УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ*)

А. Цуккер

I. ВВЕДЕНИЕ

Физика тяжелых ионов представляет собой в миниатюре физику ялерных реакций в целом. В этой области выполнено много типов экспериментов: изучалось рассеяние, испарительные реакции, реакции передачи (иногда называемые реакциями «срыва» или «подхвата»), деление, кулоновское возбуждение, энергетические уровни ядер; имеется огромное количество радиохимических работ. Столь разнообразные экспериментальные работы кажутся менее разобщенными, если рассматривать их с точки зрения интерпретации результатов. Существует несколько основных соображений для использования тяжелых ионов в ядерных исследованиях так же, как и некоторые общие еще не достигнутые цели. Наиболее важной характеристикой тяжелых ионов (мы применяем это название к ионам тяжелее, чем гелий) в ядерных взаимодействиях является их классический характер. Под этим мы подразумеваем то, что волновой пакет, представляющий ион, простирается на расстояние, которое мало по сравнению с некоторым характеристическим размером в ядерной реакции. Если мы примем за характеристический размер наименьшее расстояние между ядра-мя при центральном столкновении $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{E}$ и за размер волнового пакета приведенную длину волны $\lambda = \frac{\hbar}{uv}$, то столкновение может быть рассмотрено классически, если отношение этих двух величин, $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{hv}$, велико по сравнению с единицей. Под классической природой столкновения мы подразумеваем то, что сталкивающимся ядрам могут быть приписаны кулоновские траектории, что упрощает расчет во многих отношениях. Следствием применимости классической картины соударения является возможность получения сведений относительно радиуса действия ядерных сил и о диф-

Вторым основным свойством тяжелых ионов в их взаимодействиях с другими ядрами является возможность реализации очень больших величин угловых моментов в системе из двух ядер. Следствием классического характера частиц является то, что имеет смысл локализация в пространстве иона кислорода с энергией 160 *Мэв*, а также то, что при его взаимодействии с ядрами золота может быть существенным орбитальный угловой момент 90 *ћ*. Такие большие угловые моменты могут быть реализованы при использовании тяжелых ионов с кинетической энергией более 100 *Мэв*.

фузной ядерной поверхности.

^{*)} А. Zucker, Ann. Rev. Nucl. Sci. 10 (1960). Перевод В. Л. Михеева и Г. М. Тер-Акопьяна.

Предполагается, что наличие больших угловых импульсов сильно влияет на ход ядерных реакций.

Наконец, тяжелые ионы удобны по двум причинам при изучении реакций с образованием составных ядер. Во-первых, малые скорости ионов способствуют слиянию более, чем процессам прямого выбивания; и, во-вторых, реакции с образованием составных ядер относительно легко отличить от прямых процессов. При энергиях менее, чем 50 *Мэв*, тяжелые ионы представляют собой полезный инструмент для исследования плотностей уровней и статистических свойств ядер вцелом. При более высоких энергиях интерпретация опытных данных в свете какой-либо статистической модели, в основном, связана с формами функций возбуждения и со сравнением с другими реакциями, идущими через те же составные ядра.

Мы предполагаем представить в этой статье данные опытов и показать, как они были или могут быть интерпретированы теоретически. Наше рассмотрение теории будет, по необходимости, схематичным, достаточным, возможно, только для указания, как она относится к экспериментальным результатам. Область ядерных реакций с тяжелыми ионами быстро растет, и существует большое количество заманчивых сведений, важность которых в настоящий момент неясна. Можно сказать, что мы находимся в состоянии открытий и классификации в этой области, и наше понимание явления неполно.

Из-за недостатка места мы, возможно, не сможем охватить все различные вопросы физики тяжелых ионов. В рассмотрение включены главы о рассеянии, по реакциям передачи и другим прямым процессам, реакциям с образованием составного ядра и реакциям деления. При выборе материала мы пользовались двумя критериями: первый — принадлежит ли несомненно данный вопрос лишь к области физики тяжелых ионов, т. е. обеспечивает ли использование тяжелых ионов получение каких-либо новых не доступных другими путями сведений? Поэтому мы не включили в рассмотрение вопрос о получении новых изотопов с помощью тяжелых ионов или работы по изучению энергетических уровней путем бомбардировки литием очень легких элементов. Хотя эти уровни нельзя возбудить иным нутем, кроме бомбардировки тяжелыми ионами, ионы лития были использованы здесь просто как бомбардирующие частицы, а не для выяснения механизма реакций с тяжелыми ионами пли обнаружения тех черт ядерной материи, которые становятся существенными, когда сталкиваются два сложных ядра. По тем же соображениям мы отказались от включения в рассмотрение вопроса об открытии новых изотопов в реакциях с тяжелыми ионами.

Второй критерий: не образует ли предмет важную часть значительно более широкой области и не было бы лучше рассматривать его в ином месте? Примером этого является очень интересная работа по кулоновскому возбуждению ядер тяжелыми ионами. По нашему мнению, этот материал приобрел бы больший интерес, если бы он был включен в обзорную статью по кулоновскому возбуждению в целом. Аналогично, вопрос о трансурановых элементах, их получении и идентификации сложен и достаточно обособлен, чтобы ему был посвящен специальный обзор, который включил бы опыты с тяжелыми ионами.

Наконец, имеется целый класс опытов с тяжелыми ионами, имеющих отношение к атомной физике, которые не включены в наше рассмотрение. Это опыты по измерению потерь энергии тяжелыми ионами при их прохождении через вещество, по изучению процессов захвата и потери орбитальных электронов, по определению эффективности сцинтилляторов по отношению к тяжелым ионам и т. д. Как известно, соотношение пробег — энергия образует основание, на котором строятся порой недолговечные экспериментальные результаты. Не уменьшая значения этих работ, их можно исключить из рассмотрения на основании того, что они не имеют непосредственного отношения к обсуждаемому предмету. В приложении приведены в виде таблицы те данные по соотношению между пробегом и энергией, которые могут оказаться полезными для физиков. В другой таблице приложения приведены работы по определению чувствительности сцинтилляторов и счетчиков с поверхностным барьером по отношению к тяжелым ионам.

Мы опустим историческое введение в область ядерных взаимодействий с тяжелыми ионами, которое при необходимости можно найти в статье Фремлина¹.

Интересующиеся могут получить полное представление о состоянии вопроса к 1958 г. из «Докладов конференции по реакциям между сложными ядрами»² и о его теперешнем состоянии из материалов Второй конференции по тому же вопросу, состоявшейся в мае 1960 г.³. Доклад (включающий исчерпывающую библиографию) по работам с тяжелыми ионами в СССР был представлен Г. Н. Флеровым на Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии⁴.

В табл. І приводится список лабораторий, в которых в настоящее время проводятся эксперименты с тяжелыми ионами. К этому списку

таолица і	т	a	б	л	и	п	а	1
-----------	---	---	---	---	---	---	---	---

Лаборатории	Имеющиеся в распоряжении частицы	Ускоритель	Энергия	
Радиационная лаборатория Лоуренса	C, N, O, Ne	Линейный ускори- тель	10 Мэв/нукл	
Иэльский университет	C, N, O, Ne	Линейный ускори- тель	10 Мэв/нукл	
Нобелевский институт, Стокгольм	C, N, O, Ne	Циклотрон	10 Мәв/нукл	
Институт атомной энергии, Москва	C, N, O	Циклотрон	60—130 Мэв	
Ок-Риджская Националь- ная лаборатория	N	Циклотрон	28 Мэв	
Физико-технический инсти- тут, Ленинград	N, Ne	Циклотрон	1,1 Мэв/нукл	
Миннесотский университет	Li	Ван-дер-Грааф	3,2 Мэв	
Чикагский университет	Li	Ван-дер-Грааф	2 Мәв	
Чок-Риверская лаборато- рия	С, О	Ускоритель типа Тандем	до 40 <i>Мәв</i>	

Лаборатории, в которых проводится работа с тяжелыми ионами

можно добавить каждый тандемный ускоритель Ван-де-Граафа, вступающий в строй. Первая такая установка в Чок Ривере уже продемонстрировала превосходную работу в качестве ускорителя ионов углерода и кислорода в области от 10 до 40 *Мэв*. Циклотроны в Бирмингамском университете и в Сакле также использовались для ускорения тяжелых ионов. В настоящее время, однако, ядерные исследования на этих двух циклотронах относятся, в основном, к реакциям с легкими частицами. Теоретические исследования в области реакций с тяжелыми ионами не обусловлены, конечно, существованием больших ускорителей и могут проводиться где угодно. Мы лишь заметим, что в этом направлении много сделали Брейт с сотрудниками⁵, описавшие впервые многие особенности ядерных реакций с тяжелыми ионами и указавшие на те вопросы, которые можно решать с использованием ускоренных тяжелых ионов.

II. РАССЕЯНИЕ

В данном разделе мы представляем результаты некоторых приближенных расчетов, которые были проведены для интерпретации результатов опытов по рассеянию тяжелых ионов. Мы также приводим типичные экспериментальные результаты и сравниваем их с теоретическими предсказаниями. Изложение теории рассеяния и критическая ее оценка не составляют предмета данной статьи. Поэтому мы излагаем в общих чертах несколько теорий и показываем, как разные авторы пытаются проводить анализ опытных данных с помощью этих теорий. Будут даны пояснения, касающиеся пределов применимости различных теорий рассеяния.

Упругое рассеяние тяжелых ионов дает прекрасный пример применимости полуклассического приближения. Опыты по упругому рассеянию показывают, какие сведения о ядрах могут быть получены в результате применения полуклассических приближений, а также дают представление о границах применимости этих приближений. Мы увидим, что противоположные приближения, такие, как расчеты по оптической модели и анализ фазовых сдвигов, могут дать такое же хорошее согласие с опытными данными, как и полуклассические приближения. В случаях, когда полуклассические приближения неприменимы, было найдено, что оптическая модель дает удовлетворительное согласие с опытом.

Несколько слов об экспериментальной технике, используемой при изучении упругого рассеяния. Простейший метод заключается в использовании детектора, такого, как фотографическая эмульсия, сцинтилляционный или полупроводниковый счетчик, для регистрации упруго рассеянных ионов. Последние отличаются по своему пробегу или величине электрического импульса в счетчике от других продуктов реакций, таких, как протоны или α-частицы. Однако отличить их от неупруго рассеянных ионов или продуктов реакций передачи более трудно. В идеальном случае этого можно достичь с помощью детектора с очень хорошим энергетическим разрешением. Но на практике детекторы имеют только умеренное энергетическое разрешение, 2% в лучшем случае. и приходится рассчитывать на то, что упругое рассеяние имеет сечение много больше, чем у любого фонового процесса. Это предположение заведомо верно при малых углах, когда отношение величины сечения упругого рассеяния к сечению кулоновского рассеяния не на много меньше единицы. Однако с возрастанием угла рассеяния, когда $\sigma/\sigma_{\kappa_{y,n}}$ уменьшается до величины порядка 0,1, максимум упругого рассеяния обычно исчезает или его трудно наблюдать на фоне продуктов других реакций.

С целью измерения сечения упругого рассеяния при относительно больших углах, когда $\sigma/\sigma_{кул} < 0,1$, Окриджская группа разработала схему совпадения для идентификации явлений упругого рассеяния на фоне процессов неупругого рассеяния и реакций передачи. В этой схеме один счетчик используется для регистрации рассеянной частицы, а второй счетчик, включенный в схему совпадений с первым, регистрирует ядра отдачи. Зная углы расположения счетчиков и величину импульса в каждом из них, можно установить природу явления рассеяния. Подробное описание этой методики приведено в статье Халберта и Цуккера ⁶. Модель резкого обрыва. Сечение рассеяния может быть записано в общем виде как

$$\sigma(\theta) = |f(\theta)|^2, \tag{1}$$

где $f(\theta)$ — амплитуда рассеяния:

$$f(\theta) = \frac{1}{2\iota k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2\iota \delta_l} - 1) P_l(\cos \theta),$$
(2)

здесь δ_l — сдвиг фазы, $P_l(\cos \theta)$ —полином Лежандра порядка l. Блэр⁷ предложил полуклассическое приближение, согласно которому амплитуда упругого рассеяния равна амплитуде кулоновского рассеяния за вычетом вклада в кулоновское рассеяние всех исходящих волн вплоть до l'. Диф-ференциальное сечение имеет вид

$$\sigma(\theta) = \left| \frac{-\eta}{2k \sin^2 \frac{\theta}{2}} e^{-i\eta \lg \sin^2 \frac{\theta}{2}} e^{2i\delta_0} - \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{l'} (2l+1) e^{2i\delta_l'} P_l(\cos \theta) \right|^2, \quad (3)$$

здесь δ_l' — сдвиг фазы для чистого кулоновского рассеяния. С этой точки зрения, ядро полностью поглощает налетающие частицы вплоть до определенного расстояния, характеризуемого величиной l', дальше которого нет поглощения. В этом заключается резкий обрыв, от которого модель получила свое наименование. Модель включает один параметр l', подбирая который можно достичь согласия с опытными данными. Если такое согласие достигнуто, то по точке поворота, определяемой полуклассически, можно найти расстояние взаимодействия R:

$$l'(l'+1)\hbar^2 = 2\mu R^2 (E - E_B).$$
⁽⁴⁾

Здесь µ — приведенная масса налетающего иона. *E* — его энергия в системе центра масс и *E*_B — кулоновский барьер.

