

M-247  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Владислав Иванович МАНЬКО

ВОПРОСЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ  
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ  
(01.04.16 - физика атомного ядра и космических лучей)

А в т о р е ф е р а т  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Д у б н а  
1973

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

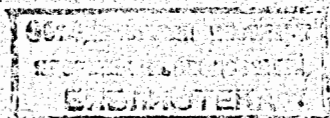
На правах рукописи

Владислав Иванович МАНЬКО

ВОПРОСЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ  
С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

(01.04.16 - физика атомного ядра и космических лучей)

А в т о р е ф е р а т  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук



Д у б н а  
1973

Работа выполнена в ордена Ленина Институте атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук В.Ц.Оганесян  
доктор физико-математических наук В.Г.Соловьев  
доктор физико-математических наук И.Б.Теплов

Ведущее предприятие:

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

Автореферат разослан 14 IX 1973 г.

1430 Защита диссертации состоится 19 X 1973 г. в  
час. на заседании Объединенного Ученого Совета лабора-  
торий ядерных реакций и нейтронной физики ОИЯИ (г.Дубна,  
Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СОВЕТА

Э.Н.КАРЯВИНА

В В Е Д Е Н И Е

Развитие моделей атомного ядра в значительной мере основывается на данных, получаемых в результате исследования ядерных реакций. Последние несколько лет широко обсуждается вопрос о возможном существовании в ядрах ассоциаций нуклонов (их еще называют кластерами). Исследования резонансных реакций с участием  $\alpha$ -частиц показали, что у легких ядер в области высоких возбуждений имеются уровни, обладающие большими приведенными  $\alpha$ -частичными ширинами [1-18]. В других резонансных реакциях были обнаружены уровни, обладающие близкими к одночастичным ширинами испускания ионов  ${}^3\text{He}$  [19] и  ${}^{12}\text{C}$  [20]. Эти результаты привели к появлению различных моделей, описывающих ассоциирование нуклонов [21-28]. Новым серьезным аргументом в пользу существования  $\alpha$ -кластеров явилось обнаружение резонансных кластерных уровней, построенных над возбужденными состояниями остова [29, 30].

Однако при использовании резонансных реакций с легкими налетающими частицами возможность исследования кластерных уровней существенно ограничена: 1) в них не могут заселяться уровни составного ядра, расположенные ниже энергии связи бомбардирующей частицы; 2) как правило, изучается довольно узкий

интервал энергий возбуждения составного ядра, причем измерения производятся шаг за шагом и, следовательно, требуют много времени; 3) мала вероятность наблюдения уровней с высокими моментами количества движения, поскольку проникаемость барьера падает с увеличением орбитального момента захватываемой частицы.

Широкое исследование различных корреляций нуклонов в атомных ядрах (кластерные состояния и т.п.) возможно лишь в том случае, если будут найдены прямые реакции многоуклонных передач, которые были бы столь же избирательны в заселении уровней конечных ядер, как, например, реакции  $(d, p)$ ,  $(d, n)$  или  $(^3\text{He}, d)$ , которые избирательно заселяют одночастичные состояния. Реакции, вызываемые тяжелыми ионами, представляются единственно возможными с этой точки зрения. Они обладают рядом специфических особенностей, которые могут сделать их уникальным средством изучения новых сторон ядерной структуры, недоступных для исследования традиционными методами. Прежде всего следует иметь в виду, что в этих реакциях: 1) возможно осуществлять многоуклонные передачи; 2) возможно заселять в конечных ядрах уровни высокого момента; 3) при использовании тяжелой налетающей частицы (например, иона  $^{16}\text{O}$ ) улетающая частица останется тяжелой даже при передаче значительного числа нуклонов (скажем, 4-5) и, следовательно, подавляющую роль, по-видимому, должны играть прямые процессы.

Исследования ядерных реакций с тяжелыми ионами, начатые во второй половине пятидесятых годов [31-35], длительное время проводились на пучках с большим энергетическим разбросом без выделения переходов на отдельные уровни конечных ядер. На основании полученных данных было затруднительно оценить по отдельности роль ядерно-структурных факторов и роль кинематических эффектов. В последние несколько лет были выполнены спектроскопические исследования ядерных реакций, вызываемых ионами  $^6\text{Li}$  и  $^7\text{Li}$  при бомбардировке ими легких ядер [36-38], продемонстрировавшие резкую избирательность реакций двух-, трех- и четырехнуклонных передач в заселении уровней конечных ядер. Была показана возможность использования реакции перезарядки ионов  $^6\text{Li} - (^6\text{Li}, ^6\text{He})$  - для определения величины спин-изоспиновой части нуклон-нуклонного взаимодействия и

изучения оболочечной структуры ядерных уровней [39]. Однако характерной чертой реакций с ионами лития оказалось резкое падение их эффективных сечений по мере увеличения массового числа ядра-мишени. Поэтому исследования ядер тяжелее примерно кремния с помощью этих реакций встретились с серьезными трудностями.

Естественно было попытаться применить более тяжелые ионы для исследования структуры средних и тяжелых ядер. В первом эксперименте такого рода [40] наблюдалось избирательное возбуждение уровней ядра  $^{58}\text{Ni}$  в реакции  $^{54}\text{Fe} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{58}\text{Ni}$ .

Были проведены систематические исследования взаимодействия ионов  $^{16}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$  и  $^{12}\text{C}$  с четно-четными ядрами среднего атомного веса ( $40 \leq A \leq 100$ ) [41-47], в которых изучались различные реакции передачи, упругое и неупругое рассеяние. Цель их состояла в том, чтобы на основании данных, полученных для большого числа ядер-мишеней, установить характерные особенности этих реакций, понять взаимное соотношение факторов, определяемых структурой ядерных состояний, и кинематических факторов. Их результаты продемонстрировали существенную роль эффектов как первого, так и второго типа и, в частности, показали необходимость учета кинематики при интерпретации данных, получаемых на опыте [41]. В экспериментах по неупругому рассеянию различных ионов [48, 42, 43, 49] были обнаружены сильные эффекты интерференции между кулоновским и ядерным возбуждениями.

В диссертации суммируются и обобщаются результаты спектроскопических исследований взаимодействия ионов  $^{16}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$  и  $^{12}\text{C}$  с ядрами среднего атомного веса ( $40 \leq A \leq 100$ ) при энергиях, на 10-15 Мэв превышающих энергии кулоновского барьера, а также рассматривается реакция перезарядки ионов  $^6\text{Li} - (^6\text{Li}, ^6\text{He})$ .

