полюсных и треугольных диаграмм. Расчеты, выполненные этим методом в нерелятивистском приближении, хорошо согласуются с экспериментально полученными распределениями по углу разлета между частицами и угловым распределением  $(pn)$ -пар в с. ц. м., что подтверждает полюсный (квазидейтронный) механизм поглощения  $\gamma$ -квантов в этой реакции [25, 26]. Дополнительные сведения о роли полюсного механизма дает критерий Треймана — Янга, примененный к фотоядерным реакциям [27, 28]. Распределение по углу Треймана — Янга также подтверждает доминирующую роль полюсного механизма в этой реакции.

Анализ распределений по относительным энергиям  $(pn)$ -,  $(pd)$ -,  $(nd)$ - пар и по углу разлета их в с. ц. м. показывает, что  $(pn)$ -пары сильно коррелированы [29, 30]. Это также следует из работы Р. И. Джибути [26], в которой проведен учет парных корреляций нуклонов в предположении, что  $\gamma$ -квант поглощается одним из нуклонов, а вылет второго обусловлен сильной корреляцией между ними. В таком подходе в распределении по импульсу дейтронов в с. ц. м. должны наблюдаться два максимума, причем их относительный вклад с изменением энергии  $\gamma$ -квантов должен изменяться.

Таким образом, на основании анализов теоретических и экспериментальных результатов по трехчастичному фоторасщеплению ядра  ${}^4\text{He}$  можно заключить, как это сделал А. Н. Горбунов в более ранних работах [2], что кванты поглощаются сильно скоррелированной  $(pn)$ -парой.

**Изоспиновое смешивание состояний.** Понятие изоспина является важным для проверки фундаментального положения в ядерной физике — зарядовой независимости ядерных сил. Оператор электромагнитного перехода можно разделить по изоспину на изовекторную и изоскалярную составляющие, соот-



ношение вкладов которых в вероятности переходов при изучении фотоядерных реакций дает возможность изучить важный вопрос, связанный с длинноволновым приближением. Однако для этого необходимо знать не только соотношения интенсивностей переходов, связанных с изовекторной и изоскалярной составляющими, но и вклад от их смешивания.

Изоспиновое смешивание состояний определялось из отношения полных, электрических дипольных и квадрупольных сечений реакций  ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ , а также отношения коэффициентов угловой асимметрии этих процессов [5, 31]. Оно оказалось небольшим. Детальный теоретический анализ изоспинового смешивания состояний провел В. Н. Гурьев [32].

**Фотоядерные правила сумм.** Для теоретического описания фотоядерных реакций необходимо знать вид потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия и волновые функции начального и конечного состояний системы, что всегда связано с применением модельных подходов. Однако существует метод, незначительно зависящий от моделей, который основан на применении так называемых электромагнитных правил сумм или, в применении к фотопроцессам, фотоядерных правил сумм. В этом методе выполняется суммирование по всем конечным состояниям и для расчетов используется волновая функция только начального состояния, что существенно упрощает теоретическое исследование.

Для применения правил сумм из экспериментальных результатов определяют энергетические моменты сечений  $\sigma_n$  полного и парциального поглощения  $\gamma$ -квантов данным ядром путем численного интегрирования выражения [33, 34]

$$\sigma_n = \int_0^{E_\gamma} \sigma(E_\gamma) E_\gamma^n dE_\gamma, \quad (9)$$

где  $\sigma(E_\gamma)$  — полное (или парциальное) сечение поглощения  $\gamma$ -квантов ядром  $A$ ,  $n = 1, 0, -1, -2, -3$  — порядок момента. На основе полученных в ХФТИ зависимостей сечений от энергии  $\gamma$ -квантов были определены энергетиче-

ские моменты полного, электрического дипольного и квадрупольного поглощения  $\gamma$ -квантов ядром  ${}^4\text{He}$  [34] (табл. 1). Классическое правило сумм для электрических дипольных переходов по Томасу — Рейху — Куны таково [35]:

$$\sigma_0^{E1} = \int_0^\infty \sigma_{E1}(E_\gamma) dE_\gamma = 60 \frac{NZ}{A}, \text{ мб} \cdot \text{МэВ}. \quad (10)$$

Здесь  $\sigma_{E1}$  — сечение полного дипольного поглощения  $\gamma$ -квантов ядром с массовым числом  $A$ .

В работе Ю. И. Хохлова [36] правила сумм являются обобщением правил сумм Томаса — Рейха — Куна с учетом обменных сил:

$$\sigma_0^{E1} = 60 \frac{NZ}{A} (1 + \chi), \text{ мб} \cdot \text{МэВ}, \quad (11)$$

где  $\chi$  — поправочный член, учитывающий обменные силы. На основании данных, приведенных в табл. 1, определен поправочный член к классическим правилам сумм:  $\chi = 0,45 \pm 0,02$ . Некоторые авторы также вводили поправки к классическим правилам сумм. Лучшие результаты получили Хебах и др. [37], которые учли вклад обменных мезонных токов. В этих расчетах использовался потенциал со сверхмягким кором и волновая функция основного состояния гелия Бракнера — Хартри — Фока. При таком подходе они получили значение поправочного коэффициента  $\chi = 0,46$ , совпадающее с экспериментально найденным значением в пределах ошибки опыта. Растхи и др. [38] применили потенциал Юкавы с тензорной компонентой и смесью обменных сил типа Сербера. Вычисленное ими значение  $\sigma_0^{E1} = 86 \text{ мб} \cdot \text{МэВ}$  отличается от экспериментального значения лишь на 1% (см. табл. 1).

Для квадрупольных переходов не существует модельно независимых правил сумм, поэтому применяются различные модели. Как правило, при теоретических расчетах энергетических моментов квадрупольных правил сумм получают заниженные значения по сравнению с экспериментом. Единственная теоретическая работа, которая дает качественное согласие по квадруполь-



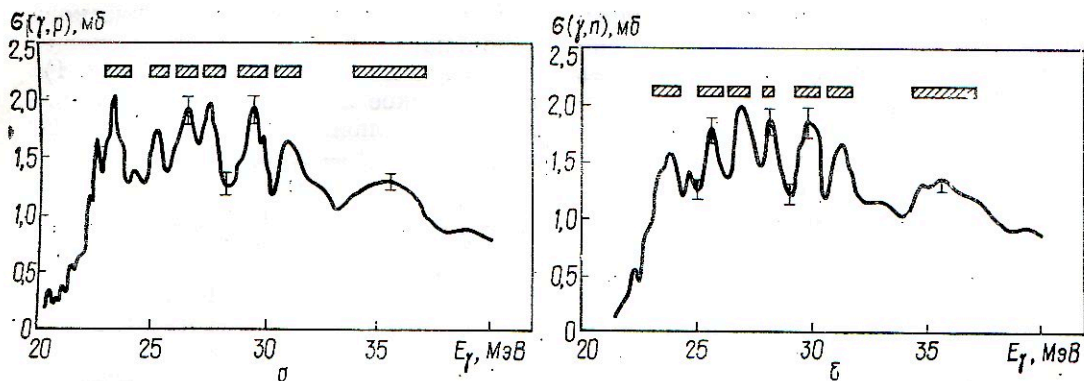


Рис. 12. Зависимость полных сечений  $\sigma$  от энергии  $\gamma$ -квантов для реакций  $(\gamma, p)$  (а) и  $(\gamma, n)$  (б) в случае узких энергетических интервалов.