Величина R может быть связана с обычным параметром ядерного радиуса $r_0: R = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$. Таким образом из данных по упругому рассеянию тяжелых ионов можно получить величину r_0 и сравнить ее со значением, полученным другими путями.

Критерием применимости модели Блэра служит условие $\eta > 1$. Особенностью этого формализма является то, что сечение начинает осциллировать, если отношение сечения упругого рассеяния к сечению кулоновского рассеяния столь мало, что приближается к величине $1/\eta$. Данные опыта обычно отклоняются от теоретического предсказания в этой области; обычно сечение не осциллирует, а продолжает плавно уменьшаться.

Мишени, используемые в опытах по рассеянию тяжелых ионов, часто бывают относительно толстыми. Из-за малого пробега тяжелых ионов они испытывают значительные потери энергии и в тех мишенях, которые можно рассматривать как тонкие для протонов и дейтронов. Особенно при малых энергиях необходимость в определенном минимальном уровне счета делает неизбежным использование мишеней, в которых тяжелые ионы теряют энергию $\sim 1 M_{26}$. Влияние толщины мишени на результаты сравнения эксперимента с моделью Блэра двояко: 1) сечение зависит от энергии, т. е. от k в уравнении (3), и 2) величина l' меняется по толщине мишени, так как она зависит от E в выражении (4). Численные оценки ⁸ в случае рассеяния ионов азота на алюминии показали, что первый эффект мало заметен и его можно не учитывать, в то время как второй эффект существен, должен приниматься в расчет и обычно приводит к более медленному спаду сечений при больших углах. При учете толщины мишени складываюгся сечения, соответствующие различным l', что не эквивалентно предположению Уолла. Ри и Форда ⁹ о том, что «сглаженная» модель Блэра со взвешенными амплитудами рассеяния может дать лучшее согласие с данными опыта, чем модель резкого обрыва при *l'*.

Наиболее ранней работой по упругому рассеянию тяжелых ионов были опыты по рассеянию ионов азота на азоте, проведенные Рейнольдсом и Цуккером ¹⁰. Они применили только что предложенную тогда модель Блэра к рассеянию тяжелых ионов и модифицировали ее для случая одинаковых частиц. Было получено очень хорошее совпадение с опытными



Рис. 1. Отношение сечений упругого и кулоповского рассеяния для ионов С¹², N¹⁴, О¹⁶ и Ne²⁰ энергией ~10 *Мэв/нукл.*, рассеянных на золоте. Сплошнымя линиями показаны результаты расчетов по модели резкого обрыва с соответствующим значением *l'*, указанным на рисунке¹³.

когда $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{кул}}} > \frac{1}{\eta}$. Это согласуется с аналогичными выводами из данных по рассеянию а-частиц¹⁴. Опыты по рассеянию неона бериллием, азота углеродом и азота алюминием при малых энергиях (27 *Мэ*) подтверждают эти выводы. В частности, из результатов рассеяния N—Al ясно видно, что модель Бэра воспроизводит данные опыта при малых углах, но затем теоретическая кривая зависимости сечения от угла начинает осциллировать.

В опытах по упругому рассеянию ионов N¹⁴ ядрами Au, Ni, Al и C, выполненных Мак-Интайром с сотрудниками ¹⁵, сечение измерилось вплоть до самых малых углов, чтобы можно было сравнить результаты с расчетами по модели Блэра.

Другое замечание, касающееся применимости полуклассического приближения, было сделано Мак-Интайром и др.¹⁵. Они предположили, что

ланными. С тех пор модель Блэра использовалась с большим или меньшим успехом для расчета упругого рассеяния углерода на золоте ¹¹, азота на бериллии ⁶, углероде 12, алюминии 8, а также углерода, азота, кислорода в неона на золоте и висмуте 13. В последней работе сообщается о рассеянии четырех родов бомбардирующих частиц ядрами двух тяжелых элементов; все расчеты по модели Блэра приводят к согласию с опытом при $r_0 = 1,46f$. рис. 1 показаны результаты этой работы для золота наряду с теоретическими кривыми.

табл. II приведены \mathbf{B} упругому pacопыты по сеянию, которые были успешно проанализированы с помощью модели резкого обрыва. Там же приведены соответствующие значения для η и l', а так же величины r_0 , рассчитанные согласно уравнению (4). В целом было установлено, что модель Блэра обеспечивает хорошее согласие с опытными данными по тяжелых ионов, рассеянию

Таблица 11

Мишень	Бомбар- дирую- щая частица	Энергия частицы в лаб. системе, <i>Мәв</i>	η	Ľ	r ₀	Литера- тура
N14	N14	21,7	6,2	6	1,66	10
A127	N14	27,3	10,3	11	1,68	8
Au ¹⁹⁷	C12	73,6-118,3	30,1-23,8	29-63	1,47	п
Au ¹⁹⁷	C12	121,4	23,5	64	1,45	13
Au ¹⁹⁷	N ¹⁴	145,5	27,0	78	1,47	13
Au ¹⁹⁷	O16	164,1	31,1	89	1,47	13
Au ¹⁹⁷	Ne ²⁰	207,6	35,6	112	1,47	13
Bi209	C12	124,0	24,4	64,5	1,45	13
Bi ²⁰⁹	N14	145,4	28,4	77	1,45	13
Bi209	O16	164,0	32,6	89,5	1,48	13
Bi209	Ne ²⁰	209,6	40,3	113	1,45	13
<u> </u>	I	[(l	<u> </u>	1

Экспериментальные исследования по упругому рассеянию тяжелых ионов, показывающие согласие данных опытов с моделью резкого обрыва

илавный спад сечения упругого рассеяния при больших углах характеризует положение, когда применимо полуклассическое приближение; и, наоборот, появление дифракционной картины указывает, что полуклассическое приближение неприменимо. Они нашли, далее, что, по-видимому, $\eta = 5$ определяет границу применимости полуклассического приближения: плавные кривые получаются, если $\eta > 5$. Видимо, это условие выполняется для а-частиц и для тяжелых ионов. С другой стороны, критерий классических орбит, по-видимому, не может служить для точного указания, будет ли обнаруживать зависимость сечения от угла дифракционную картину или нет.

Мак-Интайр, Уонг и Беккер ¹⁶ развили модель резкого обрыва, включив в нее пять параметров, зависящих от конкретных условий. Таким образом, они смогли согласовать результаты расчетов с четырьмя параметрами с данными по рассеянию а-частиц с энергией 40 *Мэв* на серебре. Их формулы не были использованы для расчета рассеяния тяжелых ионов. Важным свойством этого формализма является то, что он включает параметры ядерной поверхности, а также параметры ядерного радиуса.

«Радужное» рассеяние. Недавно Форд и Уилер¹⁷ произвели полуклассическое рассмотрение вопроса об упругом рассеянии на основе аналогии между частицами, рассеянными ядрами и световыми волнами, рассеянными водяными капельками.

Если рассеяние близко к классическому, то функция отклонения $\Theta(b)$ имеет максимум или минимум и поэтому многозначна по отношению к параметру соударения b. Сечение рассеяния представляет собой сумму вкладов от разных ветвей и имеет вид

$$\sigma_{c1}(\theta) = \sum_{i} (\sigma_{c1})_{i} = (\sin \theta)^{-1} \sum_{i} b_{i} \frac{1}{\left|\frac{d\Theta}{db}\right|_{i}}.$$
 (5)

Здесь $b_i(\theta)$ — параметры соударения, связанные с углом рассеяния θ : $\left|\frac{d\Theta}{db}\right|_i$ рассчитано для ветви *i* при $\Theta = \theta$. Из выражения (5) видно, что σ_{c1} имеет особенность при $\frac{d\Theta}{db} = 0$, т. е. при значении угла рассеяния $\theta = \theta_r$, соответствующем экстремуму в Θ . Именно из-за этой особенности появляется радуга в метеорологической оптике.

В полуклассическом рассмотрении Форд и Уилер исходят из выражения (2) и делают следующие приближения:

1) сдвиги фаз δ_l аппроксимируются сдвигами фаз в квазиклассическом приближении. В этом приближении классическая функция отклонения имеет вид $\Theta(l) = 2 \frac{d\delta_l}{dl}$; 2) каждый полином Лежандра заменяется его асимптотическим выражением для больших l; 3) сумма заменяется интегралом. Результирующее полуклассическое сечение σ_{s-c} при $\theta = \theta_r$ имеет скорее максимум, чем особенность. Для Θ , близких к θ_r , функция отклонения может быть аппроксимирована выражением

$$\Theta(l) = \theta_r - q \, (l - l_r)^2, \tag{6}$$

где l_r — угловой импульс, связанный с классическим углом рассеяния θ_r . Если рассчитать сдвиги фаз, исходя из этого уравнения, то полуклассическое выражение для сечения рассеяния примет вид

$$\sigma_{s-c}(\theta) = \lambda^2 \left(l + \frac{1}{2} \right) \left(\frac{2\pi}{\sin \theta} \right) q^{-\frac{2}{3}} A i^2(x).$$
⁽⁷⁾

Здесь Ai(x) — интеграл Эйри, $x = q^{-3}(\theta - \theta_r)$. Отношение σ_{s-c} к величине кулоновского сечения выглядит следующим образом:

$$\frac{\sigma_{s-c}(\theta)}{\sigma_{\rm Kyn}(\theta)} = \left[\frac{2\sin^2\frac{\theta_r}{2}}{\eta q^{2/3}}\right] \cdot 2\pi A i^2 \left[q^{-\frac{1}{3}}(\theta-\theta_r)\right]. \tag{8}$$

«Радужная» теория рассеяния основана на модели с двумя параметрами, согласно которой ядро имеет притягивающую центральную область и непоглощающий рассеивающий поверхностный слой, характеризуемый параметром q. Радиус ядра характеризуется величиной θ_r . Для того чтобы полуклассическое приближение было применимо, должно быть выполнено несколько условий. Во-первых, величина орбитального момента l для касательного столкновения должна быть значительно больше единицы. Значение l и сдвиг фаз σ_l должны меняться в поверхностной области на величину, большую по сравнению с единицей. Для оценки Δl и $\Delta \delta_l$ полезны следующие соотношения:

$$\Delta l = \sqrt[]{\frac{\theta_r}{q}}, \qquad (9)$$

$$\Delta \delta_l = \frac{\theta_r}{2\Delta l} - \frac{\theta_r}{2} \,. \tag{10}$$

На рис. 2 точками показаны данные по рассеянию N—A1 (см. ⁸), результаты расчетов по модели резкого обрыва изображены пунктирной кривой и расчеты по модели радужного рассеяния силошной линией. Можно видеть, что расчеты по модели резкого обрыва хорошо согласуются с опытными данными вилоть до~90° в системе центра масс, включая качественное согласие при колебаниях $\sigma/\sigma_{кул}$ относительно значения, равного единице, в районе от 35 до 55° в системе центра масс. Наоборот, «радужная» теория воспроизводит очень хорошо опытные данные в области от 90 до 130° в системе центра масс.

Величина расстояния взаимодействия R (и, следовательно, r_0) может быть вычислена, если известен угол $\theta_r = 94^\circ$, при использовании

выражения для кулоновской траектории:

$$R = \eta \lambda \left(1 + \operatorname{cosec} \frac{\theta_r}{2} \right). \tag{11}$$

«Толщину поверхности» ΔR можно оценить с помощью второго свободного параметра q из выражения $q = \frac{\theta_r}{(k\Delta R)^2}$. Таким образом из опытов по рассеянию азота на алюминии получаются следующие значения: $r_0=1,59 f$ и $\Delta R=0.83 f$. Расчеты по модели резкого обрыва приводят к величине $r_0=1,68 f$. Замечательно, что эти два значения довольно хорошо совнадают. Прежде чем будет установлен физический смысл величины ΔR ,



Рис. 2. Отношение сечений упругого и кулоновского рассеяния ионов N¹⁴ с энергией 27,3 *Мэв* на Al²⁷.

Пунктирной линией показаны результаты расчетов по модели резкого обрыва (85% l'=11 и 15% l'=10). Сплошной линией показаны результаты расчетов по методу радужного рассеяния при $\ell_r=94^\circ$ и $q=0,30^8$.

необходимо получить значительно больше экспериментальных данных, подтверждающих теорию.

Оптической моделью. Оптической моделью. Фазовый анализ. За последние несколько лет упругое рассеяние протонов и нейтронов успешно интерпретпровалось с помощью комплексных потенциалов. Вначале выбирали потенциалы в виде прямоугольной ямы, но значительно лучшее согласие с экспериментальными данными получается, если углы ямы закруглить, использовав так называемый сглаживающий фактор Саксона. Недавно таким путем было получено согласие с данными по рассеянию α-частиц и дейтонов. Описание ядра с помощью комплексных потенциалов называют обычно оптической моделью.