## I. МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

В первой главе описываются методики экспериментов и процедуры, использованные при обработке первичных экспериментальных данных. Эксперименты с пучками ионов кислорода и углерода были выполнены на тандемном ускорителе Института им.Н.Бора в Копенгагене. Использовались пучки: 1) ионов  $^{16}\text{O}$  с энергиями

45, 47, 49, 60 и 66 Мэв; 2) ионов  $^{18}\text{O}$  с энергиями 60 и 66 Мэв; 3) ионов  $^{12}\text{C}$  с энергией 38 Мэв - и мишени из изотопов:

$^{40,48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Zn}$ ,  
 $^{86,88}\text{Sr}$ ,  $^{90,92,94,96}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$ . Экспериментальные исследования неупругого рассеяния ионов лития-6 были проведены на циклотроне ИАЭ им. И.В. Курчатова. Использовался пучок ионов  $^6\text{Li}$  с энергией 22,8 Мэв и мишени из изотопов  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{120}\text{Sn}$ .

Общая схема экспериментов изображена на рис. I. Для регистрации продуктов реакций применялись дЕ-Е - телескопы с двумерными анализаторами. Эти системы обеспечивали уверенное разделение изотопов всех элементов вплоть до кислорода. Общее энергетическое разрешение составляло около 300-350 кэв. В экспериментах с пучками ионов кислорода и углерода двумерные спектры, представлявшие собой результаты отдельных измерений, обрабатывались на вычислительной машине.

## II. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

Вторая глава посвящена упругому рассеянию ионов углерода и кислорода. Первый параграф содержит экспериментальные данные. Угловые распределения упругого рассеяния ионов  $^{16}\text{O}$  при энергии 60 Мэв были измерены на ядрах:  $^{40,48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ ,  $^{86,88}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$  и  $^{92}\text{Mo}$ . На ядре  $^{96}\text{Zr}$  они изучались при четырех энергиях: 45, 47, 49 и 60 Мэв. Упругое рассеяние ионов  $^{18}\text{O}$  было исследовано на мишенях из  $^{60}\text{Ni}$  (при энергии 60 Мэв) и  $^{90}\text{Zr}$  (при энергиях 60 и 66 Мэв), а ионов  $^{12}\text{C}$  - на ядре  $^{96}\text{Zr}$  при энергиях 35 и 38 Мэв. На рис. 2 показаны для примера угловые распределения упругого рассеяния ионов  $^{16}\text{O}$  с энергией 60 Мэв на различных ядрах. По оси ординат отложены отношения эффективного сечения к резерфордскому. Общий характер зависимости этих отношений от угла аналогичен наблюдавшемуся в более ранних исследованиях упругого рассеяния тяжелых ионов ядрами [50-54]. На передних углах сечение не отличается от резерфордского. Затем наблюдается небольшой максимум, за

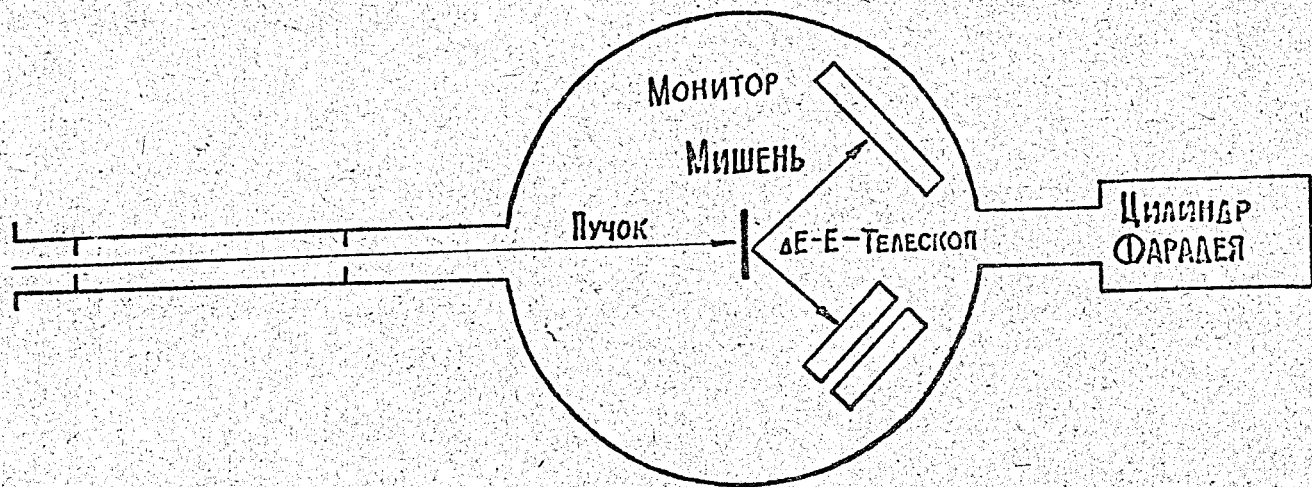


Рис. I. Схема эксперимента.