ным изоспиновым правилам сумм, — работа Батта [39].

Правила сумм для полного поглощения  $\gamma$ -квантов без разделения на мультиполи получены рядом авторов. Классическим правилом сумм для этого случая является выражение Гелл-Манна, Гольдбергера и Тирринга [40]:

$$\sigma_0 = \int_0^{E_\pi} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma = 60 \frac{NZ}{A} (1 + W), \quad (12)$$

где  $W$  — поправочный член. В отличие от поправочного члена  $\chi$  выражения (11), для оценки которого требуется знать вид волновой функции основного состояния ядра и учитывать мезонные эффекты, поправочный член  $W$  зависит только от экспериментально измеряемых сечений. Лучше согласуются с экспериментальными данными для полного поглощения  $\gamma$ -квантов расчеты С. Б. Герасимова [41], который вывел правило сумм на основе дисперсионных соотношений с учетом корреляции нуклонов. Вычисленное им значение  $\sigma_0 = 96 \text{ мб} \times$

$\times \text{ МэВ}$  незначительно отличается от экспериментально найденного.

**Возбужденные состояния ядра  ${}^4\text{He}$ .** Для  ${}^4\text{He}$  достоверно доказано существование узкого уровня возбуждения при 20 МэВ ( $0^+$ ). Другие возбужденные состояния находятся в области непрерывного спектра с шириной, существенно больше радиационной. На основании большого статистического материала по двухчастичной дезинтеграции (60 000 зарегистрированных событий) было предпринято изучение тонкой структуры гигантских резонансов в энергетической зависимости полных и дипольных сечений методом группировки в узких энергетических интервалах [5, 42, 43]. В результате такой обработки тонкая структура проявилась в виде ряда максимумов в зависимости сечений от энергии  $\gamma$ -квантов (рис. 12). Обобщение этих результатов (с учетом данных других авторов) позволило сопоставить максимумы возбужденным состояниям ядра  ${}^4\text{He}$  и указать возможные значения спинов, четностей и изоспинов этих состояний [2, 44—48] (табл. 2).

Значительное внимание уделялось поиску состояния  $2^+$  в  ${}^4\text{He}$  при энергии возбуждения 29—37 МэВ [5, 6, 49]. Теория предсказывает этот уровень в интервале 29—33 МэВ.

Теоретические расчеты, учитывающие наличие состояния  $2^+$  в гелии с  $T = 0$  при 30—37 МэВ, удовлетворительно описывают полученные экспериментальные данные [20, 50, 51].

ТАБЛИЦА 2

Максимум	Интервал энергий, МэВ	Квантовое число
I	23,3—23,7	$2^-, T = 0,1$
II	25,2—25,5	$0^+, 1^+, 2^-; T = 0,1$
III	26,5—26,7 27,6—28,0	$0^-, 1^-, 2^-; T = 0,1$
IV	29,4—29,7	$0^-, 2^+; T = 0,1$



1. Фаддеев Л. Д.— ЖЭТФ, 1960, 39, с. 1459—1467.
2. Горбунов А. Н.— В кн.: Фотоядерные и фотомезонные процессы: Тр. Физ. ин-та АН СССР, т. 71. М.: Наука, 1974, с. 3—119.
3. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— ЯФ, 1969, 9, вып. 3, с. 473—477.
4. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— ЯФ, 1970, 12, вып. 2, с. 227—233.
5. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— УФЖ, 1978, 23, № 11, с. 1817—1840.
6. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— ЯФ, 1980, 31, с. 297.
7. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— УФЖ, 1978, 23, № 16, с. 918—922.
8. Meyerhof W. E., Fierman S.— In: Int. Conf. Photonuclear React. and Appl., California, March 26—30, 1973, p. 385.
9. Аркатов Ю. М., Базалева А. В., Вацет П. И. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, с. 462—464.
10. Аркатов Ю. М., Базалева А. В., Вацет П. И. и др.— ЯФ, 1969, 10, вып. 6, с. 1123—1129. Тр. IX Междунар. конф. по физике высоких энергий и структуре ядра. Версаль, Франция, 1981, с. 74.
11. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— УФЖ, 1980, 25, № 2, с. 1975—1981.
12. Баадин Д. М., Гольдауиский В. И., Максимова В. М. и др. Кинематика ядерных реакций.— М.: Атомиздат, 1968.— 252 с.
13. Baglin V., Carr J.— Nucl. Data Tables, 1976, 10, p. 143—204.
14. Hufner I., Shakin C. M.— Phys. Rev., 1968, 175, p. 1350—1358.
15. Beck F., Muller-Arnke A.— Phys. Lett. B, 1968, 27, p. 343—344.
16. Chung A. H., Johnson R., Donnoly I.— Nucl. Phys. A, 1974, 235, p. 4—10.
17. Гурьев В. Н.— УФЖ, 1975, 20, с. 1933—1937.
18. Thompson D. R.— Nucl. Phys. A, 1970, 154, p. 442—448.
19. Erdas F., Pompei A., Quarati P.— Nucl. Phys. A, 1971, 174, p. 657—667.
20. Гурьев В. Н.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, 44, с. 1067—1070.
21. Gari M., Hebach H.— Phys. Rep., 1981, 72, N 1, p. 1—55.
22. Джibuти Р. И., Казерашвили Р. Я., Крупеникова Н. Б.— Вопр. атом. науки и техники. Сер. Общ. и ядер. физика, 1979, вып. 4, с. 36—37.
23. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с. 710.
24. Джibuти Р. И., Казерашвили Р. Я.— Вопр. атом. науки и техники. Сер. Общ. и ядер. физика, 1979, вып. 4, с. 38—42.
25. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— ЯФ, 1980, 32, с. 5—10.
26. Копалейшвили Т. И., Джibuти Р. И.— ЖЭТФ, 1962, 12, с. 467—470.
27. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1979, 30.
28. Шаширо И. С.— УФН, 1967, 92, с. 549—582.
29. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— УЖФ, 1980, 25, с. 933.
30. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— В кн.: Программа к тез. XXVIII ежегодного совещ. по ядер. спектроскопии и структуре атом. ядра. Л.: Наука, 1978, с. 252.
31. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— ЯФ, 1981, 34, с. 1153—1157.
32. Гурьев В. Н.— ЯФ, 1979, 29, с. 1414—1416.
33. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— ЯФ, 1974, 19, с. 1172.
34. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— ЯФ, 1980, 31, с. 1400.
35. Levinger I. S., Bethe H. A.— Phys. Rev., 1950, 78, p. 115—129.
36. Хохлов Ю. И. Кандидатская диссертация.— М.: ФИАН, 1965.
37. Hebach H. Preprint. North-Holland Publ. Co, 1975, p. 861—881.
38. Rustgi M. L., Levinger I. S.— Phys. Rev., 1957, 106, p. 520—535.
39. Bhatt S. C.— Abstrs. report Int. conf. in photonuclear reaction and appl., California, March 26—30, 1973, p. 473—474.
40. Gell-Mann M., Goldberger M. L., Thirring W. E.— Phys. Rev., 1954, 95, p. 1612.
41. Герасимов С. Е.— В кн.: Тр. Междунар. конф. по электромагнит. взаимодействиям при низ. и сред. энергиях (Дубна, 1967), с. 382—385.
42. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, с. 574—576.
43. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, с. 478—481.
44. Balestra E., Bollini E., Busso L. et al.— Nuovo sim. A, 1977, 38, N 2, p. 145—166.
45. Тогсадзе Т. Ш., Копалейшвили Т. И.— ЯФ, 1968, 8, с. 875—882.
46. Barret B. R., Walecka I. D., Meyerhof W. E.— Phys. Lett., 1966, 22, p. 450.
47. Fierman S., Meyerhof W. E.— Nucl. Phys. A, 1973, 206, p. 1—64.
48. Kakigi S., Fukunaga K., Ohsawa T. et al.— J. Phys. Soc. Jap., 1980, 48, N 6, p. 1779—1804.
49. Аркатов Ю. М., Вацет П. И., Волощук В. И. и др.— В кн.: Тр. Междунар. симпоз. по пробл. нескольких тел в ядер. физике (Дубна, 5—8 июня 1979 г.). Дубна, 1980, с. 335.
50. Erdas F., Mosconi B., Pompei A. et al.— Nuovo sim. B, 1969, 64, N 2, p. 406—418.
51. Malcom C. U., Webb D. V., Shinetel Y. M. et al.— Phys. Rev. Lett. B, 1973, 47, N 5, p. 433—435.