Первая попытка рассчитать рассеяние с помощью оптической модели была предпринята Портером ¹⁸, который получил согласие с опытом для случая *N*—*N* рассеяния ¹⁰ при использовании потенциала типа Саксона. Он нашел, что реальная часть ядерного сдвига фаз вносит малый вклад в сечение рассеяния, а мнимая часть характеризует поглощение.

Повже, с помощью потенциалов типа Саксона, очень похожих на те, которые использовались для случая рассеяния нуклонов, было получено довольно хорошее совпадение с опытными данными по рассеянию тяжелых

ионов. Для N-C рассеяния ¹², например, такое согласие было достигнуто с действительным потенциалом $V=45~M_{26}$, мнимым потенциалом 6 M_{36} , скругляющим фактором Саксона a=0,65~f и при значении параметра $r_0=1,32~f$. Лучтее согласие ¹⁹ было получено позже, особенно когда объемное поглощение было заменено поглощением в поверхностном слое гауссовской формы с шириной b. На рис. З показаны результаты такого анализа. Видно, что оптическая модель обеспечивает поправку к модели резкого обрыва. Это достигается тем, что ступенчатая функция в поглощении заменяется более плавной, а это эквивалентно сглаживанию обрыва.

Как и в случае «радужного» рассеяния вся ценность расчетов по оптической модели станет ясной лишь после дальнейших опытов, которые должны выяснить, как меняются параметры модели с изменением энергии частиц или при переходе к другим мишеням. Несмотря на то, что наше понимание еще неполно, интересно, что оптическая модель нашла примене-



Рис. 3. Отнощение сечений упругого и кулоновского рассеяния ионов N¹⁴ с энергией 27,3 Мэв на Ве⁹.

Черные точки являются экспериментальными, а светлые кружки — результат расчетов по оптической модели Оптические нараметры даны на рисунке вместе с наглядным представлением комплексного потенциала. ние для объяснения результатов рассеяния тяжелых ионов и что параметры ямы не сильно отличаются от тех, которые удовлетворяют в случае рассеяния нуклонов.

Тёнер, Мак-Интош И Парк²⁰ для расчета *N--N*рассеяния при энергии 21,7 Мэв использовали другой метод. Они рассматривают лишь два открытых канала рассеяния и реакции. Величина $S_1(R)$ матричного элемента матрицы рассеяния. соответствующего реакции, оценивается путем интерполяции от полного поглощения при малых *l* к большим *l*, при которых $S_i(R)$ пропорционален квадрату обыкновенной кулоновской волновой функции. Свойство унитарности S-матрицы используется для получения величины упругой

части матрицы рассеяния S_l(sc). Затем получается набор сдвигов фаз, который соответствует дифференциальному сечению упругого рассеяния. Ошибки в результатах, однако, велики настолько, что неясно, какая из точек зрения больше соответствует опытным данным — только что изложенная или модель Блэра. Во всяком случае, целью этого рассмотрения не является получение возможно лучшего совпадения с экспериментальными данными. Скорее оно показывает, что фазовый анализ может быть использован для интерпретации результатов столкновений сильно поглощающих систем — таких, как ядра азота.

III. РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ

Терминология. В ядерной физике тяжелых ионов название «реакция передачи» применяется к ядерным реакциям, при которых от одного ядра к другому переходит одна или несколько частиц. Простейшей реакцией такого рода является одиночная передача, когда от одного ядра к другому переходит одна частица, например нейтрон. Передача нейтрона или протона — это два варианта одиночной передачи. Двойная передача означает, что от одного ядра к другому передается две частицы, например, два нейтрона или два протона. Множественная передача — это передача многих частиц, всех в одном направлении.

Обменная передача определяется как реакция, в которой одна частица передается от ядра a к ядру b, и в то же время другая частица переходит из ядра b в a. Реакции, в которых имеет место обмен более чем одним нуклоном, мы называем сложной передачей. Хотя и введено много терминов, они еще не отвечают однозначно всем возможным случаям. Задача об определении передачи дейтона как одиночной или как двойной, хотя и является, может быть, семантической, все-таки существует. Чтобы избежать недоразумений, в соответствующих случаях мы будем использовать такие названия, как передача дейтона или α -частицы.

О д и н о ч н а я и е р е д а ч а. Наиболее полно из всех реакций с тяжелыми ионами изучена реакция одиночной передачи. Она была впервые идентифицирована Рейнольдсом, Скоттом и Цуккером ²¹, приблизительно в то же время ее наблюдали Чаккет и Фремлин ²². Накопленный экспериментальный материал относительно этой реакции включает в себя, в основном, функции возбуждения и несколько угловых распределений. Основной экспериментальный метод базируется на том факте, что ядро N¹⁴, потерявшее нейтрон в реакции передачи, превращается в ядро радиоактивного N¹³ с периодом полураспада 10 мин. Эта десятиминутная активность широко используется для идентификации реакции. Благодаря большому пробегу ядер N¹³ легко изучить их угловое распределение. Примером реакции передачи нейтрона является реакция

$$S^{32} + N^{14} \longrightarrow S^{33} + N^{13}.$$

Чаще всего в результате реакции регистрируется лишь распад ядер N^{13} . Образование остаточного ядра просто подразумевается. Однако в одном случае, а именно в реакции Mg^{26} (N^{14} , N^{13}) Mg^{27} , оба конечных ядра имеют удобный период полураспада, и было показано²³, что, по крайней мере, вблизи барьера эта реакция протекает именно так, как указано выше. По-видимому, в реакции, на самом деле, имеет место передача нейтрона, что более вероятно, нежели деление составного ядра или испарения легких фрагментов из него. Механизм передачи был вначале предложен из общих соображений при рассмотрении ядерной реакции и был с тех пор подтвержден опытами по угловым и энергетическим распределениям 22,24,25,26 .

Реакции передачи нейтронов имеют несколько довольно хорошо установленных свойств. При энергиях бомбардирующих частиц ниже кулоновского барьера функция возбуждения спадает более медленно с уменьшением энергии, чем функция возбуждения реакций с образованием составного ядра. Этого следует ожидать для реакции, которая имеет место на ядерной поверхности и не требует образования составной системы. Полные сечения для реакций передачи нейтрона, по-видимому, имеют значение порядка десятков миллибарн. Наконец, несколько неожиданно оказалось, что величина сечения сильно зависит от значения *Q* реакции. Подобие закономерности для реакций передачи было замечено Халбертом и др.²³, которые построили график зависимости нолного сечения от *E**. Здесь

$$E^* = E_{\mathfrak{q},\mathfrak{M}} - E_B + Q,$$

где Q — выделение энергии в реакции. Физический смысл E* заключается в том, что эта величина представляет собой энергию, которой обладают оба ядра в момент непосредственно после реакции передачи. Как

11 УФН, т. LXXVI, вып. 2

отмечают авторы, при этом подразумевается классическая картина, в которой не принимается во внимание ни механизм передачи, ни квантовомеханический характер процесса. Брейт²⁷ предположил, что, возможно, имеет больше смысла рассматривать зависимость σ от E^{**} , где $E^{**} = E^* - \frac{1}{2}Q$ При энергии бомбардирующих частиц много выше барьера разница между E^* и E^{**} становится несущественной.

На рис. 4 представлена зависимость²⁸ σ от E^{**} ; так же, как и подобный график функции $\sigma = f(E^*)^{23}$, эта зависимость обнаруживает общие



Рис. 4. Полное сечение реакции передачи нейтрона типа (N¹⁴, N¹³) для одиннадцати легких элементов в зависимости от $E^* = E_{\rm y}$ м— — $E_{\rm K}$ 6 + Q/2, где $E_{\rm y}$ м — кинетическая энергия бомбардирующего иона в системе центра масс и $E_{\rm K}$ 6 — энергия кулоновского барьера ²⁹.

тенденции функций возбуждения реакций передачи нейтрона. Очевидно, что ядра разделяются на отчетливые группы, однако значение этого факта и его объяснение в настоящее время неясны.

Угловые распределения реакций передачи нейтрона типа (N¹⁴, N¹³) были измерены в нескольких случаях, представленных в табл. III. Во всех опытах ядра N¹³, имеющие большой пробег, попадали на полоски фольги, помещенные таким образом, чтобы собрать продукты реакции, летящие в полном или половинном азимутальном угле при данном полярном угле. Количество ядер N¹³ определялось по β -счету или по счету γ -квантов с помощью сцинтилляционного спектрометра. Во всех этих опытах наблюдалось угловое распределение с максимумом. Мы можем рассматривать реакции передачи как случай рассеяния, видоизмененный благодаря переходу нейтрона от одного ядра к другому. С этой точки зрения появ ление максимума указывает на то, что при больших прицельных параметрах (малые углы рассеяния) нейтроны не передаются, а при соударениях, близких к лобовым, с процессом передачи успешно конкурирует процесс образования составного ядра. Положение максимума зависит от энергии бомбардирующего иона и может быть просто, объяснено ²⁶, если построить зависимость дифференциального сечения $d\sigma/dR'$ от классического расстояния между ядрами при наибольшем сближении $R' = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E} \left(1 + \operatorname{cosec} \frac{\theta}{2}\right)$.

Таблица III

Мишень	Энергия частицы в лаб. системе, Мэв координат	ro (ферми)*)	Литера тура		
N14	26		29		
Mg^{25}	27,2	1,60	24		
Ni	61	1,67	25		
Ag	72	1,46	25		
Ag	140	1,45	2		
\mathbf{Sn}	68	1,59	25		
Au ¹⁹⁷	74—142	1,54	26		
	{	1			
*) Значение r ₀ подсчитано из соотношения					
$r_0 = \frac{R'_{\text{max}}}{41/3 + 41/3},$					
$A^{*/3} + A^{*/3}_{2}$					
где <i>К'</i> _{max} —значение <i>К'</i> , при котором распределение					
$d\sigma/dR'$ имеет максимум. N ¹⁴ является бомбардирующим					

ионом во всех случаях.

Сводка измерений угловых распределений в реакциях передачи нейтрона типа (N¹⁴, N¹³)

Значение $R' = R'_{\text{max}}$, соответствующее максимуму дифференциального сечения, равно расстоянию между ядрами, на котором наиболее вероятна передача нейтрона. Следует отметить, что $\frac{d\sigma}{dR'} = \frac{d\sigma}{d\omega} \sin^3 \frac{\theta}{2}$ и что результатом такого анализа является смещение максимума углового распределения в сторону больших углов. По-прежнему мы преднолагаем, что местоположение тяжелого иона в каждый момент до и после реакции передачи достаточно хорошо описывается классической кулоновской траекторией, а также, что квантовый характер процесса передачи нейтрона не сказывается существенно на характере траектории. Положительный результат такого рассмотрения заключается в том, что оценивается величина $R' = R'_{\text{max}}$, при которой $\frac{d\sigma}{dR'}$ имеет максимальное значение. Эту величину можно интерпретировать как расстояние ядерного взаимодействия. Зная R'_{max} , можно рассчитать величину параметра r_0 : $r_0 = R'_{\text{max}} \frac{1}{A_1^{1/3} + A_1^{1/3}}$.

В табл. III перечислены реакции передачи нейтрона, для которых были измерены угловые распределения, там же указаны величины r_0 , оцененные из графиков зависимости $\frac{d\sigma}{dR'}$ от R'. Видно, что, по крайней мере, при энергиях тяжелых ионов выше кулоновского барьера, реакции передачи имеют место, когда ядра находятся друг от друга на расстояниях, соответствующих $r_0 \sim 1.5 f$, что совпадает с оценками для этого параметра на основе данных по ядерным реакциям и близко к той величине, которая обычно вычисляется по данным работ с нейтронами. Однако результаты Тота ²⁹ приводят к величинам r_0 , близким к 2,0 f. Неясно, обусловлено ли это различие в результатах малым атомным номером мишени или тем, что в опытах Тота исследовались случаи, когда оба ядра остаются в основном состоянии, или какими-либо другими причинами.

Несколько слов о роли возбужденных состояний в реакциях передачи нейтрона. Ядро N¹³ имеет одно преимущество в таких исследованиях. заключающееся в том, что все его возбужденные состояния нестабильны относительно испускания протона. Так что всякий раз, если наблюдается ядро N¹³, оно наверняка образовалось в основном состоянии. Измерив спектр ядер N¹³ по пробегам, можно оценить, до какой степени возбужденными оказываются остаточные ядра. В работе Халберта и Цуккера²⁴ при энергии ионов азота, равной 27 Мэв, было найдено, что ядро-продукт Mg²⁶ в заметном числе случаев оказывается возбужденным вплоть до 7 Мэв. Хаббард и Меркель² обнаружили, что при облучении Al²⁷ ионами N¹⁴ с энергией 140 Мэв остаточные ядра Al²⁸. как правило, возбуждены до 20÷30 Мэв. Бомбардируя золото ионами азота с энергией 123 Мэв, Мак-Интайр и др. 26, нашли, что возбужденные в результате реакции уровни остаточных ядер Au¹⁹⁴ группируются около наиболее вероятной энергии возбуждения ~5 Мэв и имеют заметный выход вплоть до энергии возбуждения ~14 Мэв. Тот 28 в своих опытах по изучению реакции N¹⁴ (N¹⁴, N¹³)N¹⁵ при более низких энергиях имел возможность регистрировать переходы в основное состояние ядер N¹⁵. Он обнаружил, что в большинстве случаев ядра-продукты образуются в основном состоянии, и измерил угловое распределение ядер N¹³ только для таких реакций.