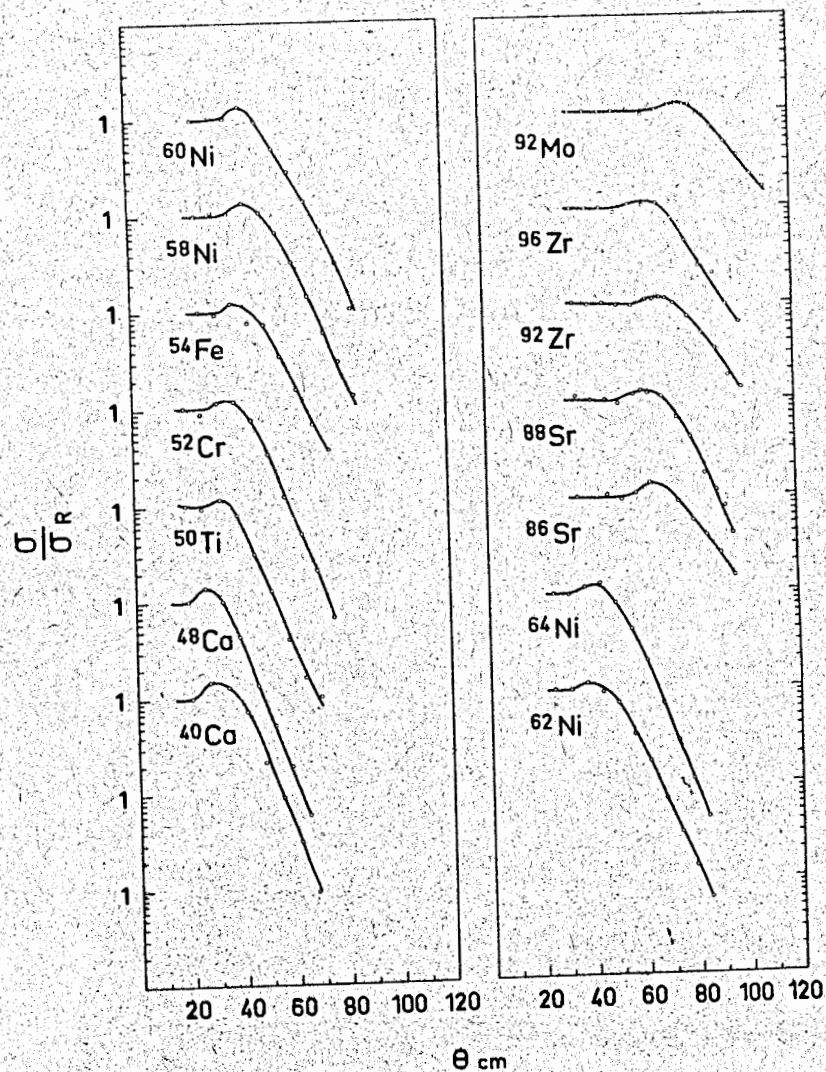


Рис.2. Угловые распределения упругого рассеяния ионов кислорода-16 с энергией 60 Мэв различными ядрами

которым следует резкий экспоненциальный спад. Если энергия налетающих частиц фиксирована, угол, при котором начинается экспоненциальный спад сечения, систематически сдвигается назад при увеличении порядкового номера ядра-мишени. Для одного и того же ядра-мишени этот угол сдвигается вперед при увеличении энергии налетающих частиц.

Во втором параграфе проводится феноменологический анализ данных по упругому рассеянию на основе полуклассической модели. Взаимодействие тяжелых ионов со средними и тяжелыми ядрами характеризуется малыми длинами волн ( $\lambda \leq 0,1 \text{ fm}$ ) и большими значениями параметра Зоммерфельда  $\eta = \frac{Zze^2}{\hbar v}$  ( $\eta \sim 15-50 \gg 1$ ). Поэтому следует ожидать, что качественно правильные результаты будет давать классическое рассмотрение, при котором сохраняется понятие траектории, причем последняя будет близка к резерфордской. Расстояние наибольшего сближения резерфордской траектории связано с углом рассеяния в системе центра масс  $\theta$  соотношением:

$$D = (a/2) (1 + \cos(\theta/2)), \quad (\text{П.1})$$

где  $a = Zze^2/E$  - расстояние наибольшего сближения при лобовом соударении,  $Z$  - заряд ядра-мишени,  $z$  - заряд налетающей частицы,  $E$  - энергия в системе центра масс. На рис.3 приведены данные по упругому рассеянию, полученные в работе. Отношения  $\sigma/\sigma_R$  построены в зависимости от величины  $d = D / (A_t^{1/3} + A_p^{1/3})$ , где  $A_t$  и  $A_p$  - массовые числа ядра-мишени и налетающей частицы соответственно. Как видно из рисунка, все данные приблизительно укладываются на одну универсальную кривую. Наблюдается резкий пад этой кривой при  $d \sim 1,7 \text{ fm}$ . Рисунок свидетельствует о том, что основную роль в процессе рассеяния для рассматриваемых соударений играют чисто геометрические эффекты. Расстояние ( $d \sim 1,7 \text{ fm}$ ), на котором начинает сказываться ядерное поглощение, существенно превышает сумму радиусов двух сталкивающихся частиц ( $r_0 \sim 1,25 + 1,3 \text{ fm}$ ). На расстоянии, соответствующем радиусу соприкосновения, поглощение составляет 99%. Рассматривая

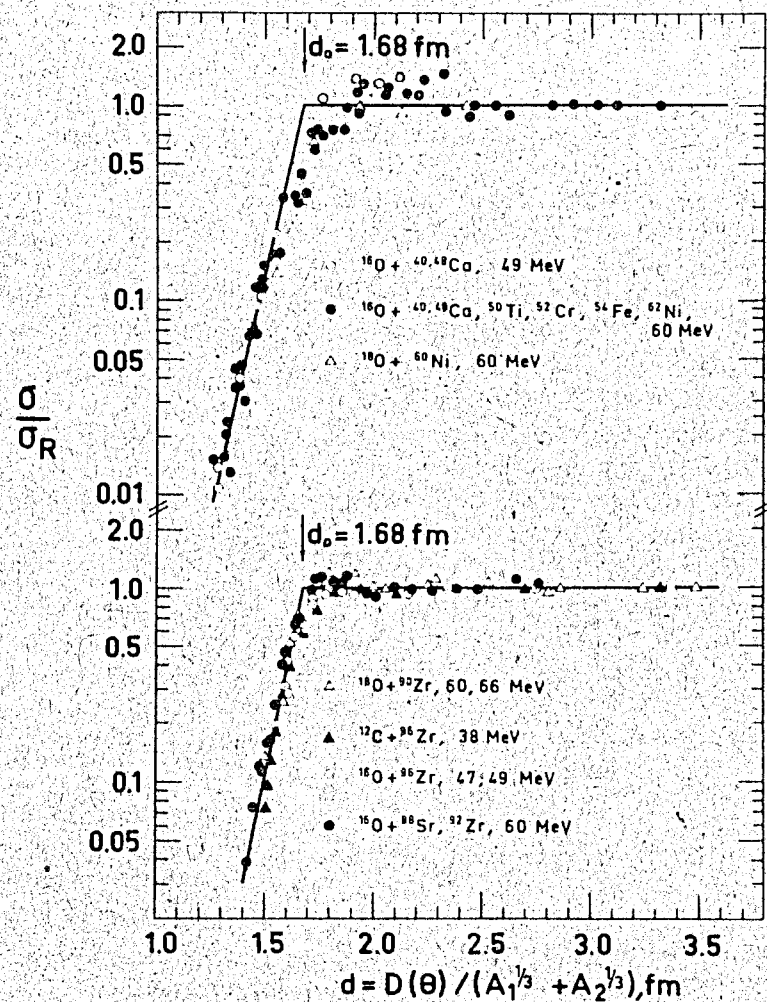


Рис.3. Зависимость отношения сечения упругого рассеяния к резерфордскому от величины  $d = D/(A_t^{1/3} + A_p^{1/3})$  для различных комбинаций налетающих частиц и ядер-мишеней

поглощение вдоль классической траектории, нетрудно получить соотношение

$$1 - P_{\text{abs}} = \exp\left(-\int_{-\infty}^{\infty} k dl\right), \quad (\text{П.2})$$

где  $P_{\text{abs}}$  - вероятность поглощения,  $k$  - коэффициент поглощения, а  $dl$  - элемент длины траектории.