**БЫСТРЫЕ НЕЙТРОНЫ**

За прошедшие 50 лет со времени открытия нейтрона сформировалась нейтронная физика как наука о свойствах нейтрона и его взаимодействиях с ядрами и веществом. Свойства свободных нейтронов, как и протонов, хорошо изучены. Масса нейтрона примерно на 2,5 электронных масс больше массы протона и составляет 1,008665 а. е. м. Нейтрон и протон имеют одинаковый спин, равный  $1/2$ , и подчиняются статистике Ферми — Дирака. Незначительное различие масс, совпадение спинов и некоторых других величин, а также возможность взаимного превращения (нейтроны — в свободном состоянии, протоны — в связанном, а быть может, и в свободном) дают возможность рассматривать протон и нейтрон как два различных состояния одной и той же частицы — нуклона. При этом нуклону приписывается дополнительная внутренняя координата — так называемая изоспиновая, или зарядовая.

Наиболее значительно отличие нейтрона от протона по магнитным моментам, которые (в ядерных магнитонах) равны  $\mu_n = -1,9131$ ;  $\mu_p = 2,7927$ . Оно имеет фундаментальное значение для теории. Теория Дирака, например, для частиц с половинным спином предсказывает магнитный момент 1 или 0. Это означает, что с помощью этой теории нельзя дать полное описание нуклонов.

В области релятивистских энергий необходимо учитывать пространственную структуру нуклонов. Вместе с аномалиями магнитных моментов вопросы о структуре нуклонов рассматриваются в

полевой теории. Теория ядра находится в таком состоянии, что свойства ядра нельзя получить из свойств движения нуклонов в ядре. Поэтому приходится использовать модельные представления о ядре и ядерных процессах. Но и в ядерной физике имеется много фактов, установленных на основании обобщения экспериментов и закономерностей, которые делают ядерную физику наукой, способной не только объяснять, но иногда и предсказывать свойства ядер и ядерных взаимодействий.

В настоящее время нейтронная физика является не только важным разделом ядерной физики, но и используется при изучении свойств твердого тела, элементарных частиц и астрофизических проблем. Задачи нейтронной физики выходят далеко за пределы ядерной физики. Такой широкий спектр задач нейтронной физики связан, в частности, с широтой диапазона энергий, наблюдаемого в эксперименте, от  $10^{-10}$  (ультрахолодные нейтроны) до  $10^{10}$  эВ (в экспериментах на ускорителях сверхвысоких энергий). В данной статье мы ограничимся рассмотрением взаимодействия нейтронов средних энергий (до 10 МэВ) и быстрых нейтронов (до 300 МэВ) с атомными ядрами.

За прошедшие годы произошли важные изменения в технике нейтронного эксперимента. Если в 30-е годы в качестве источников нейтронов применялись реакции на легких ядрах под действием  $\alpha$ -частиц радиоактивных источников, то сейчас в качестве мощных источников



нейтронов используют экспериментальные и импульсные реакторы, линейные ускорители, атомные взрывы, мезонные фабрики, изохронные циклотроны, термоядерные и лазерные источники нейтронов.

Экспериментальные реакторы позволяют получать нейтроны в диапазоне энергий 0—15 МэВ. Спектр нейтронов может изменяться внутри указанного диапазона с помощью специальных устройств. Реакторы на тепловых нейтронах обычно оборудованы нейтронными спектрометрами по времени пролета миллисекундного диапазона для работ в холодной, тепловой и резонансной областях энергий. Быстрые реакторы имеют спектр, близкий к спектру деления. Импульсные реакторы дают возможность использовать для измерения энергии спектрометры по времени пролета со значительно большей эффективностью.

Существенным для физики быстрых нейтронов явилось освоение измерения времени пролета нейтронов наносекундного диапазона. Нейтронные спектрометры наносекундного диапазона обычно устанавливаются на импульсных источниках нейтронов — линейных ускорителях и циклотронах. И наконец, важная особенность современного нейтронного эксперимента — применение ЭВМ для накопления и обработки информации и управления экспериментом.

Бурное развитие нейтронной физики за прошедшие полвека было вызвано в основном практическими потребностями, связанными с развитием атомной энергетики, радиационным материаловедением, внедрением нейтронного активационного анализа в науку и технику, использованием мутагенного действия радиации, дозиметрией и метрологией нейтронных потоков. Но не менее важны достижения нейтронной физики в изучении строения атомного ядра, закономерностей ядерных процессов и свойств ядерных, электромагнитных и слабых взаимодействий, развитии теории ядра и других фундаментальных проблем.

Нейтронная физика (как и вся ядерная физика) развивалась путем взаимобогащения экспериментальных и тео-

ретических подходов. Отсутствие единой теории атомного ядра заставляет использовать модельные представления о ядре и ядерных процессах. Термин «модель» следует понимать в широком смысле. Под моделью ядра понимают совокупность упрощающих физических и математических предположений, с помощью которых можно с некоторой степенью точности рассчитать характеристики ядерной системы. Естественно, что при современном состоянии теории ядра невозможно подтвердить или опровергнуть справедливость упрощающих предположений любой из предложенных моделей. О пригодности той или иной модели судят лишь на основании совокупности экспериментальных данных.