Теория реакций передачи нейтрона впервые была развита Брейтом и Эбелем ³⁰, которые рассмотрели простой подбарьерный переход нейтрона от одного ядра к другому. Они показали, что угловое распределение для такой реакции должно иметь вид:

$$\sigma(\theta) \sim \frac{1}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} \exp(-\alpha R').$$
 (13)

R' было определено выше; $\alpha = \left(\frac{2mI}{h^2}\right)^{\frac{1}{2}}$, где I — энергия связи передаваемого нейтрона, m — его масса. Это выражение для $\sigma(\theta)$ передает основные черты ²⁴ углового распределения N^{13} для реакции $Mg^{25}(N^{14},N^{13})Mg^{26}$ и находится в согласии, особенно при малых энергиях, с общей тенденцией данных²⁶ при больших R' в распределении $\frac{d\sigma}{dR'}$ для реакции $Au^{197}(N^{14},N^{13})Au^{198}$ (большие R' соответствуют малым углам в системе центра масс).

Полное сечение реакции передачи нейтрона, рассчитанное Брейтом и Эбелем, имеет вид:

$$\sigma_{\rm ff} = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{\hbar}{Mv}\right)^2 \frac{1}{\alpha^2 \lambda_1 \lambda_2} \left(\frac{aa_1}{1 + aa_1}\right)^2 \left(\frac{aa_2}{1 + aa_2}\right)^2 \exp\left[-2\alpha \left(2a' - a_1 - a_2\right)\right]. (14)$$

Здесь a_1 и a_2 — радиусы ядер, λ_1 и λ_2 — логарифмические производные радиальной части волновой функции нейтрона,

$$a' = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E} = \frac{R'}{1 + \operatorname{cosec} \frac{\theta}{2}}$$

Экспоненциальная часть выражения (14) была рассчитана Лифшицем ³¹ несколько упрощенным способом, основанным на предположении о передаче нейтрона между двумя точечными ядрами:

$$\sigma_{\rm T} \sim \exp\left[-2a'2\alpha\right]. \tag{15}$$

Последнее выражение совпадает с экспоненциальной частью (14), если $a_1 = a_2 = 0$. Распространение Гольданским ³² расчетов Лифшица на случай обменной передачи будет рассмотрено в следующем разделе. Рассчитанная величина полного сечения σ_T не согласуется с измеренными значениями, и это побудило Брейта и Эбеля учесть возможность виртуального кулоновского возбуждения, предшествующего процессу передачи ³³. Таким образом расчетное значение полного сечения было приведено в разумное согласие с опытом; однако рассчитанное угловое распределение не воспроизводит наблюдаемое в опытах. В целом Брейт констатирует ²⁷, что возможность рассчитать приведенные ширины для состояний, возбуждаемых при реакции передачи, несколько сомнительна. Недавно Брейтом ²⁷ был сделан обзор теоретических работ по реакциям передачи нейтрона. Мы отсылаем читателя к этой статье, в которой предмет обсужден всесторонне.

Д р у г и е р е а к ц и и п е р е д а ч и. После ранних работ с использованием пучков относительно малоэнергичных тяжелых ионов, в которых были изучены реакции одиночной передачи, появление ускорителей, рассчитанных на большие энергии ионов, сделало возможным изучение реакций множественной и сложной передачи. Принципиально такое изучение можно было проводить и при низких энергиях бомбардирующих частиц в тех случаях, когда эти реакции энергетически возможны. Однако большие отрицательные величины Q этих реакций и, следовательно, малые сечения сделали бы слишком затруднительным их наблюдение с помощью экспериментальной методики, которая сейчас используется для такого рода исследований.

Реакция передачи двух нейтронов ядру N¹⁴ приводит к образованию изотопа N¹⁶ с периодом полураспада 7,5 сек. В опытах Карнаухова и др.³⁴ этот изотоп получался в результате облучения ионами N¹⁴ мишеней из LiF, Al и Cu. Этот факт, а также то, что пробег ядер N¹⁶ намного больше пробегов продуктов реакций, идущих через составное ядро, привели авторов к заключению, что в самом деле имеет место передача двух нейтронов от ядра-мишени ядру N¹⁴. Они нашли, что сечение такой реакции в интервале энергий от 92 до 55 М зв (причиной такого энергетического разброса была большая толщина мишенсй) очень мало. Они определили также, что выход изотопа N¹⁶ пропорционален энергии связи двух последних нейтронов в ядрах мишени. Таким образом, они заключили, что изотоп N¹⁶ при облучении LiF образуется, в основном, за счет лития. Карнаухов и др. приводят значение сечения только для реакции с литием. Мы умножили эту величину на отношение выходов на один атом в Си и Аl к величине выхода для лития и получили значения сечений для этих элементов, которые включены в табл. IV.

Пинаджян ³⁵ исследовал реакцию Al²⁷ (N¹⁴, O¹⁴) Mg²⁷ обменной передачи протона и нейтрона при энергии бомбардирующих ионов 27 *Мэв.* Сечение этой реакции так мало, что он был в состоянии фактически измерить лишь выход для толстой мишени. Довольно надежная оценка выхода, как функции энергии, позволила ему заключить, что сечение равно 2 ± 1 мбарн.

Реакция обмена протоном и нейтроном подобна обмену нейтронами между двумя ядрами, рассмотренному теоретически Гольданским³². Он предположил, что такие реакции могут привести к возбуждению низколежащих уровней с очень большими спинами. Гольданский развил рассмотрение Лифшица³¹ для точечных ядер в случае обмена нейтронами. Он нашел, что сечение для такого процесса пропорционально

$$\exp\left[-2a'\cdot 2\left(\alpha_1+\alpha_2\right)\right],\tag{16}$$

			-	
Реакция	Вид передачи	Энергия иона в лаб. системе координат	Сечение, мб	Литера- тура
Al ²⁷ (N ¹⁴ , N ¹⁶)*)	2 n	Сечение интегриро-	0,01	34
Cu (N ¹⁴ , N ¹⁶)	2 n	валось от 55 <i>Мэв</i> до 92 <i>Мэв</i>	0,15	34
Al ²⁷ (N ¹⁴ , O ¹⁶) Mg ²⁷	р, п-обмен	27 Мэв	0,002	35
O ¹⁶ (N ¹⁴ , F ¹⁸) C ¹²	а или дейтон (или оба)	26 Мэв	1,5	37
Al ²⁷ (O ¹⁶ , N ¹³) Cu (O ¹⁶ , N ¹³)	р, 2 п или	10 Мэв/нуклон	4,0 4,7	38 88
Sn (O ¹⁶ , N ¹³) Sn (N ¹⁴ , C ¹¹)	а, р-обмен	Даны сечения для толстой мишени	$1,4 \\ 4,2$	38 38
Al ²⁷ (O ¹⁶ , C ¹¹) Cu (O ¹⁶ , C ¹¹) Sn (O ¹⁶ , C ¹¹)	$\left\{\begin{array}{cc}2p,3n\\\text{или}\\\alpha,n\end{array}\right\}$	10 <i>Мэв/нуклон</i> . Да- ны сечения для толстой мишени.	2,3 2,9 0,8	38 38 38
*) Одланочного ди				

						Таблица	IV
Измеренные	сечения	реакций	многократной	и	сложной	передачи	

*) Остаточное ядро не указывается, когда его идентификация недостаточно определенна. Во всяком случае, точная природа ненаблюденного остаточного ядра не является здесь первостепенной.

где $a_1 = \left(\frac{2mI_1}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ и $a_2 = \left(\frac{2mI_2}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}}$, I_1 и I_2 — энергии связи нейтронов в двух ядрах. Сечение реакции обмена нейтронами по оценке Гольданского должно быть порядка $1 \div 10$ мбарн. Экспериментальный результат, **2** мбарн, для случая обмена протоном и нейтроном находится в хорошем согласии с этим предсказанием.

При облучении Li⁷ ионами азота с энергией 15,6 Мэв (лабораторная система координат) Алхазов с сотрудниками ³⁶ наблюдали образование F¹⁸ и N¹⁶. На основании большого выхода F¹⁸ и по данным для сечения образования этого изотопа при облучении других мишеней они заключили, что сечение образования F¹⁸ при энергии, равпой кулоновскому барьеру, увеличивается с уменьшением энергии связи а-частицы в ядрах мишеней. Авторы также заключили, что F¹⁸ может быть образован в результате захвата α-частицы ядром N¹⁴. При облучении Li⁷ и некоторых других мишеней ионами азота изотоп F18 может получиться в результате испарения легких фрагментов из составных ядер. Поэтому неясно, выход какой части ядер можно приписать механизму передачи а-частицы. В другом случае, при облучении О¹⁶ ионами N¹⁴ образование F¹⁸ в результате испаре-ния менее вероятно. Рейнольдсом и др.³⁷ было отмечено, что реакцию O¹⁶(N¹⁴, C¹²)F¹⁸ можно представить как передачу α-частицы ядру азота или дейтона ядру кислорода или как оба эти процесса вместе. Они нашли, что такая реакция имеет заметное сечение порядка 1,5 мбарн при энергии ионов N¹⁴ равной 26 Мэв.

Итак, при малых и средних энергиях велика вероятность процессов простой передачи. При энергиях ненамного выше кулоновского барьера такие реакции имеют полное сечение от 1 до 30 *мбарн*, в то время как более сложные реакции передачи, такие как обмен протоном и нейтроном или передача двух нейтронов имеют очень малые сечения. Кроме того, имеется несколько случаев, для которых механизм реакции неясен. При более высоких энергиях, порядка 10 *Мэе* на нуклон, Кауфманом и Вольфгангом ³⁸ были получены доказательства существования более сложных реакций передачи. Они нашли, например, что при облучении ионами O¹⁶ мишеней из алюминия, меди и олова образуется изотоп N¹³ с сечением 4,0; 4,7; 1,4 миллибарна соответственно. Сечения образования C¹¹ на этих же мишенях 2, 3; 2,9 и 0,78 *мбарн*. Эти реакции описываются авторами как передача *p*, 2*n* и 2*p*, 3*n* от ядра кислорода ядру мишени, либо, возможно, (*p*, α)-обменные передачи и (*α*, *n*)-двойные передачи. Очевидно, что эти реакции имеют значительно большие сечения, чем подобные реакции при меньших энергиях. Авторы объясняют это возрастанием роли больших угловых импульсов при высоких энергиях. С качественной классической точки зрения при большой величине углового импульса центробежные силы препятствуют полному слиянию двух сталкивающихся ядер. Поэтому в момент соприкосновения ядра могут обменяться нуклонами и ядерными фрагментами. Авторы назвали такой механизм «передачей при контакте».

Результаты опытов по реакциям множественной и сложной передачи приведены в табл. IV.

Почти все упоминавшиеся до сих пор данные относительно реакций передачи были получены радиохимическим путем. Различные мишени облучались тяжелыми ионами, радиоактивные продукты реакций выделя-

лись химически, по периоду полураспада, энергии распада, методом ядер отдачи или при помощи комбинации этих методов. Недавно Андерсон и др.³⁹ применили принципиально новый подход. Они наблюдали продукты реакций ионов кислорода с энергией 160 *Мэв* на алюминии. Методика, включающая телескоп из пропорционального и сцинтилляционного счетчиков, позволяла по величи-

не произведения $\frac{dE}{dx}E$ различать многие виды тяжелых фрагментов и измерять их энергетические спектры. Было найдено, что сечение образования тяжелых продуктов от лития до фтора очень велико. Результаты этой работы привеТаблица V

Полные сечения образования ядерных фрагментов при бомбардировке Al²⁷ ионами кислорода с энергией 160 Мэв ³⁹

Продукт реакции	Сечение, мбарн
ФторКислород (неупругий) АзотУглерод Бор Бериллий Литий	$\begin{array}{c} 30 \\ 150-300 \\ 170 \\ 210 \\ 60 \\ > 20 \\ > 30 \end{array}$

дены в табл. V. Сечение образования фтора сравнимо по величине с сечениями реакций простой передачи (в данном случае передачи протона). Экспериментальный метод не позволяет дискриминировать различные изотопы данного элемента, ядра которого регистрировались телескопом. Однако сравнение с данными Кауфмана и Вольфганга показывает, что из всего количества ядер азота, получающихся в реакции, на ядра N¹³ приходится лишь 2% и только 1% получающихся ядер углерода принадлежит С¹¹. Кроме того, Андерсон и др. нашли, что угловые распределения получающихся ядер углерода, кислорода и азота имеют резкий максимум в направлении пучка. Авторы предполагают, что механизм реакции включает фрагментацию налетающего ядра вблизи ядра мишени. Сравнение с радиохимическими данными указывает, что стабильность ядра сильно влияет на величину сечения его образования. Следует, однако, иметь в виду, что радиохимические данные ³⁸ представляют усредненное сечение для «толстой мишени» (толщина авторами не определяется). В то же время с помощью телескопа счетчиков³⁹ получены результаты для тонкой мишени. Частично расхождение данных можно объяснить сильной энергетической зависимостью сечения этих реакций. Чтобы более полно понять механизм реакций множественной и сложной передачи, необходимы дальнейшие опыты.