Коэффициент поглощения может быть выражен через используемый в оптической модели мнимый потенциал  $w(\vec{R})$ :

$$k(\vec{R}, v) = \frac{2w(\vec{R})}{\hbar v(\vec{R})} \quad (\text{П.3})$$

где  $v(\vec{R})$  - скорость в данной точке.

Используя выражение (П.2), удается получить хорошее согласие с экспериментальными данными при значении радиуса мнимого потенциала, совпадающем с обычным радиусом ядра ( $r_0 \approx 1,25 \text{ fm}$ ). Расчет четко демонстрирует, что в случае поглощения о размытом крае сечения действительно может сильно отклоняться от резерфордского даже на хвосте поглощения - для расстояний наибольшего сближения, существенно превышающих сумму радиусов двух частиц.

### III. НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

В третьей главе рассматривается неупругое рассеяние тяжелых ионов при энергиях, слегка превышающих энергии кулоновских барьеров. В первом параграфе приводятся экспериментальные данные. Были получены угловые распределения неупругого рассеяния ионов  $^{12}\text{C}$  с энергией 38 Мэв на ядре  $^{96}\text{Zr}$ , ионов  $^6\text{Li}$  с энергией 22,8 Мэв на ядрах  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{120}\text{Sn}$  и ионов  $^{16}\text{O}$  с энергией 60 Мэв на ядрах  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{86,88}\text{Sr}$  и  $^{96}\text{Zr}$ . Все они имеют одну и ту же характерную особенность в области углов, приблизительно соответствующих началу спада сечения упругого рассеяния. Она представляет собой резкий спад сечения, за которым следует подъем и затем снова спад. На рис.4 приведены для примера данные по неупругому рассеянию ионов  $^6\text{Li}$  на ядре  $^{58}\text{Ni}$  с возбуждением в последнем коллективного  $2^+$ -состояния с энергией 1,45 Мэв.



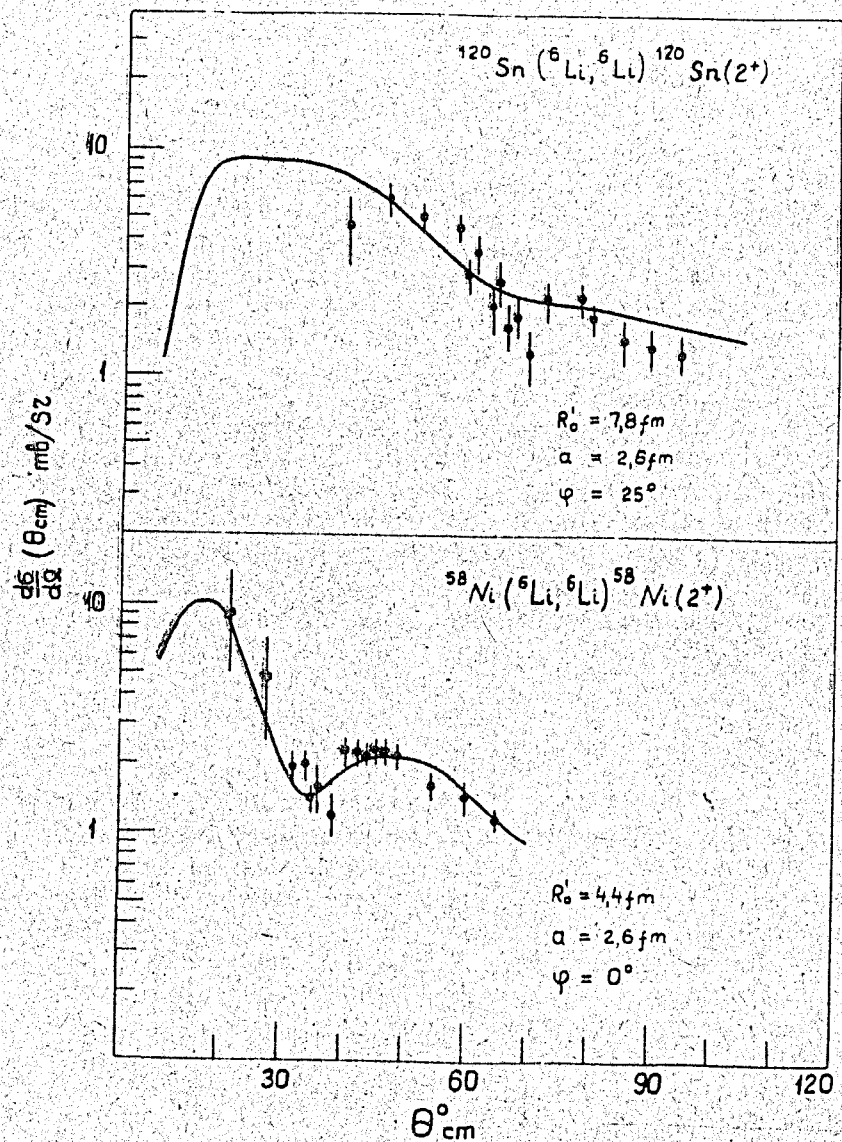


Рис. 4. Угловые распределения неупругого рассеяния ионов лития-6 с энергией 22,8 Мэв ядрами никеля-58 и олова-120.