**Нейтрон и ядерные силы.** Общие свойства ядерных сил установлены задолго до того, как в экспериментах по нуклон-нуклонному рассеянию была получена детальная информация о природе нуклон-нуклонного взаимодействия. Наиболее полный анализ этих вопросов на ранней стадии развития ядерной физики дан в работах Вигнера, И. Е. Тамма, Д. Д. Иваненко, В. Гейзенберга.

Представление о короткодействующем характере ядерных сил и большой интенсивности в пределах радиуса действия развито на основании данных об энергии связи ядер. Известно, что в легчайших ядрах энергия связи увеличивается с числом частиц. Так, для дейтрона она составляет 2,22 МэВ, т. е. примерно 1 МэВ на нуклон, для тритона  ${}^3\text{H}$  — соответственно 8,5 и 3 МэВ. В  ${}^4\text{He}$  она составляет 7 МэВ на нуклон. Как видно, энергия связи на нуклон увеличивается быстрее, чем число парных взаимодействий, что свидетельствует о весьма незначительном радиусе взаимодействия. По-видимому, в дейтроне, который представляет собой рыхлое образование, нейтрон и протон большую часть времени находятся вне области ядерных сил, но по мере роста числа нуклонов они все более сосредотачиваются в этой области.

При переходе от  ${}^4\text{He}$  к более тяжелым ядрам энергия связи на частицу увеличивается примерно на 1 МэВ, т. е. насыщение наступает, когда собираются



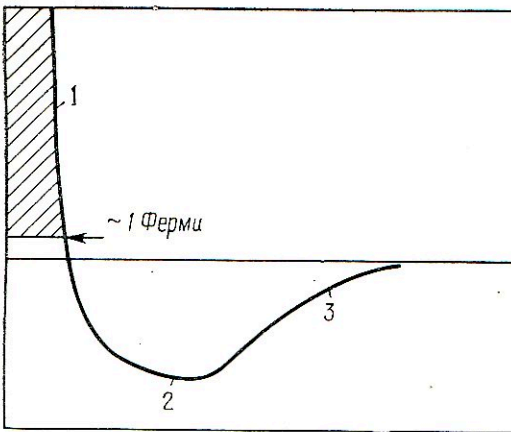


Рис. 1. Схематическое изображение нуклон-нуклонного потенциала:

обмен векторным (1), скалярным (2) мезонами и одноионный обмен (3).

четыре частицы. Радиус действия ядерных сил приблизительно равен радиусу  $\alpha$ -частицы (порядка  $10^{-13}$  см).

И. Е. Тамм и Д. Д. Иваненко указали на обменный характер ядерных сил. Следуя этой идее и допуская, что обмен происходит частицей промежуточной массы, Юкава установил зависимость ядерных сил от расстояния между нуклонами. Потенциал взаимодействия Юкавы имеет вид

$$V(r) = -\frac{g^2}{(2\pi)^2} \int d^3k \frac{4\pi}{\omega_k^2} \exp(ikr) = g^2 \frac{\exp(-\mu r)}{r}, \quad (4)$$

где  $g$  — константа взаимодействия;  $\mu$  — масса мезона;  $k$  — волновой вектор мезонного поля;  $\omega_k = \sqrt{k^2 + \mu^2}$ .

Позднее была установлена связь между радиусом действия ядерных сил и массой обмениваемой частицы. Максимальный радиус действия сил, создаваемых частицей с массой  $\mu$ , равен  $\frac{h}{\mu c}$ .

Предсказанная Юкавой частица была вскоре открыта и получила название мезон. Теперь известно, что силы между нуклонами обусловлены обменом  $\pi$ -,  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонами. Выражение для нуклон-нуклонного взаимодействия, обусловленного обменом пионом, имеет вид

$$V(r) = \frac{f^2}{\mu^2} (\vec{\tau}_1 \tau_2) (\vec{\sigma}_1 \nabla) \vec{\sigma}_2 \nabla \frac{\exp(-\mu r)}{r} =$$

$$= f^2 \vec{\tau}_1 \tau_2 \left\{ S_{12} \left[ \frac{1}{(\mu r)^3} + \frac{1}{(\mu r)^2} + \frac{1}{3\mu r} \right] \times \right. \\ \times \exp(-\mu r) + \frac{\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2}{3} \times \\ \left. \times \left[ \frac{\exp(-\mu r)}{\mu r} - \frac{4\pi}{\mu^3} \delta(r) \right] \right\}. \quad (2)$$

Здесь  $S_{12} = 3 \frac{(\sigma_1 r)(\sigma_2 r)}{r^2} - \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2$ . Выраже-

ние (2) включает спиновые и изоспиновые компоненты.

Кроме скалярных и псевдоскалярных мезонов существенное значение во взаимодействии между нуклонами имеют векторные мезоны. Они были постулированы Брейтом из свойств спин-орбитального взаимодействия, полученных в результате фазового анализа данных по нуклон-нуклонному рассеянию.

Обмен тяжелыми нейтральными векторными мезонами приводит к отталкиванию между нуклонами, а отталкивательный потенциал — к появлению члена вида

$$\frac{1}{r} \frac{dV}{dr} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) (\vec{r}_{12} P_2).$$

Таким образом, современная мезонная теория позволяет создать картину о нуклон-нуклонном потенциале (рис. 1). На больших расстояниях силы создаются потенциалом одноионного обмена, который задается формулой (1). На малых расстояниях существуют силы отталкивания, обусловленные обменом векторными мезонами. На промежуточных расстояниях действуют силы притяжения, создаваемые обменом скалярными мезонами с различными массами. Потенциал такого взаимодействия, по видимому, представляет собой суперпозицию потенциалов типа (1).

Следует обратить внимание на то, что вклады от одноионного обмена содержат спин-спиновую и изоспиновую зависимости и поэтому имеют тенденцию к компенсации при усреднении по нуклонам ядра. А это означает, что потенциал ядерного взаимодействия зависит не только от расстояния между частицами, но и от взаимной ориентации спинов взаимодействующих частиц, что вытекает непосредственно



из опытов по рассеянию медленных нейтронов на молекулярном водороде (различия сечений рассеяния медленных нейтронов протонами в триплетном и синглетном состояниях). Возникновение поляризации частиц при рассеянии указывает на то, что в ядерном взаимодействии существенное значение имеют спин-орбитальные силы. Существование стабильных ядер означает, что ядерные взаимодействия между нуклонами в большинстве случаев являются силами притяжения. Но имеющиеся в настоящее время данные по рассеянию нуклонов при высоких энергиях показывают, что на очень малых расстояниях (меньше  $0,4 \cdot 10^{-13}$  см) появляются силы отталкивания.