Механизм «шрапнель-эффекта», предложенный Чаккеттом и др.⁴⁰, вероятно, подобен тому, который мы только что описали. Гинотеза «шрапнель-эффекта» предполагает, что при сильном сближении ядер N¹⁴ и Al²⁷ налетающее ядро, N¹⁴, разваливается на α-частицы и нуклоны; некоторые из этих фрагментов поглощаются затем ядром мишени. Опыты выполнялись при очень неблагоприятных обстоятельствах с использованием пучка ускоренных ионов азота с широким энергетическим спектром, поэтому данные не очень ясны. Уэбб и др.⁴¹ нашли, что «шрапнель-эффект» не является вероятным механизмом для реакций при энергиях вблизи кулоновского барьера. Парфанович и др.⁴² и Барабошкин и др.⁴³ заключили, что при больших энергиях во взаимодействиях N¹⁴ с ядрами эмульсии или золота наличие «шрапнель-эффекта» не очевидно.

Имеются указания, что сечения фрагментации, полученные Андерсоном и др., уменьшаются с возрастанием атомного номера ядра мишени. Это может быть обусловлено увеличением радиуса ядра или уменьшением эффективного углового импульса из-за возрастания кулоновского барьера. Если это так, то, возможно, имеется некоторая связь между гипотезой «шрапнель-эффекта» Чаккетта и механизмом фрагментации, предложенным Андерсоном и др.

Имеется еще одна причина, затрудняющая интерпретацию реакции передачи при больших энергиях. Ядро-продукт такой реакции может оказаться возбужденным настолько, чтобы при снятии возбуждения испустить нуклоны или α-частицы. Важность такого эффекта при реакции передачи двух нейтронов впервые отметили Карнаухов и др.³⁴ и для случая сложной передачи — Цуккер⁴⁴. Например, образование N¹³ при облучении разных мишеней ионами О¹⁶ может быть результатом двухступенчатой реакции: вначале ядро кислорода подхватывает протон, образуя ядро F¹⁷, которое может оказаться возбужденным и распадется путем испускания α-частицы, в результате чего получается ядро N¹³. Экспериментальные доказательства изложенных соображений очень неубедительны и, как было сказано выше, существуют липь для случая возбуждения ядра, захватившего нейтрон. Возбуждение в этом случае может быть заметным (порядка 20-30 Мэв при высоких энергиях налетающих ионов). Могут ли также оказаться возбужденными ядра, отдавшие частицы в результате реакции, не было показано ни в одном опыте. Очевидно, это и не может быть сделано до тех пор, пока для опыта используется реакция (N¹⁴, N¹³). Однако Каммури⁴⁵ предположил, что согласно Коэну⁴⁶ удаление нуклона не должно оставлять ядро сильно возбужденным, так как трудно возбудить высокие дырочные уровни. Исследование реакций передачи типа (С12, С11) или (О16, О15) может дать важные указания относительно этого.

IV. РЕАКЦИИ С ОБРАЗОВАНИЕМ СОСТАВНОГО ЯДРА

В этом разделе мы рассмотрим реакции с тяжелыми ионами, в которых сливается бо́льшая часть ядерной материи. Образованная таким образом возбужденная ядерная масса переходит в невозбужденное состояние путем испускания γ-лучей и легких частиц, таких, как нуклоны, дейтоны, тритоны, α-частицы. Сразу же возникает вопрос об использовании термина «составное ядро». Это выражение было предложено для описания составной системы, которая существует в течение времени значительно бо́льшего по сравнению со временем, необходимым для прохождения нуклоном расстояния, равного диаметру ядра. Узость резонансов, наблюдаемых в реакциях поглощения медленных нейтронов, рассматривается как доказательство того, что составное ядро на самом деле существует в течение длительного времени и что, следовательно, энергия возбуждения равномерно распределяется среди многих нуклонов. Введение понятия «составное ядро» и его математическое оформление в виде формулы Брейта— Вигнера оказалось очень полезным при интерпретации (*p*, γ) резонансов и даңных по медленным нейтронам.

Гипотеза составного ядра иногда применяется без достаточных оснований в случаях, когда нет других простых теорий ядерных реакций. Со временем это выражение стало распространенной фразой, означающей положение неизвестности, в то время как в действительности оно имело определенное значение в своей первоначальной форме. Недавно было обнаружено, что многие ядерные процессы идут через прямое взаимодействие и не могут описываться с точки зрения гипотезы составного ядра. На практике реакции не обязательно четко разделяются по определенным категориям. Чаще они идут частично через составное ядро, а частично через прямое взаимодействие. Хотя такая терминология имеет некоторый физический смысл и без сомнения наглядна, она ни в коем случае не является строгим методом рассмотрения ядерных реакций. В дальнейшем гипотеза составного ядра стала служить для описания всех процессов, о действительном механизме которых мы мало знаем.

Такое положение встречается также и в реакциях с тяжелыми ионами. Несколько авторов предложили, например, разные названия для случая, когда ядро азота попадает в ядро алюминия или золота. Появились такие выражения, как «ядро-конгломерат» или «составная система». но они не получили большого распространения. Поэтому в дальнейшем выражение «реакция с образованием составного ядра» будет употребляться, чтобы обозначить реакцию с тяжелым ионом, при которой сливаются два ядра, и испускаются легкие фрагменты, снимающие возбуждение. Образуют ли в действительности два ядра составное ядро, которое существует длительное время и достигает теплового равновесия,— неясно. Ответ на этот вопрос не может быть получен посредством измерения ширины резонансов, как это было сделано в случае медленных нейтронов. Несмотря на эти ограничения, из данных по тяжелым ионам можно получить полезные сведения, если рассматривать реакции идущими через составное ядро в тепловом равновесии.

Другие механизмы реакций, конечно, возможны и могут затруднить применение гипотезы теплового равновесия. Можно говорить о локальнонагретых системах, в которых частицы испускаются перед тем, как энергия возбуждения распределится между всеми нуклонами. Можно также рассматривать «шрапнель-эффект», который будет приводить к образованию легких продуктов реакций наряду с составным ядром, состоящим из ядра мишени и части бомбардирующей частицы. Можно видеть, что все эти механизмы значительпо более сложны. По сравнению с механизмом составного ядра, их более трудно идентифицировать экспериментально и исследовать теоретически.

Составное ядро, образующееся в реакциях с тяжелыми ионами, очень сильно возбуждено. Даже при низких энергиях налетающих частиц, например с N¹⁴ при энергии 25 *Мэв*, составные ядра возбуждены приблизительно до 40 *Мэв*. Обычно предполагается, что при таких высоких возбуждениях энергетические уровни составного ядра перекрываются. К тому же даже небольшой разброс пучка ионов по энергии приведет к образованию составных ядер во многих смежных состояниях возбуждения. Перекрытие уровней и высокое возбуждение делают правдоподобным предположение о случайных фазах в каналах распада. Поэтому для описания процесса снятия возбуждения в составном ядре может быть применена статистическая модель. Как будет видно далее, описанная картина находится, по-видимому, в соответствии с экспериментальными результатами при энергии налетающих частиц от 15 до 100 Мэв. Однако при самых высоких энергиях тяжелых ионов, $\sim 10~M_{36}/нуклон$, имеются доказательства того, что очень большие угловые импульсы влияют либо на образование составного ядра, либо на его распад, либо на то и другое. Ясно, что при более низких энергиях продукты так называемых процессов прямого выбивания, образующиеся при облучении протонами, будут получаться с малой вероятностью в реакциях с тяжелыми ионами вследствие малой скорости налетающей частицы. Кроме того, прямые процессы, эквивалентные захвату или срыву и приводящие к образованию легких фрагментов, которые трудно отличить от продуктов снятия возбуждения составного ядра, имеют малые сечения.

В рамках предыдущего обсуждения мы будем предполагать, что тяжелые ионы действительно создают составные ядра в тепловом равновесии и что реакция имеет следующие характеристики:

1) Составное ядро образуется относительно сильно возбужденным (энергия возбуждения ~50 *Мэв*).

2) Его свойства не зависят от способа образования из-за случайного характера фаз перекрывающихся уровней.

3) Снятие возбуждения составного ядра может описываться статистической моделью⁴⁹.

Выражение для сечения реакции A(a, b)B имеет вид:

$$\sigma(a, b) = \sigma_c(a) \frac{\Gamma_b}{\Gamma}, \qquad (17)$$

где $\sigma_c(a)$ — сечение захвата бомбардирующей частицы *а* ядром *А* и $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$ — сумма всех открытых каналов, включая Γ_b . Символ Γ здесь связан со средним временем жизни составного ядра соотношением $\Gamma_i = \frac{\hbar}{\tau_i}$ и $\frac{\Gamma_i}{\hbar}$ — скорость распада по каналу *i*. Значение $\sigma_c(a)$ для тяжелых ионов может быть оценено более или менее приблизительно, но его обычно получают из анализа экспериментальных результатов. Остается подсчитать соотношение ветвей распада Γ_b/Γ . Это может быть выполнено при помощи: 1) статистической гипотезы, заключающейся в предположении, что распад составного ядра зависит только от углового импульса, энергии и четности системы и не зависит от способа его образования, и 2) теоремы взаимности.

Вероятность испускания частицы *b* из составного ядра пропорциональна

$$K_b^2 \sigma_c(b) \cdot w(\mathcal{E}_{\max} - \mathcal{E}) d\mathcal{E}.$$
(18)

Величина $\sigma_c(b)$ — сечение захвата частицы b остаточным ядром, \mathscr{E} энергия канала, \mathscr{E}_{max} — $\mathscr{E} = E_e$ —энергия возбуждения остаточного ядра и ω — плотность уровней остаточного ядра при энергии возбуждения E_e . Применение соотношения (18) к энергетическим спектрам легких частиц, испускаемых в ядерной реакции, дает сведения о плотностях уровней и их энергетической зависимости. Значение σ_c может быть достаточно надежно оценено с помощью потенциалов оптической модели, хотя на практике энергия испущенных частиц значительно выше кулоновского барьера, так что для σ_c достаточно хорошим является приближение непрозрачного ядра⁵⁰.

Для анализа функций возбуждения следует проинтегрировать уравнение (18) по всей области &. Вероятность образования остаточного ядра

В пропорциональна

$$\frac{2M_b}{\hbar^2} \int_0^{\mathcal{C}_{\max}} \mathcal{E}\sigma_c(b) w(E_e) d\mathcal{E}.$$
 (19)

Чтобы учесть конкурирующие реакции, уравнение (19) должно быть поделено на сумму подобных выражений, учитывающих все возможные способы снятия возбуждения.

Вайскопф⁵¹ вывел формулу для плотности уровней, основанную на простой термодинамической аналогии:

$$\omega = C \exp 2\sqrt{aE_e}.$$
 (20)

В этой формуле постоянная a определяет энергетическую зависимость илотности уровней, в то время как постоянная C определяет се абсолютное

значение, которое зависит от четности ядер, а также их оболочечной структуры. Ядерная температура связана с постоянной *a* соотношением $E_e =$ $= aT^2$. Более точные, а также и более сложные выражения для плотности уровней были получены Лангом и Ле-Кутером ⁵²⁻⁵⁴ и Ньютоном ⁵⁵. Однако качественные особенности всех их можно проследить в простейшем представлении, в виде выражения (20).

И н терпретация экспериментальных результатов. Экспериментальные результаты относительно реакций, идущих через составное ядро, трактуются в нескольких аспектах, чтобы получить из них физическую ивформацию. Мы приводим здесь перечень этих результатов и на конкретных примерах показываем, какие



Рис. 5. Функции возбуждения реакций с углеродом и кислородом в V⁵¹ и Nb⁹³. Кривая возбуждения реакции Nb⁹³ (C¹², 2*n*) Ag¹⁰³ обнаруживает характерную плоскую форму после максимума при 45 *Мев*⁵⁶.

выводы из них следуют. Из-за недостатка места мы не можем представить ни все экспериментальные данные, ни все попытки интерпретировать их. Мы ограничимся лишь типичными случаями, которые знакомят с положением дел в этой области.