Во втором параграфе рассматривается полуклассическая модель, качественно объясняющая наблюдаемое поведение сечения неупругого рассеяния. Оно обусловлено главным образом интерференцией между кулоновским и ядерным возбуждением. Этот эффект обсуждался последнее время в нескольких работах [55, 56], в которых ядерное возбуждение описывалось деформированным оптическим потенциалом. Однако основные характерные черты рассматриваемого явления могут быть объяснены в рамках полуклассической картины, в которой рассматривается взаимодействие нуклонов возбуждаемого ядра с налетающей частицей, подобно тому, как это делается в теории кулоновского возбуждения [57]. Сечение неупругого рассеяния можно записать в следующем виде:

$$b_{\text{inel}} = b_{\text{geom}} \langle 1 - P_{\text{abs}} \rangle P_{\text{ex}}, \quad (\text{Ш.1})$$

где  $b_{\text{geom}}$  - геометрическое сечение,  $\langle 1 - P_{\text{abs}} \rangle$  - усредненная по входному и выходному каналу вероятность того, что не произойдет поглощения, а  $P_{\text{ex}}$  - вероятность возбуждения. Учитывая, что произведение первых двух сомножителей в (Ш.1) приблизительно равно сечению упругого рассеяния, получаем:

$$b_{\text{inel}} = b_{\text{el}} P_{\text{ex}} \quad (\text{Ш.2})$$

Вероятности возбуждения при отдельном столкновении, получаемые при неупругом рассеянии на сферических ядрах, очень малы (как правило  $\lesssim 0,01$ ). Поэтому для вычисления этой величины можно взять первое приближение теории возмущений:

$$P_{\text{ex}} = 2 \sum_{i \neq f} \frac{1}{1 + \gamma} \sum_{M_i, M_f} |b_{if}|^2, \quad (\text{Ш.3})$$

где

$$b_{if} = \frac{1}{i\hbar} \int \langle f | \hat{H}(t) | i \rangle e^{i\omega t} dt \quad (\text{Ш.4})$$

Здесь  $\omega = \frac{\Delta E}{\hbar}$ , а  $\Delta E$  - энергия возбуждаемого состояния.

Интеграл берется по классической траектории.

Оператор энергии возмущения можно записать как сумму кулоновского и ядерного взаимодействия нуклонов ядра-мишени с налетающей частицей:

$$\hat{H}(t) = \int \frac{ze}{|\vec{R}(t) - \vec{r}|} \hat{\rho}_n(\vec{r}) d\tau + \int V^{(n)}(|\vec{R}(t) - \vec{r}|) \hat{\rho}_n(\vec{r}) d\tau, \quad (\text{Ш.5})$$

где:  $ze$  - заряд налетающей частицы;

$\hat{\rho}_n$  - оператор плотности заряда ядра-мишени;

$\hat{\rho}_n$  - оператор плотности нуклонов ядра-мишени;

$\vec{R}(t)$  - радиус-вектор, проведенный из центра масс ядра-мишени в центр масс налетающей частицы;

$\vec{r}$  - радиус-вектор нуклона ядра-мишени в системе центра масс последнего.

Интегрирование проводится по объему ядра-мишени. Для вероятности перехода мультипольности  $L$  получено следующее выражение

$$P_{\text{ex}}(L) = \sum_M |C_{LM} + N_{LM}|^2. \quad (\text{Ш.6})$$

Здесь  $C_{LM}$  - кулоновская амплитуда, определяемая, как в [57]:

$$C_{LM} = \frac{1}{h} \frac{4\pi ze}{\sqrt{2J_1+1}} \frac{\langle J_1 || \hat{m}(EL) || J_2 \rangle}{(2L+1)^{3/2}} S_{EL,M}, \quad (\text{Ш.7})$$

где  $J_1, J_2$  - моменты начального и конечного состояний ядра-мишени, а  $\langle J_1 || \hat{m}(EL) || J_2 \rangle$  - приведенный матричный элемент оператора электрического мультипольного момента;

$S_{EL,M}$  - орбитальный интеграл кулоновского взаимодействия, определяемый, как в [57];

$N_{LM}$  - ядерная амплитуда, определенная выражением:

$$N_{LM} = \frac{1}{h} \frac{1}{\sqrt{(2J_1+1)(2L+1)}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} \langle J_1 || \hat{V}_L^{(n)} || J_2 \rangle_{\chi} \frac{1}{Y_{LM}} [\Theta(t), \Phi(t)] dt, \quad (\text{Ш.8})$$

где  $\langle J_1 || \hat{V}_L^{(n)} || J_2 \rangle$  - приведенный матричный элемент оператора, описывающего ядерное взаимодействие нуклонов ядра-мишени с налетающей частицей.

Формула (Ш.6) качественно объясняет наблюдаемую особенность угловых распределений неупругого рассеяния. Кулоновское взаимодействие изменяется с расстоянием значительно медленнее ядерного. При малых углах рассеяния, соответствующих большим расстояниям, кулоновские амплитуды намного превышают ядерные, и дифференциальное сечение неупругого рассеяния не отличается от сечения кулоновского возбуждения. По мере увеличения угла, т.е. уменьшения расстояния, ядерные амплитуды возрастают значительно быстрее кулоновских, чем и обуславливаются резко выраженные интерференционные эффекты, наблюдаемые на опыте.

Выбирая потенциал ядерного взаимодействия между налетающей частицей и нуклонами ядра-мишени в виде "хвоста" Саксон-Вудсовского потенциала

$$V(R) = -V_0 \exp[-(R - R_0)/a], \quad (\text{Ш.9})$$

для ядерных амплитуд получены приближенные аналитические выражения, которые дают довольно хорошее описание экспериментальных данных (см. кривую на рис.4).

#### IV. РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ИОНАМИ $^{16}\text{O}$ , $^{18}\text{O}$ И $^{12}\text{C}$

Четвертая глава посвящена различным реакциям передачи. В первом параграфе сделан краткий обзор полученных экспериментальных данных. Последние включают данные о соотношениях интенсивностей различных реакций, энергетических спектрах каждой из реакций и угловых распределениях отдельных переходов. Сводка ядерных реакций передачи, наблюдавшихся при бомбардировке различных мишеней пучками  $^{16}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$  и  $^{12}\text{C}$  приведена в таблице I. Исследование угловых распределений показало, что они

Таблица I

Ядерные реакции, наблюдавшиеся при бомбардировке ионами  $^{16}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}$  средних ядер