И наконец, из свойств зеркальных ядер следует, что силы между двумя нейтронами эквивалентны ядерным силам между двумя протонами. Это свойство получило название зарядовой независимости, или зарядовой симметрии. Оно является проявлением более глубокой симметрии ядерного взаимодействия — зарядовой или изотопической инвариантности ядерных сил. Физический смысл изотопической инвариантности состоит в том, что взаимодействие в любых двух парах нуклонов ( $n-n$ ,  $n-p$ ,  $p-p$ ) одинаково, если они находятся на одинаковых расстояниях. Исключений из этого правила не обнаружено.

Наличие электрического квадрупольного момента у дейтрона ( $Q = 2,82 \times 10^{-27}$  см<sup>2</sup>) свидетельствует о том, что ядерное взаимодействие не центральное, оно зависит не только от расстояния, но и от взаимной ориентации суммарного спина и относительного радиус-вектора взаимодействующих частиц. Следовательно, в наиболее общем виде потенциал нерелятивистских нуклонов должен включать все рассмотренные силы — обычные, тензорные, спин-орбитальные, причем каждая из них допускает возможность спинового и зарядового обменов. В общепринятых обозначениях он имеет вид

$$V = V_c + V_{LS} \vec{L} \vec{S} + V_{\sigma} \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 + V_T S_{12} + \\ + V_{\sigma p} \vec{\sigma}_1 p \vec{\sigma}_2 p + V_{\sigma L} \vec{\sigma}_1 \vec{L} \vec{\sigma}_2 \vec{L}. \quad (3)$$

Относительное движение нейтрона и протона описывается волновой функцией  $\Psi(r)$ . Решение уравнения Шредингера позволяет сопоставить расчетные величины — длиной рассеяния и эффективным радиусом — и найти параметры потенциалов  $NN$ -взаимодействия. Эти парные потенциалы используются в расчетах свойств ядер и амплитуд ядерных реакций.

**Нейтронно-ядерные взаимодействия при средних энергиях ( $E_n \leq 10$  МэВ).** Как известно, описание взаимодействия налетающего нейтрона с ядром является проблемой многих тел, которая не имеет математического решения. Поэтому в ядерной физике так часто прибегают к приближенным методам и модельным представлениям.

Только в последние годы предпринимаются попытки создать последовательную микроскопическую теорию ядер и ядерных реакций путем решения многонуклонного уравнения Шредингера с достаточно реалистичным парным взаимодействием между нуклонами, которое совпадает с пустотным  $NN$ -взаимодействием. Разработаны мощные математические методы, с помощью которых можно вычислить энергию связи и все свойства основного состояния ядер из трех и четырех нуклонов, а также рассчитать амплитуды простейших реакций, таких, как  $d(nn)$ ,  $d$ ,  $T(nn)$ ,  $T$ ,  $n(\alpha\alpha)$ ,  $n$  и др.

Общие выводы, которые следуют из анализа расчетов основных свойств легчайших ядер и простейших реакций, сводятся к следующему:

все реалистичные  $NN$ -потенциалы приводят к значениям связи легчайших ядер, близким к экспериментальным; расчеты амплитуд ядерных реакций в случае трехнуклонных систем вариационными методами и путем решения уравнений Фаддеева дают результаты, близкие к экспериментальным;

хотя теория разработана только для ядер с  $A = 1$ , нет причин отказываться от допущения о том, что все свойства ядер можно получить из нерелятивистского уравнения Шредингера с парным взаимодействием. Но нет оснований и для оптимизма, если говорить не о



малонуклонных ядрах. Поэтому в настоящее время все работы по нейтронной физике средних энергий базируются на феноменологическом подходе и модельных представлениях.

Первой такой моделью была двухчастичная, в которой силы между нейтронами и ядром принимались по аналогии с нуклон-нуклонными двухчастичными. Ядро представлялось в виде потенциальной ямы. Сложный характер структуры ядра не принимался во внимание. В этом случае квантовомеханическая задача рассеяния нейтрона ядром сводится к решению волнового уравнения Шредингера, как и в случае нуклон-нуклонного взаимодействия. Формализм решения этого уравнения хорошо развит. Сечения взаимодействия выражаются через элементы матрицы рассеяния  $\eta_{\alpha\alpha'}$ . Сечение рассеяния  $\sigma_s$ , сечение реакции  $\sigma_r$  и полное сечение взаимодействия  $\sigma_t$  имеют вид

$$\sigma_{el} = \pi \lambda^2 g_\alpha |1 - \eta_{\alpha\alpha'}|^2, \quad (4)$$

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 g_\alpha |1 - \eta_{\alpha\alpha}|^2, \quad (5)$$

$$\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_r, \quad (6)$$

где  $\sigma_{el}$  и  $\sigma_r$  — сечения соответственно упругого рассеяния и реакций;  $\sigma_t$  — полное сечение, равное сумме двух первых;  $g_\alpha$  — спиновый статистический множитель;  $\eta_{\alpha\alpha'}$  — элементы матрицы рассеяния.

Матричные элементы рассчитываются, исходя из конкретных представлений о механизме протекания ядерной реакции. Чаще всего используется оптическая модель ядра, в основе которой лежит предположение о полупрозрачном ядре. Нахождение матриц рассеяния сводится к решению уравнения Шредингера с комплексным потенциалом вида  $V(\vec{r}) = -V_c(r) - iW_c(r)$ . Действительная  $V_c(r)$  и мнимая  $W_c(r)$  части потенциала — усредненные величины, не учитывающие резонансную структуру ядерных уравнений. Усредненными являются также матрицы рассеяния и вычисленные с их помощью сечения.

На протяжении двух десятилетий (1954—1975) упрощенная сферическая модель широко применялась для интерпретации экспериментальных дан-

ных и расчетов нейтронных сечений. Ею пользуются и сейчас. Чаще всего используется потенциал вида

$$V(r) = -V_c f_V(r) - i \left[ W_c f_W(r) - 4W_D \frac{df_D(r)}{dr} \right] + + [V_{s0} + iW_{s0}] \left( \frac{\hbar}{\mu \eta^c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df_{s0}(r)}{dr} \vec{\sigma} \cdot \vec{e}. \quad (7)$$

Здесь  $V_c$  и  $W_c$ ,  $W_D$  — действительная и мнимые части центрального потенциала;  $V_{s0}$ ,  $W_{s0}$  — действительная и мнимая части спин-орбитального потенциала;  $\vec{e}$ ,  $\vec{\sigma}$  — операторы орбитального и спинового моментов;  $f(r)$  — фактор;  $r$  — относительная координата;  $a_i$  и  $R_i$  — параметр диффузности и радиус ядра. Множество вариантов оптического потенциала определяется разными факторами.