а) Формы функций возбуждения. Реакции, идущие через составное ядро, имеют характерные формы функций возбуждения. Экспериментальные результаты могут быть сравпены с теоретическими кривыми. Различия между ними могут дать некоторые указания относительно механизма реакций. Функции возбуждения реакций с тяжелыми ионами могут быть сравнены и с функциями возбуждения реакций с протонами или α -частицами, идущих через то же самое составное ядро. Такое сравнение также может внести ясность. Карамян и Плеве⁵⁶ опубликовали характерные функции возбуждения реакций V⁵¹+O¹⁶, которые показаны на рис. 5 вместе с кривой для реакции Nb⁹³(C¹², 2n)Ag¹⁰³. Сечение этих реакций,

например V⁵¹(O¹⁶, 2n)Ga⁶⁵, имеет порог, обусловленный кулоновским барьером при энергии возбуждения $\sim 38~M$ эв, медленно увеличивается до максимума в 50 мбарн около 52 Мэв и затем уменьшается из-за конкурирующих реакций, таких, как (O¹⁶, 2pn) и (O¹⁶, 3n), на сечение которых приходится все большая и большая часть полного сечения. При возрастании энергии возбуждения от 40 Мэв до 90 Мэв величина наиболее вероятного числа испущенных частиц изменяется от двух до пяти. Функцию возбуждения реакции $V^{51}(O^{16}, 2n)Ga^{65}$ авторы сравнивают с функцией возбуж-дения реакции Cu^{63} ($\alpha, 2n$)Ga⁶⁵, полученной Поргесом⁵⁷. Обе реакции, вероятно, идут через одно и то же составное ядро Ga⁶⁷. Две функции возбуждения совершенно подобны по форме, по Карамян и Плеве установили, что максимум функции возбуждения реакции с тяжелыми ионами находится при энергии возбуждения составного ядра примерно на 15 Мэв выше, чем в случае реакции с а-частицами. Они предполагают, что этот сдвиг может быть вызван значительно бо́льшим угловым импульсом, имеющимся в первом случае ($\sim 23\hbar$ из уравнения (4)), по сравнению со вторым ($\sim 12\hbar$). Следует отметить, что сдвиг в максимуме может быть по меньшей мере частично обусловлен влиянием увеличивающегося в случае тяжелых ионов кулоновского барьера, который уменьшает сечение реакции при низких энергиях возбуждения. В данном случае функция возбуждения вдвое шире для реакции (α, 2n), чем для реакции (O¹⁶, 2n). Это, вероятно, следствие большей энергии возбуждения в последнем случае. Подобные кривые возбуждения были получены Барабошкиным и др.⁴³ для испарения четырех, пяти и шести нейтронов при бомбардировке золота азотом. Авторы отмечают, что формы кривых приблизительно такие, какие ожидаются из теоретических расчетов 58, за исключением того, что максимумы смещены на ~10—15 *Мэв* в сторону больших энергий. Особенностью функций возбуждения, обнаруженной Карамяном и Плеве ⁵⁶ для реакции Nb⁹³+C¹² и также Карамяном, Герлитом и Мясоедовым ⁵⁹ для реакции V⁵¹+C¹² является то, что сечение реакции (C¹², 2n) не продолжает уменьшаться с увеличением энергии возбуждения. В действительности, что очень удивительно, сечение реакции (C^{12} , 2n) остается на уровне ~ 25 мб в случае V^{51} и ~ 7 мб в случае Nb⁹³. В реакциях, где испаряются более чем два нейтрона, эта особенность не наблюдалась, хотя данные не очень четкие.

Реакции, идущие через составное ядро при облучении углерода ионами С¹², N¹⁴ и О¹⁶, были изучены Тамерсом и Вольфгангом ⁶⁰. Авторы сравнили их с реакциями, вызванными протонами, которые идут через то же самое составное ядро, и не нашли сдвига максимума функций возбуждения обнаруженного Карамяном и Плеве. По их данным скорее реакции с протонами имеют максимумы при больших возбуждениях. Тамерс и Вольфганг нашли, что в реакциях с тяжелыми ионами, по-видимому, иснускание α-частиц более вероятно, чем в реакциях с протонами. Это было обнаружено раньше при меньших энергиях Коэном. Рейнольдсом и Цуккером⁶¹. Тамерс и Вольфганг также отмечают, что высокоэнергичный «хвост», обычно связанный с прямыми процессами в реакциях с протонами, отсутствует в их опытах. Правда, это заключение может быть сделано однозначно для функции возбуждения только одной реакции C¹²(C¹², pn)Na²². Их результаты противоречат сообщениям о наблюдении высокоэнергичного «хвоста» при испарении двух нейтронов. Путем сравнения функций возбуждения можно получить много интересных указаний, касающихся механизма реакций с тяжелыми ионами, приводящих к образованию составного ядра. Однако вследствие большой неопределенности в таких факторах, как 1) проницаемость во входном канале, 2) влияние углового импульса, 3) применимость гипотезы составного ядра — сделать определенные заключения трудно.

б) Сравнение измеренных величин сечений с результатами расчетов. Результаты измерений сечений реакций с тяжелыми ионами могут быть использованы не только для проверки гипотезы о независимости раснада составного ядра от способа его образования, но и для сравнения с предсказаниями статистической модели. Такие модели были предложены, например, Вайскопфом⁵¹ и Джексоном⁵⁸. Метод расчета функций возбуждения с помощью такой модели неоднократно описывался в связи с реакциями на нейтронах или протонах. Недавно он был описан для реакций с тяжелыми ионами Накасимой и др.⁶² и Халбертом и др.⁶³. В этих расчетах стремятся получить совпадение с полными функциями возбуждения или с сечениями при данных энергиях для нескольких конкурирующих реакций с одним и тем же ядром.

Поскольку расчет сечения захвата не точен, иногда выгодно сравнивать только отношения сечений реакций. Но даже отношения трудно оценить однозначно. Результаты расчетов вероятностей конкурирующих реакпий сильно зависят от величины выходного барьера для заряженных частип. испускаемых при малых энергиях. Обычно используются значения проницаемости, полученные согласно модели непрозрачного ядра. С их помощью получаются довольно хорошие результаты в области на несколько Мэв выше барьера. Однако расчеты очень чувствительны к значениям проницаемости вблизи барьера и под ним, как раз там, где эти значения менее всего пригодны. Переходы же с низкой энергией являются самыми вероятными вследствие экспоненциально увеличивающейся плотности уровней остаточного ядра. Вблизи барьера, если испарение нейтронов энергетически невозможно, в рассмотрение должны быть включены вероятности у-переходов, но такие расчеты теоретически очень мало разработаны. Кроме того, расчеты разветвлений были проведены на основе сведений об обратных реакциях. Эти сведения ограничиваются поглощением нейтронов или γ-лучей ядрами в основном состоянии. Механизм испускания частиц из возбужденных ядер не обязательно тот же, что и для невозбужденных ядер, поскольку возбужденные ядра почти всегда деформированы, причем не так, как ядра в основном состоянии. Это особенно важно для случая снятия возбуждения у-лучами, где обычно считают, что при поглощении у-лучей существенен только гигантский резонанс. Однако при излучении из возбужденных ядер положение может оказаться совсем другим.

Другие неопределенности также имеют место. Они связаны с оценкой илотности уровней остаточного ядра и могут быть, по существу, выражены через неопределенности в значениях постоянных *С и а* в уравнении (20). Когда используется более сложная формула, появляются дополнительные трудности. Значения постоянных зависят от оболочечных эффектов, четности, вообще от деталей ядерной структуры.

На практике главной целью сравнения сечений реакций с результатами статистического расчета является получение значений параметров для плотности уровней, которые могут быть сравнены со значениями, полученными из других экспериментов. Таким образом может быть получена некоторая информация о структуре ядер. К сожалению, имеется так много переменных, которые не совсем понятны и во многих случаях трудны для математической обработки, что выводы всегда остаются предположительными. Наиболее полными являются расчеты Накасима и др.⁶², которые получили достаточно хорошее согласие с функциями возбуждения реакций C¹²+N^{14 64}. Оказалось, что теоретическое предсказание для веролтности испарения двух α-частиц слишком мало, но это может быть обусловлено тем фактом, что в расчетах применялось значение a = (0, 1 + +0.01A) Мэв⁻¹. Это значительно меньше, чем значения a, которые с тех пор были получены из энергетических спектров протонов и а-частиц в подобных реакциях. Этот и другие подобные расчеты ^{61, 28, 64} указывают, что реакции с тяжелыми ионами при малых энергиях, $\sim 30~M$ ж, можно рассматривать как реакции, идущие через составные ядра. Накасима ⁶⁵ пришел к заключению, что «шрапнель-эффект», вероятно, не существенен при этих энергиях. Находятся ли составные ядра в теплоеом равновесии и распадаются ли они статистически — это вопросы, которые не могут сейчас рассматриваться как решенные.

Недавно были проведены расчеты по методу Монте-Карло. Были получены результаты для продуктов испарения из составных ядер в области 45 < A < 75 для реакций с нейтронами, протонами и а-частицами. Этот подход кажется многообещающим, но никаких расчетов для реакций с тяжелыми ионами еще не сделано.

Замечательный, но еще не объясненный факт наблюдался Бейдоном и др.⁶⁷ при бомбардировке изотопов меди ионами N¹⁴ и O¹⁶ и Пинаджян и Халбертом ⁶⁸ в реакциях K³⁹+N¹⁴. В обоих случаях наблюдаемые остаточные ядра имеют массы, очень близкие к массе составных ядер. Другими словами, испаряется не так много частиц, как следовало бы ожидать согласно статистической теории или по измеренным спектрам частиц в N—Al или N—O реакциях. Для объяснения этого факта были выдвинуты два предположения: 1) местный нагрев ядерной материи может создать малые области с высоким возбуждением, из которых испускаются очень энергичные частицы и 2) γ -излучение может быть значительно более вероятным, чем это обычно считается. Эти явления, возможно, связаны с плавными функциями возбуждения, о которых сообщил Флеров⁴.

в) Спектры и угловые распределения продуктов реакций. Из энергетических спектров и угловых распределений легких частиц, испущенных в реакциях с тяжелыми ионами, могут быть получены различного рода сведения относительно процесса снятия возбуждения составных ядер. Под легкими частицами мы подразумеваем протоны, нейтроны, α-частицы, дейтоны и т. д., и в некоторых специальных случаях γ-кванты.

Самая ранняя работа такого рода была выполнена Парфановичем, Рабиным и Семчиновой⁴², которые облучали ядерные эмульсии ионами азота с энергией до 130 Мэв и измерили энергетические и угловые распределения протонов и а-частиц в 198 звездах. Семьдесят из этих звезд произошли от «тяжелых» компонент эмульсии Ag, Br и 128 от «легких» компоненг C,N,O. Они и позднее Флеров⁴ сделали несколько замечаний относительно этого опыта: 1) В случае «тяжелых» звезд испускается в 1,5 раза больше а-частиц, чем протонов. Это указывает на то, что процесс не является простым снятием возбуждения составного ядра. 2) В случае «тяжелых» звезд а-частицы имеют сильный максимум в направлении вперед. 3) Протоны в «тижелых» звездах обнаруживают легкий максимум в направлении вперед, в то время как протоны в «легких» звездах испускаются изотропно. Из этих фактов авторы делают заключение, что в их опытах «прапнель-эффект», по-видимому, отсутствует. Средняя энергия а-частицы согласно картине «шрапнель-эффекта» в четыре раза больше энергии протона, а барьер для проникновения а-частицы в ядро только вдвое больше, чем для протона. Следовательно, согласно гипотезе «шрапнель-эффекта» должно быть протонов больше, чем α-частиц, особенно в направлении вперед, в то время как наблюдается противоположный эффект. Фремлин и Лилль⁶⁹ облучали серебро азотом в довольно широком диапазоне энергии. Они наблюдали более чем двойной избыток протонов над а-частицами в области углов от 45 до 170° в системе центра масс. Распределения и протонов, и а-частиц обнаруживают максимум в направлении вперед и не симметричны относительно 90°.

Совсем недавно Нокс и др.⁷⁰ измерили энергетическое и угловое распределение а-частиц при облучении Ni ионами кислорода с энергией 160 Мэв. Они обнаружили. что угловое распределение, по-видимому, симметрично относительно 90° в системе центра масс, особенно для а-частиц с низкими энергиями. Угловое распределение а-частиц имеет вид 1/sin 0, что, по мнению авторов, является следствием быстрого вращения составных ядер. Распределение 1/sin в как раз то, которое ожидается при случайном испускании частиц из вращающегося тела. Для высокоэнергичных частиц оно, по-видимому, асимметрично: больше а-частиц испаряется в направлении вперед, чем назад.

Из результатов трех цитированных выше опытов очевидно, что прежде, чем можно будет сделать какое-либо определенное заключение, необходимы более обширные экспериментальные исследования. Все наблюдения, по-видимому, дают достаточно доказательств существования направленного вперед максимума в распределении α-частиц, особенно при больших энергиях α-частиц. Вопросы о симметрии относительно 90° и о величине отношения числа протонов к числу α-частиц нельзя считать решенными в данное время.

В упомянутых выше экспериментах делались попытки выяснить вопрос о механизме реакций, имеющих место при взаимодействии высокоэнергичных тяжелых ионов с ядрами. Опыты с тяжелыми ионами с относительно низкой энергией, проведенные Ок-Риджской группой, были предприняты главным образом с целью исследовать плотности уровней ядер, ядерные температуры и детали процесса сиятия возбуждения ядер, возбужденных до $30-40 M_{36}$. Орбитальные угловые импульсы в этих реакциях, рассчитанные по полуклассической точке поворота (выражение (4)) не превышают $\sim 10\hbar$, в то время как для тяжелых ионов с большей энергией они достигают $50\hbar$. К вопросу о влиянии углового импульса мы вернемся в конце этого раздела.