Пучок	E МэВ	Мишень	$\theta$	Идентифицированные продукты реакций					
				Ne	F	O	N	C	B
$^{16}\text{O}$	60	$^{40}\text{Ca}$	20(5)40	-	-	16	15	12	-
"	"	$^{48}\text{Ca}$	20(5)40	-	-	16,17	15	12	-
"	"	$^{50}\text{Ti}$	35	-	-	16	15	12,14	-
"	"	$^{52}\text{Cr}$	35	-	-	16	15	12,14	-
"	"	$^{54}\text{Fe}$	30(10)50	-	-	15,16	14,15	12,14	-
"	"	$^{58}\text{Ni}$	30(5)50	-	-	16	13,15	12,13,14	-
"	"	$^{60}\text{Ni}$	30,40	-	-	16	15	12,13,14	-
"	"	$^{62}\text{Ni}$	35	-	-	16	15	12,14	-
"	"	$^{64}\text{Ni}$	30(5)55	-	-	16	15	12,14	-
"	"	$^{86}\text{Sr}$	40(10)70	-	-	16	14,15	12,14	-
"	"	$^{88}\text{Sr}$	40(10)70	-	-	16	14,15	12,13,14	-
"	"	$^{90}\text{Zr}$	50,60	-	-	16	15	12,14	-
"	66	"	40,50	-	-	16	14,15	12,14	-
"	60	$^{92}\text{Zr}$	60	-	-	16,17	15	12,14	-
"	"	$^{94}\text{Zr}$	60	-	-	16,17	15	12,14	-
"	47	$^{96}\text{Zr}$	105(15)165	-	-	16,17	15	12,14	-
"	49	"	80(5,10)150	-	-	16,17	15	12,14	-
"	60	"	50(10)90	-	-	16,17	15	12,14	-
"	"	$^{92}\text{Mo}$	60	-	-	16	15	12,14	-
"	66	"	50	-	-	16	14,15	12,14	-
$^{18}\text{O}$	60	$^{54}\text{Fe}$	40	20	19	(16)18	-	-	-
"	"	$^{58}\text{Ni}$	30(10)50	20	19	16,18	-	-	-
"	"	$^{60}\text{Ni}$	30	20	19	(16)18	-	-	-
"	"	$^{64}\text{Zn}$	40	20	19	(16)18	-	-	-
"	"	$^{90}\text{Zr}$	60	20	19	18	-	-	-
"	66	"	40	20	19	18	-	-	-
$^{12}\text{C}$	38	$^{96}\text{Zr}$	80(10)160	-	-	-	-	12,13	11

Таблица II

Экспериментальные данные по реакции ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}$ )

Ядро-мишень	Конечное ядро	Число наблюдений (состояний)	$Q_{\text{р.в.}}$ (МэВ)	$J_{\text{р.в.}}$	$\theta$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ (икб/ср)
$^{40}\text{Ca}$	$^{41}\text{Sc}$	1	-11,04	7/2-	25	$1500 \pm 300$
$^{48}\text{Ca}$	$^{49}\text{Sc}$	3	-2,50	7/2-	25	$7300 \pm 60$
$^{50}\text{Ti}$	$^{51}\text{V}$	8	-4,07	7/2-	35	$609 \pm 15$
$^{52}\text{Cr}$	$^{53}\text{Mn}$	7	-5,57	7/2-	35	$1960 \pm 100$
$^{54}\text{Fe}$	$^{55}\text{Co}$	4	-7,06	7/2-	40	$1190 \pm 120$
$^{58}\text{Ni}$	$^{59}\text{Cu}$	5	-8,71	3/2-	40	$526 \pm 30$
$^{60}\text{Ni}$	$^{61}\text{Cu}$	7	-7,32	3/2	40	$1530 \pm 80$
$^{62}\text{Ni}$	$^{63}\text{Cu}$	7	-6,00	3/2	35	$1920 \pm 170$
$^{64}\text{Ni}$	$^{65}\text{Cu}$	7	-4,68	3/2-	35	$4130 \pm 250$
$^{86}\text{Sr}$	$^{87}\text{Y}$	6	-6,29	1/2-	60	$737 \pm 70$
$^{88}\text{Sr}$	$^{89}\text{Y}$	6	-5,05	1/2-	60	$1202 \pm 50$
$^{90}\text{Zr}$	$^{91}\text{Nb}$	3	-6,96	9/2+	60	$1310 \pm 130$
$^{90}\text{Zr}$	$^{91}\text{Nb}$	6	-6,96	9/2+	50	$2810 \pm 100$
$^{92}\text{Zr}$	$^{93}\text{Nb}$	6	-6,10	9/2+	60	$1360 \pm 70$
$^{94}\text{Zr}$	$^{95}\text{Nb}$	5	-5,32	9/2+	60	$1160 \pm 180$
$^{96}\text{Zr}$	$^{97}\text{Nb}$	5	-4,66	9/2+	60	$1990 \pm 150$
$^{92}\text{Mo}$	$^{93}\text{Tc}$	2	-8,04	9/2+	50	$466 \pm 50$

являются довольно гладкими и имеют максимум под углом, соответствующим значению  $d \sim 1,8 \text{ fm}$ , т.е. там, где сечение упругого рассеяния начинает отклоняться от Резерфордского. Поэтому большая часть данных была получена только при одном или двух углах вблизи этого значения  $d$ . В четвертом столбце таблицы показаны интервалы углов, в которых производились измерения. В скобках указан шаг.

При использовании пучка ионов  $^{16}\text{O}$  наибольшее эффективное сечение имеет реакция ( $^{16}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ) - до  $\sim 40 \text{ мб/ст}$  (проинтегрированное по энергетическому спектру), значительное сечение имеет реакция ( $^{16}\text{O}, ^{14}\text{C}$ ) - до  $\sim 3 \text{ мб/ст}$  (проинтегрированное по энергетическому спектру). Значительное сечение имеет реакция ( $^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$ )  $\sim 10 \text{ мб/ст}$  (тоже проинтегрированное по спектру). При использовании пучка ионов  $^{18}\text{O}$  наиболее интенсивно идут реакции подхвата одного и двух протонов - ( $^{18}\text{O}, ^{19}\text{F}$ ) и ( $^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne}$ ).

Во втором параграфе обсуждаются реакции передачи одного нуклона. В таблице II дана краткая сводка экспериментальных данных по реакции ( $^{16}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ). Энергетические спектры этой реакции обнаруживают ее резкую избирательность в заселении уровней конечных ядер. На рис. 5 для примера приведен один из них - спектр реакции  $^{54}\text{Fe} (^{16}\text{O}, ^{15}\text{N}) ^{55}\text{Co}$ . На этом же рисунке схематически представлен для сравнения спектр реакции  $^{54}\text{Fe} (^3\text{He}, d) ^{55}\text{Co}$ , в которой тому же самому ядру тоже передается один протон, но из легкой частицы [58, 59]. Легко видеть из рисунка, что в реакции ( $^{16}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ) сильно возбуждаются одночастичные состояния  $f_{7/2}$  и  $p_{3/2}$ . В то же время, следует отметить слабое значение в ней одночастичного состояния  $f_{5/2}$  (при энергии 3,6 МэВ), интенсивно заселяемого в реакции ( $^3\text{He}, d$ ). Отметим и другое отличие реакции ( $^{16}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ) от реакции ( $^3\text{He}, d$ ) - относительное усиление в первой из них переходов, соответствующих большой передаче момента количества движения. Это четко видно из таблицы III, в которой сравниваются относительные интенсивности переходов на уровни  $f_{7/2}$  и  $p_{3/2}$  конечных ядер  $^{49}\text{Zr}$ ,  $^{51}\text{V}$ ,  $^{58}\text{Mn}$  и  $^{55}\text{Co}$  в реакциях ( $^3\text{He}, d$ ) и ( $^{16}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ).