Усредненные параметры таковы [8]:

$$\begin{aligned} V_c &= (48,7 - 0,33E_n) \text{ МэВ}, \\ W_c &= (7,2 + 0,66E_n) \text{ МэВ}, \\ V_{s0} &= 7,5 \text{ МэВ}, \quad a = 0,65 \text{ Ф}, \quad b = 0,98 \text{ Ф}, \\ r_0 &= 1,25 \text{ Ф}. \end{aligned} \quad (8)$$

Этот набор параметров потенциала широко используется в расчетах полных сечений, дифференциальных сечений потенциального упругого рассеяния и сечений поглощения, а также проницаемостей, необходимых для расчета сечений по статистической теории.

Изучению, проверке и использованию сферической оптической модели посвящены монографии П. Э. Немировского [3], М. В. Пасечника [4, 7], П. Е. Ходсона [5], Фаулера, Мариона [6]. Рассмотрим новейшие тенденции развития оптической модели, обсудим более подробно последний ее вариант — обобщенную оптическую модель, или модель связанных каналов. Она, как и обычная оптическая модель, позволяет рассчитывать прямые процессы нейтрон-ядерного взаимодействия.

Обобщенный гамильтониан системы ядро — налетающий нейтрон представляется в виде

$$\hat{H} = \hat{H}(r) + H_0(\xi) + V(r, \xi), \quad (9)$$

где  $\hat{H}(r)$  — оператор кинетической энергии налетающего нейтрона;  $H_0(\xi)$  —



гамильтониан внутреннего движения ядра-мишени;  $V(r, \xi)$  — потенциал взаимодействия, который обычно представляют в виде суммы сферического потенциала и потенциала связи:

$$V(r, \xi) = V_c(r) + V_{\text{coupl}}(r, \xi), \quad (10)$$

Введение недиагональной части оптического потенциала  $V_{\text{coupl}}(r, \xi)$  приводит к связи каналов, которая определяется законами сохранения угловых моментов и четности. Это надо учитывать при выборе угловой функции.

Полная волновая функция системы  $\Psi(r, \xi)$  является суперпозицией волновых функций различных каналов реакции, которые в общепринятых обозначениях можно представить в виде  $\{nJ_n \pi^0 E_n l_n j_n J \pi\}$ .

Как видно, при таком подходе из сравнения расчетов с данными полного эксперимента мы получаем обильную информацию, относящуюся к ротационным (деформированные ядра) и вибрационным (сферические ядра) уровням. Подробно алгоритмы расчета сечений для рассеяния нейтронов ядрами для ротационных и вибрационных спектров нижайших уровней приведены в работе [10].

При энергиях возбуждения, сравнимых с энергией основной части спектра деления ядер, со значительной вероятностью происходят процессы образования и распада составного ядра. Для ядер среднего атомного веса эти процессы доминируют при энергии до 3 МэВ. Теория таких процессов, основанная на боровских представлениях о независимости процесса распада составного ядра от способа его образования, развита Вайскопфом, Фешбахом, Хаузеном. Численные методы для расчета сечений разработаны Г. И. Марчуком и др. [11].

Эти теории предсказывали плавную зависимость сечения от радиуса ядра. Первые исследования подтвердили это предположение. Однако в работе [9] была обнаружена зависимость сечения неупругого рассеяния от числа нейтронов в ядре, названная оболочечным эффектом в неупругом рассеянии. С развитием нейтронной спектроскопии по

времени пролета наносекундного диапазона в советских и зарубежных лабораториях были получены экспериментальные данные, которые привели к углублению некоторых основных предположений статистической теории ядерных реакций. Имеется в виду прежде всего расхождение между расчетными и экспериментальными данными находящегося за пределами ошибок эксперимента. Ниже приведены такие сравнения.

В теоретических исследованиях последних лет были учтены флуктуации ширины уровней. Удобный способ вычисления флуктуационных поправок (тем, что он вводится в виде множителя в выражении Хаузера — Фешбаха для сечения  $\sigma_{nn'}$ ) предложен Молдауэром [12]. В формализме Хаузера — Фешбаха — Молдауэра (ХФМ) сечение возбуждения  $q$ -го уровня записывается так:

$$\sigma_{nn'}(E, E_q) = \frac{\pi \lambda^2}{2(2i+1)} \sum_{lj} T_{lj}(E) \sum_j (2j+1) \times \\ \times \frac{\sum_{l'j'} T_{l'j'}(E_q)}{\sum_{l'j'p} T_{l'j'p}(E_p)} R_{lj;l'j'}, \quad (11)$$

где  $R_{lj;l'j'}$  — коэффициент, учитывающий эффект флуктуации нейтронных ширины, равный отношению

$\left\langle \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_{\alpha'}}{\Gamma} \right\rangle / \frac{\langle \Gamma_\alpha \rangle \langle \Gamma_{\alpha'} \rangle}{\langle \Gamma \rangle}$ . Эта формула выведена в предположении слабого поглощения. При промежуточных и сильных поглощениях, а также с учетом корреляций между уровнями Вайденомюллер и др. [13] получили для сечения возбуждения уровня следующее выражение:

$$\sigma_{nn'}(E, E_q) = \frac{\pi \lambda^2}{2(2i+1)} \sum_{lj} V_{lj}^{J\pi}(E) (2J+1) \times \\ \times \frac{\sum_{l'j'} V_{l'j'}^{J\pi}(E_q)}{\sum_{l'j'p} V_{l'j'p}(E_p)} \{1 + \delta_{nn'} [W_{l'j'}^{J\pi}(E) - 1]\} \quad (12)$$

( $\delta_{nn'}$  — символ Кронекера). Существует простая связь величин  $V_{lj}^{J\pi}$  и  $W_{l'j'}^{J\pi}$  с коэффициентами проницаемости оптической модели, позволяющая рассчитывать сечения и допускающая сравнение с экспериментом.



В нашей лаборатории в последние годы выполнены систематические исследования на нуклидах элементов групп железа и начаты исследования нуклидов тугоплавких металлов. Целью этих исследований являлись проверка и получение параметров обобщенной оптической модели; проверка применимости различных вариантов статистической теории нейтроно-ядерных взаимодействий, учитывающих флуктуации нейтронных ширин, а также корреляцию между уровнями.

Работы выполнялись на спектрометре по времени пролета наносекундного диапазона на базе прецизионного электростатического генератора промышленного изготовления. Параметры спектрометра быстрых нейтронов по времени пролета находятся на уровне мировых стандартов для такого рода установок [14]:

Параметры пучка	$E_p \leq 4,0$ МэВ, $E_d \leq 4,0$ МэВ, $f = 4$ МГц, $t_{и} = 1,0 \div 1,5$ нс, $I_{ср} = 1 \div 6$ мкА
Источник нейтронов	Реакции $T(p, n) {}^3\text{He}$ , $D(d, n) {}^3\text{He}$
Мишень	Ti—T, Sc—T, Ti—D на молибденовой подложке 0,1 мм
Энергетический разброс	$\pm 50$ кэВ для $E_n < 3,0$ МэВ, $\pm 170$ кэВ для $E_n = 5,0$ МэВ
Расстояние	Мишень-рассеиватель: 10 см, рассеиватель-детектор: 1,5—2,8 м
Детектор	Кристалл стибьбена $50 \times 50$ мм и ФЭУ-30
Детектор-монитор	Кристалл стибьбена $30 \times 40$ мм и ФЭУ-30
Идентификация частиц	$n$ — $\gamma$ -разделение методом сравнения полного заряда с зарядом быстрого компонента
Порог регистрации нейтронов	$\geq 250$ кэВ
Дифференциальная нелинейность	$\leq 4\%$
Интегральная нелинейность	0,3%
Собственное временное разрешение спектрометра	2 нс
Монитор	Длинный счетчик, спинтилляционный детектор, интегратор тока
Углы измерений	20, 30, 40, 55, 75, 90, 105, 125, 135, 150°

Нормировка сечений:

упругого	K спектру нейтронов под 0°
неупругого	K сечению ( $n, p$ )-рассеяния

Большинство исследований выполнено на разделенных изотопах.