При низких энергиях были измерены ⁷¹⁻⁷⁵ спектры протонов, дейтонов и а-частиц при облучении азотом Li⁶, Li⁷, Be⁹, C¹², N¹⁴, O¹⁶, Al²⁷. В последних двух случаях были также получены угловые распределения в передней полусфере. Энергетический спектр в этой серии измерений анализировался на основе простой статистической модели — вероятность перехода для частицы в канале с энергией & дается уравнением (18). Если предположить, что плотность уровней имеет зависимость в виде $\sqrt{E_e}$ как в уравнении (20), то график зависимости $\frac{\log N(\delta)}{\delta \sigma_c}$ от $\sqrt{E_e}$ должен быть прямой линией. Такие прямые линии были действительно получены, как это следует из рис. 6, например, для реакции N+Al. Таким путем был получен ряд значений *a* (уравнение (20)). Они приближенно обнаруживают

зависимость от атомного номера остаточного ядра вида $\frac{A^2}{10}$.

Авторы этих серий работ утверждают, что таким образом могут быть получены удовлетворительные сведения о плотностях уровней и их энергетической зависимости, поскольку прямые взаимодействия, которые затрудняют идентификацию результатов реакций с протонами или нейтронами, не имеют здесь заметного выхода. Серьезными препятствиями для однозначной интерпретации данных являются вопросы «местного нагрева» и испускания вторичных частиц. При более высоких энергиях тяжелых ионов эти два фактора становятся все более важными.

Только что упомянутые эксперименты также дают сведения об относительной вероятности испускания различных частиц, например отношение числа протонов к числу α-частиц, испущенных из составных ядер. Постоянный коэффициент в выражении (18) является произведением нескольких множителей. В простейшем случае можно видегь, что он зависит от массы частицы, ее спина и, может быть, некоего коэффициента формировки, который измеряет вероятность того, что частица способна сделать переход. К тому же относительная вероятность эмиссии будет зависеть от постоянных C и a в уравнении (20). Значение a получается непосредственно из опыта, а значение C может быть установлено посредством расчетов Камерона⁷⁶, по-видимому, с точностью около 50%. В пределах неопределенности в величине постоянной C и ошибки, которая вводится допущениями теории, из экспериментальных данных получается значение коэффициента формировки, равное 1. Другими словами, протоны, дейтоны и a-частицы испаряются с одной и той же вероятностью, если принять в рас-



Рис. 6. Логарифм нормализованного энергетического распределения с-частиц при взаимодействии ионов N¹⁴ с энергией 28 *Мэв* и Al²⁷ в зависимости от корня квадратного из энергии возбуждения остаточного ядра.

Измерения при различных углах в лабораторной системе размещены произвольно 75.

Однако следует помнить, что протоны с энергией 6,7 Мэв находятся значительно ниже кулоновского барьера на Nb⁹³.

В другом опыте, при делении Au¹⁹⁷ ионами O¹⁶ было найдено, что отношение величины сечения образования Cd^{115m} со спином 11/2 к величине образования Cd¹¹⁵ в основном состоянии на 50% больше при энергии ионов 100 *Мэв*, чем при энергии 80 *Мэв*. Это отношение при делении ионами кислорода в 20 раз больше, чем при делении медленными нейтронами. Таким образом, реакции с тяжелыми ионами можно рассматривать как превосходный метод получения метастабильных состояний с высоким спином. [#] При бомбардировке олова ионами С¹² (Карнаухов и Оганесян)⁴ наблюдались каскады ү-лучей с высокой энергией. Авторы объясняют это

чет величину кулоновского барьера, фазовое пространство и плотность уровней остаточных ядер. В этом случае можно ясно видеть, что образуются составные ядра, приходящие к тепловому равновесию, для которых с достаточной уверенностью может быть получена информация о статистическом механизме снятия возбуждения.

Влияние большого углового импульса. Ранее было установлено, что при высоких энергиях тяжелые ионы могут вносить в составные ядра большой орбитальный угловой импульс. Эти эффекты не были исчерпывающе изучены, но отдельные интересные явления наблюдались Московской группой 4. Например, при облучении ионами кислорода с энергией 70 Мэв Se⁸⁰ было получено изомерное состояние Мо^{93 л 77} максимумом сечения в С 250 мбарн. Это в сто раз больше, чем сечение выхода Мо93ⁿ при облучении Nb93 протонами с энергией 6,7 Мэв.

как случай, когда составное ядро бария имеет большой угловой импульс. После испарения нескольких нейтронов ядро бария попадает в «нейтронно-метастабильное» состояние, все еще с большим угловым импульсом. Снятие возбуждения дальнейшей эмиссией нейтронов невозможно. Поэтому ядро переходит в основное состояние за счет испускания каскада ү-лучей.

В другом случае Андерсоном и др.³⁹ была выдвинута гипотеза, что в случае облучения тяжелыми ионами легких мишеней образование составного ядра может быть фактически запрещено вследствие большого углового импульса. Это основывается на том факте, что в реакции O¹⁶ + Al²⁷ тяжелые фрагменты испускаются с такой большой вероятностью, что составляют бо́льшую долю геометрического сечения.

V. ДЕЛЕНИЕ

Вопрос о делении, в сущности, может рассматриваться как часть обширной области ядерных реакций, идущих через ступень составного ядра. Не повторяя того, что было сказано в гл. IV, мы только подтвердим, что при использовании гипотезы составного ядра должна быть проявлена осторожность. Однако мы будем продолжать делать это допущение, так как оно ведет к некоторым ценным результатам при интерпретации экспериментов по делению тяжелыми ионами.

Изучение процесса деления составляет целую область ядерной физики и равным образом физики тяжелых ионов. Здесь имеется и практическая сторона. Получение очень тяжелых элементов с Z > 100 посредством бомбардировки тяжелыми ионами стало важной и очень трудной отраслью ядерной химии. В этой связи важно знать, какую часть полного сечения реакции занимает деление и какую скалывание или некоторый другой механизм, посредством которого могут быть получены очень тяжелые элементы. Выяснению ответа на этот вопрос была, например, посвящена работа Сиккеланда² по измерению функций возбуждения реакции U²³⁸ + C¹².

При изучении деления сильно возбужденных ядер использование тяжелых ионов обеспечивает определенное преимущество, которое не может быть реализовано с энергичными легкими бомбардирующими частицами. Друин, Поликанов и Флеров⁷⁸ правильно отмечают, что вероятность деления сильно зависит от параметра Z²/A делящегося ядра. Но при делении под действием быстрых протонов или нейтронов значение Z²/A в значительной степени является сомнительным, так как прямые взаимодействия могут давать протонные каскады до достижения ядром теплового равновесия. Этот эффект искажает результаты экспериментов, в которых исследуется деление или конкуренция деления со скалыванием. Когда для осуществления деления используются тяжелые ионы, прямые каскады заряженных частиц отсутствуют, и имеет место испарительно-делительный механизм, который легче поддается теоретическому анализу. Вдобавок, вследствие больших угловых импульсов можно получить сведения о делении быстро вращающегося ядра.

В опытах по делению получают: a) кривые возбуждения деления и конкурирующих реакций испарения нейтронов; б) выходы деления (распределение осколков деления по массе и заряду); в) угловое распределение осколков деления. Из этих данных можно получить сведения о систематиках деления и деталях процесса деления.

В ранних исследованиях деления под действием тяжелых ионов было открыто, что сечение этого процесса составляет почти все сечение реакции (85—100%) для мишеней из элементов тяжелее висмута. Действительно, Друин и др.⁷⁹ и Поликанов и Друин⁸⁰ нашли, что функция возбуждения деления висмута и урана под действием ионов углерода, азота и кисло-

¹/4 12 УФН, т. LXXVI, вын. 2

рода очень хорошо аппроксимируется простой формулой для полного сечения реакции

$$\sigma = \pi r_0^2 \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right)^2 \cdot \left(1 - \frac{E_b}{E} \right) \,. \tag{21}$$

Значение $Z_0 \sim 1.5f$ дает хорошее согласие с экспериментальными данными при энергии выше кулоновского барьера. Действительно, уравнение (21), по-видимому, является очень хорошим выражением для полного сечения, измеренного таким образом. Подобные наблюдения при делении золота углеродом были сделаны Гольдбергом и Рейнольдсом². Имея данные о сечениях деления как самого важного процесса в этой области периодической системы, при измерении сечений скалывания можно получить некоторые сведения о зависимости процесса деления от параметра Z^2/A . Именно это имела в виду Московская группа при измерении сечений испарения четы-



Рис. 7. Зависимость логарифма сечения реакции от $Z^{2/A}$ ⁴.

рех и пяти нейтронов из Bi, Th, U и Pu после облучения тяжелыми ионами. На рис. 7 показаны эти сечения в зависимости от параметра Z²/A. Видно, что делимость тяжелых составных ядер связана с этим параметром.

Распределения осколков по массе при облучении Au^{197} и U^{238} ионами азота с энергией 105 *Мэв* были опубликованы Флеровым². В случае золота кривая выхода по массам имеет максимум при $A \sim 100$ и полную ширину на половине максимума около 20 массовых единиц. В случае урана распределение по массам значительно более плавное с максимумом при $A \sim 120$ и шириной по меньшей мере в 50

массовых единиц. Это объясняется тем, что деление золота симметрично, в то время как в случае урана имеет место и симметричное и асимметричное деление.

Результаты измерений угловых распределений осколков при делении тяжелыми ионами еще только начинают публиковаться. Друин и др.⁷⁹ сообщают коэффициенты анизотропии (141°)/(102°) для реакций Au¹⁹⁷ (C¹², f), Au¹⁹⁷(O¹⁶, f) и U²³⁸(C¹², f) в диапазоне энергий бомбардирующих частиц от 66 до 100 *Мэв*. Коэффициент анизотропии увеличивается с увеличением энергии и для деления золота ионами C¹² с энергией 111 *Мэв* достигает такого большого значения, как 1,62. Более поздние результаты могут быть найдены в Трудах второй конференции по реакциям между сложными ядрами³.

VI. САМЫЕ ПОСЛЕДНИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Самые последние результаты в такой быстро развивающейся области, как ядерные взаимодействия с тяжелыми ионами, ко времени их опубликования могут превратиться в обычное явление. Мы приведем только два экспериментальных результата не только потому, что они недавно получены, но также и потому, что они не относятся ни к одному из классов явлений, которые обсуждались в предыдущих разделах.

Первым экспериментом является опыт Бромлея и др.⁸¹, которые измерили сечение упругого рассеяния ионов С¹² на углероде при 90° в системе центра масс в зависимости от энергии бомбардирующих ионов. Аналогичные измерения были проделаны для рассеяния O¹⁶ на кислороде и углероде. Результаты показаны на рис. 8. Можно видеть, что кривая для С—С-системы имеет сложную структуру, для O—С-системы более простую и для O—O-системы почти гладкую. Авторы предполагают, что структура кривой для С—С системы может быть обусловлена некими квазимолекулярными состояниями двух ядер углерода, которые сопровождаются передачей виртуальных нуклонов между ядрами. Отсутствие же структуры

кривой для О—О системы вызвано сильной связью ядра кислорода. Так как передача виртуальных нуклонов должна иметь место между р и *d* оболочками, то в случае О—Осистемы этот процесс запрещен.

Другим недавним реопубликованзультатом, ным Хаббардом и Меркелем⁸², является то, что в реакции передачи нейтрона Аg(C¹², C¹¹)Аg угловое распределение C¹¹ обнаруживает два максимума, из которых более резкий оказывается при нулевом угле. Подобный же результат при передаче нейтрона Rh(O¹⁶, O¹⁵)Rh был полу-Вольфгангом ⁸³. Эти чен распределения находятся в заметном противоречии с



Рис. 8. Дифференциальные сечения упругого рассеяния О¹⁶ на кислороде, С¹² — на углероде и О¹⁶ — на углероде в зависимости от энергии при угле 90° в системе центра масс.

Пунктирные линии показывают сечения кулоновского рассеяния.

результатами, имевшими место при наблюдении передачи нейтрона в реакции (N¹⁴. N¹³), где максимумы проявляются при углах, которые можно ожидать из классического рассмотрения столкновений. Никакого объяснения этого различия предложено не было.

Вероятно, что с быстрым развитием физики тяжелых ионов будут получены многие новые и необычные результаты. Однако следует отметить, что самые поразительные результаты не обязательно наиболее прямо ведут к пониманию ядерных явлений. В реакциях с тяжелыми ионами необходимы как систематическое изучение уже известных явлений, так и новые открытия.

Тяжелые ионы являются многообещающим инструментом для исследования ядерной поверхности, поведения сильно возбужденной ядерной материи и ядерных систем с очень большим угловым импульсом. В некоторых случаях связная картина начинает выясняться из данных, имеющихся в настоящее время; в других — обширное количество неразработанного материала требует как экспериментального, так и теоретического исследования.

приложение

В табл. VI приведен список работ по измерению соотношения пробег – энергия в различных материалах для тяжелых ионов. В некоторых случаях несколько авторов сообщают результаты для той же самой частицы,

А. ЦУККЕР

интервала энергии и тормозящего материала. В таблицу не включены только те результаты, которые полностью перекрыты более поздними результатами.