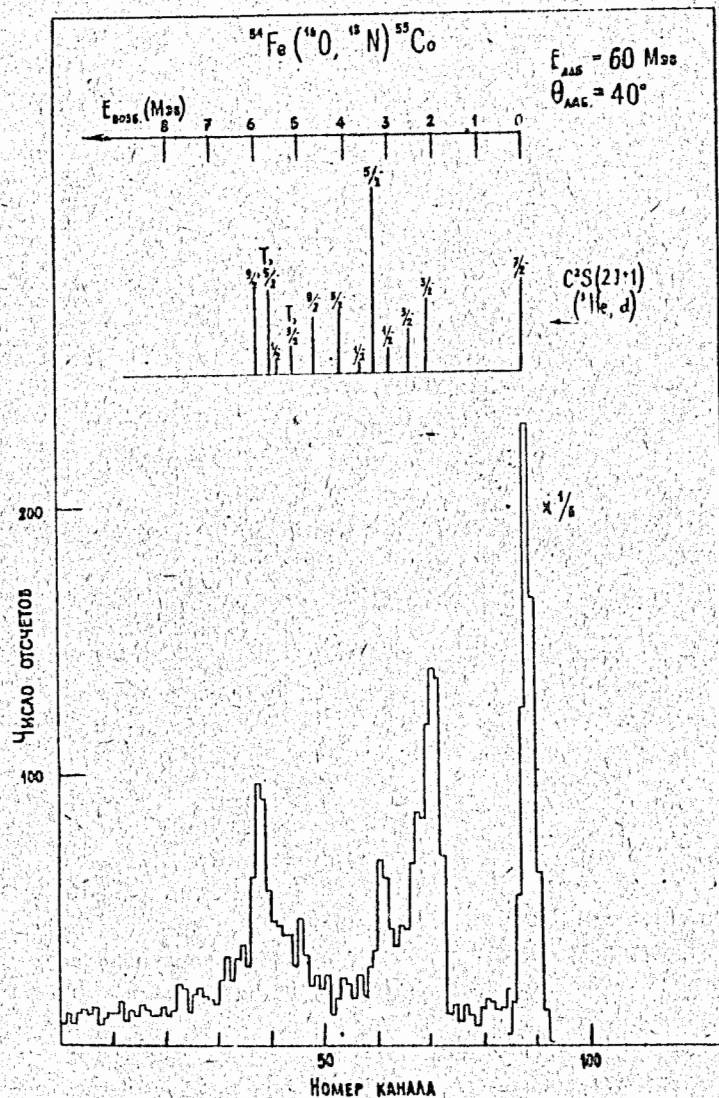


Рис. 5. Энергетический спектр реакции  $^{54}\text{Fe} (^{16}\text{O}, ^{15}\text{N}) ^{55}\text{Co}$  при энергии налетающих ионов кислорода - 16 60 МэВ

Таблица III

 $b(r_{7/2})/b(r_{3/2})$ 

Колечное ядро

Реакция	$^{49}_{\text{V}}\text{Co}$	$^{51}_{\text{V}}\text{V}$	$^{53}_{\text{Mn}}\text{Mn}$	$^{55}_{\text{Co}}\text{Co}$
$(^3\text{He}, \alpha)$ $(^{16}_0\text{O}, ^{15}_7\text{N})$	1,8	0,23/60/ 2,9	0,20/60/ 4,1	0,40/59/ 6,6

Особенности, показанные на этих двух примерах, характерны для всех исследованных энергетических спектров реакции  $(^{16}_0\text{O}, ^{15}_7\text{N})$ :

1) В этой реакции избирательно заселяются одночастичные состояния конечных ядер.

Это является серьезным аргументом в пользу прямого механизма реакции.

2) Переходы на уровни с  $j = 1 + 1/2$  оказываются относительно подавленными по сравнению с переходами на уровни с  $j = 1 - 1/2$ .

3) Переходы, соответствующие большому передаваемому моменту, относительно усилены по сравнению с реакциями, вызываемыми легкими налетающими частицами. Зависимость сечений реакций передачи с тяжелыми ионами от полного момента  $J$  передаваемого нуклона и от величины передаваемого момента  $l$  позволяет использовать их, во-первых, для определения  $J$  одночастичных состояний, соответствующих одному и тому же орбитальному моменту  $l$ , а, во-вторых, для идентификации уровней высокого момента.

Угловые распределения реакции  $(^{16}_0\text{O}, ^{15}_7\text{N})$  на различных мишенях при энергии пучка 60 Мэв для наиболее интенсивных групп, соответствующих одночастичным состояниям конечных ядер, приведены на рис.6. Все они имеют один и тот же общий характер - они представляют собой довольно узкий пик, максимум которого систематически сдвигается в сторону больших углов при