Прежде чем сравнивать экспериментальные данные с рассчитанными по статистической теории в разных ее модификациях, была рассчитана энергетическая зависимость сечений процессов, происходящих через стадию составного ядра. Оказалось, что особенно большое различие наблюдается между расчетами по Хаузеру и Фешбаху (ХФ) и по той же теории в модификации Молдауэра (ХФМ). Большое различие отмечается также в расчетных данных с учетом и без учета флуктуаций ширин уровней в других вариантах теории. Важно то, что различие между некоторыми вариантами формализма теоретических расчетов превышает экспериментальные погрешности. Это позволяет использовать эксперименты для выбора вариантов теории и определения ее параметров. Но, естественно, для этого нужны надежные прецизионные экспериментальные данные.

В лаборатории накоплен большой экспериментальный материал в широком диапазоне энергий 0,5—7 МэВ. Он охватывает измерения полных, дифференциальных и парциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов разделенных изотопов титана, железа, хрома, никеля, цинка, молибдена и других элементов.

В краткой статье нет возможности хотя бы перечислить эти результаты. Поэтому ограничимся некоторыми графическими примерами. Данные для изотопов хрома — одного из самых перспективных материалов для использования в активной зоне реактора на быстрых нейтронах с газовым охлаждением и расширенным воспроизведением горючего — приведены на рис. 2. Как видно из этого рисунка, экспериментальные данные для дифференциальных неупругих сечений плохо согласуются с расчетами по статистической модели без учета флуктуации ширин уровней.



Расхождения выходят далеко за пределы ошибки экспериментов. Учет флуктуации ширины приводит к удовлетворительному согласию.

При повышенной энергии падающих нейтронов ( $E_n = 5, 6, 7$  МэВ) возрастает роль прямых процессов, что следует непосредственно из наблюдаемой асимметрии дифференциальных сечений неупругого рассеяния. Установлено, что прямые процессы при указанных энергиях составляют соответственно 40, 50 и 60%. Качественно это подтверждается результатами [16] изучения спектров рассеянных нейтронов ядрами при начальной энергии нейтронов 8—9 МэВ.

Для ряда ядер совпадение теории с экспериментом достигается за счет отказа от усредненных параметров и за счет вариаций индивидуальных параметров (величины мнимой части потенциала, величины параметров динамической деформации и др.).

Указанные выше ядра характеризуются динамической деформацией в возбужденном состоянии. В последние годы было обращено внимание на изучение рассеяния нейтронов деформированными ядрами. Оказалось, что при взаимодействии нейтронов с начальной энергией 3 МэВ с четными сильно деформированными ядрами ряд коллективных состояний, особенно уровни основной ротационной полосы  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ ,  $8^+$ , возбуждаются во много раз сильнее, чем это следует из теоретических предсказаний, основанных на концепции Бора. Это показано на примере изотопов  $^{152}\text{Sm}$  и  $^{154}\text{Sm}$  [17].

Процессы захвата нейтронов средних энергий происходят с малой вероятностью по сравнению с упругим и неупругим рассеянием. Наиболее существенным результатом последних лет является установление резкой зависимости сечений захвата (0,1—1 МэВ) от числа нейтронов в ядре — сечения магических и четно-четных ядер значительно ниже остальных. Энергетическая зависимость сечений захвата изучена в грубых чертах в сороковых годах и позволила обосновать возможность осуществления цепной реакции деления на быстрых нейтронах и создания размно-

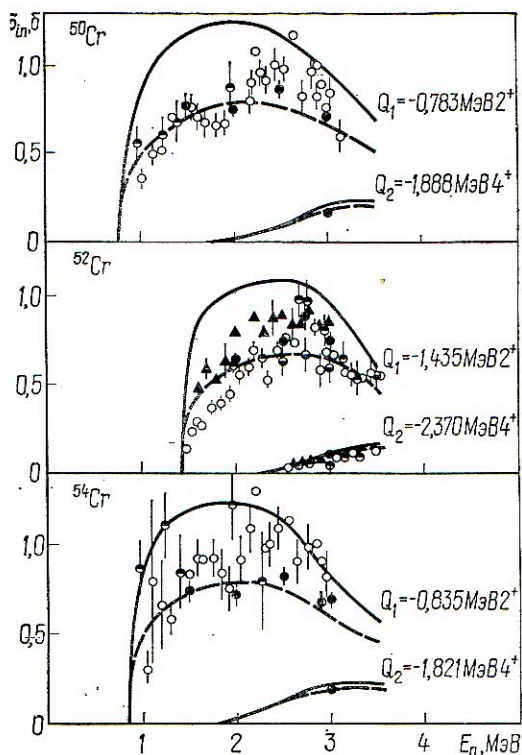


Рис. 2. Функции возбуждения уровней  $^{50}, ^{52}, ^{54}\text{Cr}$  при неупругом рассеянии нейтронов: ● — [15]; ○ — [20]; ▲ — [21]; ◐ — [22]; ○ — [23]; ◑ — [24]. Сплошная и штриховая кривые — результаты расчетов по статистической теории без поправки и с поправкой на флуктуацию ширины уровней.

жающих зон с расширенным воспроизводством.

Благополучное положение с теоретической интерпретацией экспериментальных данных в этой области, по-видимому, связано с большими расхождениями экспериментальных данных, что обусловлено исключительной сложностью экспериментальных исследований.

До сих пор мы рассматривали взаимодействия нейтронов средних энергий. При переходе в область быстрых нейтронов возможны и другие пороговые реакции. Одной из наиболее важных реакций является реакция ( $n, 2n$ ), для которой величина энергии реакции равна энергии связи нейтрона в ядре  $B_n$ . Энергия связи нейтрона изменяется по периодической таблице в широких пределах от 1,67 МэВ для  $^9\text{Be}$  до 20 МэВ для  $^{12}\text{C}$ ; для большинства ядер среднего



атомного веса она составляет величину порядка 10 МэВ, для делящихся — порядка 6 МэВ. Эта реакция в общем хорошо изучена. В исследованиях последних лет основное внимание уделялось проверке статистической теории спектров вылетающих нейтронов, особенностям этой реакции на разных ядрах и роли реакций на бериллии в процессах размножения нейтронов.