Ион	Интервал энергии	Тормозящий материал	Литера- тура
N ¹⁴	8—27 Мэв	Никель	84
N14	4—28 Мэв	Эмульсия	85
N14	4-26 Mas	Алюминий	86
C ¹² , N ¹⁴ , O ¹⁶ , Ne ²⁰ , A ⁴⁰	от 10 Мэв до 10 Мэв/нукл	Эмульсия	87
C13	43—77*) Мэв	Al, Au, Cu	88
N14	70—95 Мэв	Al	88
O18	55—108 *) Мэв	Al, Au, Cu	88
N, O	3—120 Мэв	Эмульсия	89
He4, B10, B11	1—10 Мэв/нукл	Алюминий	90
C12, N14, O16	2—10 Мэв/нукл	Ni, О Эмульсия	91
F19, Ne20			
C ¹² , O ¹⁶	1—10 Мэв/нукл	Майлар, поли- этилен	92
Ne ²⁰	1—10 Мэв/нукл	Майлар	92

Данные	по	соотношению	пробег-энергия	для
		тяжелых	монов	

В табл. VII приведен список работ по измерению чувствительности сцинтилляционных счетчиков и полупроводниковых счетчиков с поверхностным барьером при регистрации тяжелых ионов.

Таблица VII

Таблица VI

i

-

Детектор	Частица	Интервал энергии	Литера- тура
NaJ (Tl)	B ¹⁰ , B ¹¹ , C ¹² , N ¹⁴ , O ¹⁶ , F ¹⁹ , Ńe ²⁰	1—10 Мэв/нукл	93
KJ (Tl)	C12	15-110 M 26	94
CsJ (Tl)	C, N, O	от 30 <i>Мэв</i> до 10 <i>Мэв/нукл</i>	95
CsJ (Tl)	N ¹⁴	324 Мэв	96
CsJ (Tl)	C12	0,32—1,83 Мэв	97
Si-барьерный счетчик	N14	2—26 Мэв	98

Измерения чувствительности к тяжелым ионам сцинтилляционных счетчиков и полупроводниковых счетчиков с поверхностным барьером

.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. Nuclear Reactions, edited by P. M. Endt and M. Demeur, Vol. I, Chapt. III, North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1959, 502 стр. 2. U. S. Atomic Energy Comm. Document, ORNL-6206, 1958 (не опубликовано). 3. Proceedings of the Second Conference on Reactions between Complex Nuclei, J.
- Wiley a. Sons, Inc., N. Y., 1960. 4. Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic
- Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 14, 1958, crp. 151.
 G. Breit, M. H. Hull and R. L. Gluckstern, Phys. Rev., 87, 74 (1952).
 M. L. Halbert and A. Zucker, Phys. Rev. 115, 1635 (1959).
 J. S. Blair, Phys. Rev. 95, 1218 (1954).
 M. L. Halbert and A. Zucker, Nucl. Phys. 16, 458 (1960).
 N. S. Wall, J. R. Rees and K. W. Ford, Phys. Rev. 97, 726 (1955).
 H. L. Reynolds and A. Zucker, Phys. Rev. 102, 1378 (1956).
 E. Goldberg and H. L. Reynolds, Phys. Rev. 112, 1981 (1958).
 M. L. Halbert, C. E. Hunting and A. Zucker, Phys. Rev. 117, 4545 (1960).

- 1545 (1960).
- 13. H. L. Reynolds, E. Goldberg and D. D. Kerlee, Phys. Rev. 119, 2009 (1960).
- 14. H. E. Wegner, R. M. Eisberg and G. Igo, Phys. Rev. 99, 825 (1955). 15. J. A. McIntyre, S. D. Baker and T. L. Watts, Phys. Rev. 116,
- 1212 (1959).
- 16. J. A. McIntyre, K. H. Wang and L. C. Becker, Phys. Rev. 117, 1337 (1960).

- 1337 (1900).
 K. W. Ford and J. A. Wheeler, Ann. Phys. 7, 259 (1959).
 C. E. Porter, Phys. Rev. 112, 1722 (1958).
 R. H. Bassel, R. M. Drisko and M. A. Melkanoff, Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. 11, 5, 67 (1960).
 J. E. Turner, J. S. McIntosh and S. C. Park, Phys. Rev. 117, 104 (1960).
- 1284 (1960).

- 1284 (1960).
 21. H. L. Reynolds, D. W. Scott and A. Zucker, Procl. Natl. Acad. Sci. U.S. 39, 975 (1953).
 22. K. F. Chackett and J. H. Fremlin, Philos. Mag. 45, 735 (1954).
 23. M. L. Halbert, T. H. Handley, J. J. Pinajian, W. H. Webb and A. Zucker, Phys. Rev. 106, 251 (1957).
 24. M. L. Halbert and A. Zucker, Phys. Rev. 108, 336 (1957).
 25. B. B. Волков, А. С. Пасюк, Г. Н. Флеров, ЖЭТФ 33, 595 (1957).
 26. J. A. McIntyre, T. L. Watts and F. C. Jobes, Phys. Rev. 119, 4334 (1960) J. A. M c 1 1331_(1960).
- 27. G. B'rei't, Encyclopedia of Physics. Vol. XLI/I, Section 48, Springer Verlag,

- G. Breit, Encyclopedia of Physics. Vol. XLI/I, Section 48, Springer Verlag, Berlin, 1959, стр. 367-406.
 D. E. Fisher, A. Zucker and A. Gropp, Phys. Rev. 113, 542 (1959).
 K. S. Toth, Phys. Rev. 123, 582 (1961).
 G. Breit and M. E. Ebel, Phys. Rev. 103, 697 (1956).
 E. M. Лифшиц, ЖЭТФ 9, 237 (1939).
 V. I. Goldansky, Nucl. Phys. 9, 551 (1958).
 G. Breit and M. E. Ebel, Phys. Rev. 104, 1030 (1956).
 B. A. Карнаухов, Г. М. Тер-Акопьян и В. И. Хализев, ЖЭТФ 36, 748 (1959).
 J. Pinajian, Nucl. Phys. 17, 44 (1960).
 Д. Г. Алхазов, Ю. П. Гангрский и И. Х. Лемберг, ЖЭТФ 33, 1160 (1957).
- 1160 (1957).

- (1957).
 37. H. L. Reynolds, D. Scott, A. Zucker, Phys. Rev. 102, 237 (1956).
 38. R. Kaufmann and R. Wolfgang, Phys. Rev. Lett 3, 232 (1959).
 39. C. E. Anderson, W. J. Knox, A. R. Quinton and G. R. Bac, h, Phys. Rev. Lett. 3, 557 (1959).
 40. K. F. Chackett, J. H. Fremlin, D. Walker, Phil. Mag. 45, 173 (1954).
 41. W. H. Webb, H. L. Reynolds and A. Zucker, Phys. Rev. 102, 740 (4056). 41. W. H W 749 (1956).
- 42. Д. М. Парфанович, Н. В. Рабин и А. М. Семчинова, ЖЭТФ д. м. парфанович, п. в. газна и к. м. Семчинова, люто 31, 188 (1956). С. А. Барабошкин, А. С. Карамян и Г. Н. Флеров, ЖЭТФ 32,
- 43. C. 1294 (1957).
- 44. A. Zucker, Phys. Rev. Lett. 4, 21 (1960).
- 45. T. Kammuri (частное сообщение). 46. B. L. Cohen and A. G. Rubin, Phys. Rev. 114, 1143 (1959). 47. N. Bohr, Nature 137, 344 (1936)
- 13 уФН, т. LXXVI. вып. 2

- 48. G. Breit and E. P. Wigner, Phys. Rev. 49, 519 (1936). 49. J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, Chapt. VIII, J. Wiley and Sons, Inc., New York, 1952, 864 crp.

- 50. M. M. Shapiro, Phys. Rev. 90, 171 (1953). 51. V. F. Weisskopf, Phys. Rev. 52, 295 (1937). 52. J. M. B. Lang and K. J. Le Couteur, Proc. Phys. Soc. (London) A67, 586 (1954).
- 53. K. J. Le Couteur and D. W. Lang, Nucl. Phys. 13, 32 (1959). 54. D. W. Lang and K. J. Le Couteur, Nucl. Phys. 14, 21 (1959) 55. T. D. Newton, Canad. J. Phys. 34, 804 (1956).
- 56. А. С. Карамян и А. А. Плеве, ЖОТФ 37, 654 (1959). 57. К. G. Porges, Phys. Rev. 101, 225 (1956). 58. J. D. Jacksop, Canad. J. Phys. 34, 767 (1956).

- 59. А. С. Карамян, Ю. Б. Герлит и Б. Ф. Мясоедов, ЖӘТФ 36, 1617 (1959).

- 60. M. A. Tamers and R. Wolfgang, Phys. Rev. 117, 812 (1960).
 61. B. L. Cohen, H. Reynolds, A. Zucker, Phys. Rev. 96, 161 (1954).
 62. R. Nakasima et al., Progr. Theor. Phys. (Japan) 15, 574 (1956).
 63. M. L. Halbert, T. H. Handley and A. Zucker, Phys. Rev. 104, 115 (1956).

- (1956).
 64. Н. L. Reynolds and A. Zucker, Phys. Rev. 96, 1615 (1954).
 65. R. Nakasima, Proc. Intern. Conf. on Nucl. Phys., Dunod, Paris, 1959, crp. 511.
 66. I. Dostrivsky et al., Phys. Rev. 116, 683 (1959).
 67. J. Beydon, R. Chaminade, M. Crut, H. Faraggi, J. Olkowsky and A. Papineau, Nucl. Phys. 2, 593 (1956).
 68. J. J. Pinajian and M. L. Halbert, Phys. Rev. 113, 589 (1959).
 69. Д. Х. Фремлин и Д. С. Лилль, ЖЭТФ 37, 324 (1959).
 70. W. J. Кпох et al., Phys. Rev. Lett. 2, 402 (1959).
 71. С. D. Goodman, Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 2, 52 (1957).
 72. С. D. Goodman and J. L. Need, Phys. Rev. 110, 676 (1958).
 73. С. D. Goodman, 22.

- 73. C. D. Goodman, ссылка 2.
- 74. M. L. Halbert and A. Zucker, Phys. Rev. 114, 132 (1959). 75. A. Zucker, Nucl. Phys. 6, 420 (1958).

- 75. А. Zucker, Nucl. Phys. 6, 420 (1958). 76. А. G. W. Cameron, Canad. J. Phys. 36, 1040 (1958). 77. А. С. Карамян, Л. И. Русинов и В. А. Фомичев, ЖЭТФ 36, 1374 (1959).
- А. Друин, С. М. Поликанов и Г. Н. Флеров, ЖЭТФ 32, 78. B. 1298 (1957).
- Друин, Ю. В. Лобанов и С. М. Поликанов, ЖЭТФ 37, 79. B. A. 38 (1959).
- 80. С. М. Поликанов и В. А. Друин, ЖЭТФ 36, 744 (1959). 81. D. A. Bromley, J. A. Kuehner and E. Almqvist, Phys. Rev. b. К. Бтонгеу, Л. А. Киеннег ани Е. Агнцутск, РПуз. Кеу. Lett. 4, 365 (1960).
 82. Е. L. Hubbard and G. Merkel (частное сообщение).
 83. R. Wolfgang (частное сообщение).
 84. H. L. Reynolds, D. W. Scott, A. Zucker, Phys. Rev. 95, 671 (1954).
 85. H. L. Reynolds and A. Zucker, Phys. Rev. 96, 393 (1954).
 86. W. H. Webb, H. L. Reynolds and A. Zucker, Phys. Rev. 102, (4050).

- 749 (1956).

- (1956).
 87. Н. Н. Несктап, В. L. Perkins, W. G. Simon, F. M. Smith and W. H. Barkas, Phys. Rev. 117, 544 (1960).
 88. Ю. Ц. Оганесян, ЖЭТФ 36, 936 (1959).
 89. Д. М. Парфанович, А. М. Семчинова и Г. Н. Флеров, ЖЭТФ 33, 343 (1957).
 90. L. C. Northcliffe, Phys. Rev. 120, 1744 (1960).
 91. P. G. Roll and F. E. Steigert, Nucl. Phys. 16, 534 (1960).
 92. P. E. Schambra, A. M. Rauth and L. C. Northcliffe, Phys. Bey 420, 4758 (1960).

- Rev. 120, 1758 (1960).

- 93. E. Newman and F. E. Steigert, Phys. Rev. 118, 1575 (1960).
 94. W. E. Burcham, Proc. Phys. Soc. A70, 309 (1957).
 95. A. R. Quinton, C. E. Anderson and W. J. Knox, Phys. Rev. 115,
- 866 (1959).
 96. M. L. Halbert, Phys. Rev. 107, 647 (1957).
 97. S. Bashkin, R. R. Carlson, R. A. Douglas and J. A. Jacobs, Phys. Rev. 109, 434 (1958).
 98. M. L. Halbert, Phys. Rev. 109, 434 (1958).
- 98. M. L. Halbert and J. L. Blankenship, Nucl. Instrum. 8, 106 (1960).