Ядерный фотоэффект с вылетом нейтронов сыграл большую роль в изучении порогов реакций, а также создании источников нейтронов промежуточных энергий.

**Особенности взаимодействия при энергии до 300 МэВ. Квазиупругое выбивание нейтронов.** Взаимодействия нейтронов с ядрами с энергией десятки и сотни мегаэлектронвольт происходят в основном по двум механизмам. При этих энергиях образуется составное ядро, но его распад происходит, как правило, по многим каналам путем множественного испускания частиц. Наряду с этим наблюдается прямое взаимодействие с нуклонами и кластерами ядра.

Реакции, происходящие по первому механизму, отличаются исключительным разнообразием и обилием экспериментальных данных, которые в общем вкладываются в статистическое рассмотрение. Эти результаты и их интерпретация явились предметом монографических обзоров и здесь не рассматриваются. Мы не рассматриваем здесь также процессов мезообразования, которые наступают при энергиях нейтронов, превышающих порог образования  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов (285 МэВ для нейтронов, падающих на покоящийся нуклон).

Прямые взаимодействия нуклонов с внутриядерными частицами в последние годы интенсивно изучаются во многих лабораториях мира. При энергиях нуклонов 50—300 МэВ длина волны нуклона сравнима с расстояниями между нуклонами внутри ядра и с большой вероятностью наступают процессы квазиупругого рассеяния налетающих нуклонов с нейтронами и протонами ядра.

В процессе квазиупругого рассеяния проявляются одночастичные свойства нейтронов и протонов ядра и, следова-

тельно, становится возможным изучение их одночастичных характеристик, динамики нуклонов ядерного вещества. Нас эти особенности взаимодействия быстрых нуклонов интересуют с точки зрения получения данных о нейтронной компоненте ядерного вещества, так как протонная его часть изучена достаточно хорошо.

Наиболее информативными являются эксперименты, в которых регистрируются совпадения между рассеянной и выбитой из ядра частицами. В этом случае мы получаем кинематические характеристики продуктов реакций, а по ним — данные о конкретных ядрах. Теория квазиупругого рассеяния благодаря его простоте позволяет связать наблюдаемые величины с одночастичными характеристиками нуклонов ядра. Так, с помощью реакций  $(p, 2p)$  и  $(e, e'p)$  были изучены импульсные распределения протонов для легких и многих средних ядер, энергии отделения протонов, информация о ширинах дырочных состояний остаточного ядра, данные о  $\Psi$ -функциях «ядерных» протонов и др. Наши данные свидетельствуют о большой роли кластеризации некоторых легких ядер [18].

Естественным продолжением этого направления исследований должно стать изучение квазиупругого выбивания нейтронов протонами — реакций  $(p, pn)$ . Изучение этих реакций должно дать информацию о нейтроне, находящемся в ядре, аналогичную полученной о протоне при изучении реакций  $(p, 2p)$ , а именно: о распределении нейтронов в ядрах по оболочкам; об энергиях отделения нейтронов с различных оболочек ядер; об импульсных распределениях нейтронов, находящихся на разных оболочках; о  $\Psi$ -функциях нейтронов ядра; о времени жизни дырочных состояний остаточных ядер; об ассоциировании нуклонов в ядрах.

Экспериментальные исследования в этом направлении только начинаются. Для осуществления этой программы у нас развиты оригинальные методы и построена аппаратура, позволяющие проводить такие исследования с использованием протонного пучка изохронного циклотрона У-240 [19].



1. Браун Дж., Джексон А. Д. Нуклон-нуклонные взаимодействия.— М.: Атомиздат, 1979.
2. Базь А. И., Филиппов Г. Ф.— В кн.: Тр. Междунар. конф. по избр. вопр. структуры ядра. Дубна, 1976, с. 268—285.  
Харченко В. Ф.— ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 884.
3. Немировский П. Э. Современные модели ядра.— М.: Атомиздат, 1960.— 302 с.
4. Пасечник М. В. Вопросы нейтронной физики средних энергий.— Киев: Изд-во. АН УССР, 1962.— 285 с.
5. Ходасон П. Е. Оптическая модель упругого рассеяния.— М.: Атомиздат, 1966.— 232 с.
6. Марион Дж., Фаулер Дж. Физика быстрых нейтронов.— М.: Атомиздат, 1966.— 322 с.
7. Пасечник М. В.— В кн.: Нейтронная физика. Киев, 1969, с. 5—306.
8. Пасечник М. В., Корж И. А., Кашуба И. Е.— В кн.: Нейтронная физика. Киев, 1972. Ч. 1, с. 253—257.
9. Пасечник М. В.— В кн.: Тр. I Междунар. конф. ООН по мир. исполъз. атом. энерг. Женева, 1955. Т. 2.
10. Игнатюк А. В., Луцев В. П., Шорин В. С. и др. Вопросы атом. науки и техники. Ядер. константы, 1974, вып. 13, с. 59—114.
11. Марчук Г. И., Колесов В. Е. Применение численных методов для расчета нейтронных сечений.— М.: Атомиздат, 1970.— 303 с.
12. Moldauer P. A.— Phys. Rev. C, 1975, 12, N 3, p. 744—756.
13. Hojman H. H., Richert J., Terpel J. W. et al.— Ann. phys., 1975, 90, N 2, p. 403.
14. Назаров Н. С., Пасечник М. В., Точкин И. А. и др.— В кн.: Нейтронная физика. Киев, 1973. Ч. 4, с. 203—212.
15. Pasachnik M. V., Korzh I. A., Mozhzhukhin E. N.— In: Proc. of the Int. Conf., Knoxville, October, 22—26, 1979. S. 893—897.
16. Сальников О. А., Ловчинова Г. Н., Симанов С. П. и др.— В кн.: Нейтронная физика. М., 1980. Ч. 2, с. 144.
17. Ситыко С. П.— В кн.: Нейтронная физика. М., 1977. Ч. 2, с. 8—11.
18. Пасечник М. В., Салтыков Л. С., Бодовский В. П. и др.— Изв. АН СССР, 1981, 45, № 11, с. 2160—2162.
19. Пасечник М. В., Шостаков В. Б., Бодовский В. П. и др.— Вопросы атом. науки и техники. Общая и ядер. физика, 1981, вып. 4, с. 87—88.
20. Van Patter D. M., Nath N., Shafroth S. M. et al.— Phys. Rev., 1962, 128, N 3, p. 1246—1267.
21. Бродер Д. Л., Колесов В. Е., Лащук А. И. и др.— АЭ 1964, 16, № 2, с. 103—110.
22. Федоров М. Б., Яковенко Т. И.— В кн.: Нейтронная физика. Обнинск, 1973. Ч. 3. с. 56—61.
23. Karatzas P. T., Couchell G. P., Barness B. K. et al.— Nucl. Sci. and Eng., 1978, 67, N 1, p. 34—53.
24. Almen-Ramstrom E. AE-503.— Studsvik, 1975.