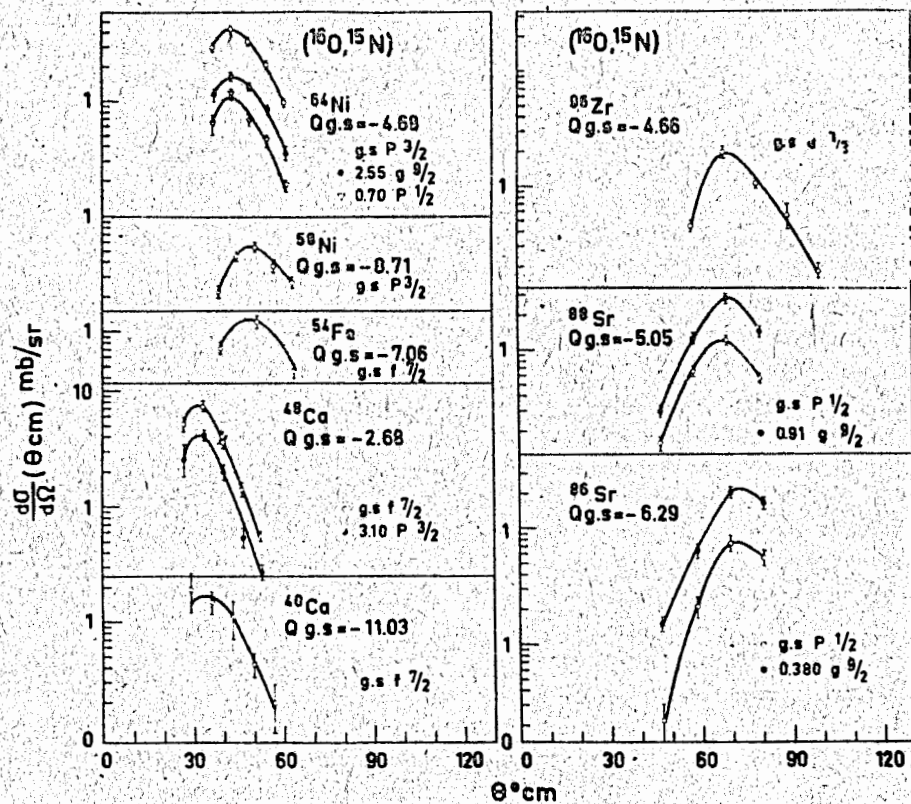


Рис.6. Угловые распределения реакции  $(^{16}_0\text{O}, ^{15}_7\text{N})$  на различных ядрах при энергии налетающих ионов кислорода-16 60 Мэв.

увеличении порядкового номера ядра-мишени. Вид углового распределения практически не зависит от передаваемого момента и типа конечного состояния.

При бомбардировке ионами  $^{16}\text{O}$ , помимо реакций ( $^{16}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ), в ряде случаев идентифицированы реакции передачи и подхвата одного нейтрона - ( $^{16}\text{O}, ^{15}\text{O}$ ) и ( $^{16}\text{O}, ^{17}\text{O}$ ). При бомбардировке ионами  $^{12}\text{C}$  с энергией 38 Мэв мишени из изотопа  $^{96}\text{Zr}$  наблюдались реакции ( $^{12}\text{C}, ^{13}\text{C}$ ) и ( $^{12}\text{C}, ^{11}\text{B}$ ). Краткая сводка экспериментальных данных по всем этим реакциям дана в таблице IV. В той же таблице приведены также данные по реакции ( $^{18}\text{O}, ^{19}\text{F}$ ), которая имеет наибольшее сечение при использовании ионов  $^{18}\text{O}$  в качестве бомбардирующих частиц.

На рис.7 схематически показаны спектры реакции ( $^{18}\text{O}, ^{19}\text{F}$ ). Они демонстрируют еще одну существенную особенность реакций, вызываемых тяжелыми ионами - возможность возбуждения легкой улетающей частицы. Во всех случаях присутствует сильная группа, соответствующая энергии возбуждения около 1,5 Мэв. Ее появление можно объяснить, если принять во внимание, что в ядре  $^{19}\text{F}$  при энергии 1,5 Мэв имеется триплет уровней (1,35; 1,46 и 1,56 Мэв). Таким образом, рассматриваемая группа скорее всего обусловлена возбуждением одного из состояний этого триплета (либо всех из них), причем тяжелое конечное ядро остается в основном состоянии. Угловые распределения реакций однонуклонных передач имеют те же характерные особенности, что и в случае реакции ( $^{16}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ).

В третьем параграфе рассматриваются реакции двухнуклонных передач. В таблице V дана краткая сводка экспериментальных данных по реакции ( $^{16}\text{O}, ^{14}\text{C}$ ). На рис.8 схематически показаны энергетические спектры некоторых из этих реакций. Спектры, приведенные на этом рисунке, показывают, прежде всего, что как и в случае однонуклонных передач, при передаче двух протонов уровни конечных ядер заселяются очень избирательно. Сильно возбуждаются коллективные состояния, в частности уровни  $2^+$  и  $3^-$ . В отличие от реакций передачи двух нуклонов, вызываемых легкими частицами, ( $t, p$ ), ( $p, t$ ), ( $^3\text{He}, n$ ) - не наблюдается усиления переходов на уровни  $0^+$ . Интенсивности

$\sigma/\sigma_{gs}$

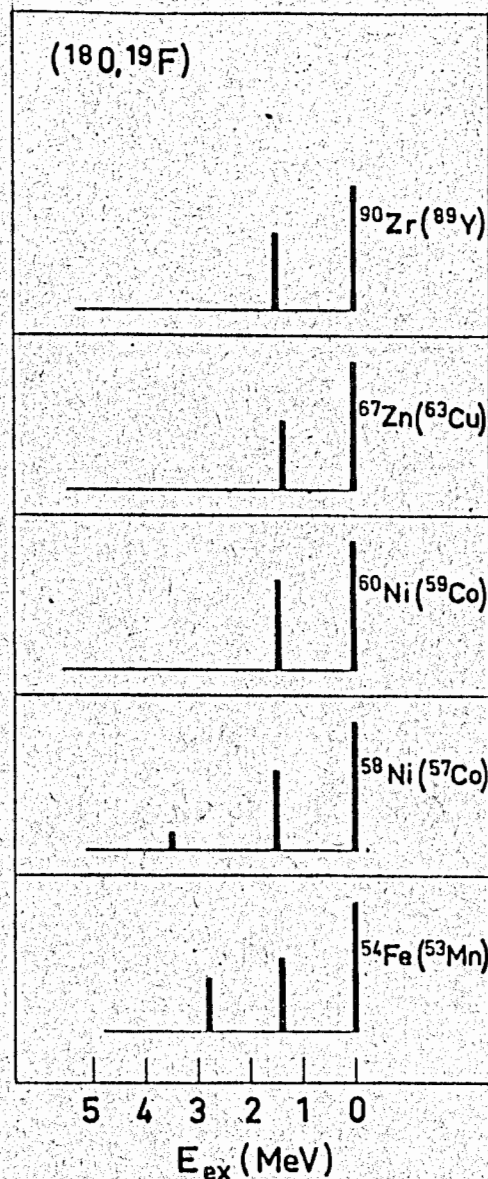


Рис.7. Энергетические спектры реакции ( $^{18}\text{O}, ^{19}\text{F}$ ).

Таблица I

Экспериментальные данные по реакциям сплюснутых передач

Ядро-мишень	Реакция	Остаточное ядро	Энергия пучка (Мэв)	Число наблюденных состояний	$Q_{г.с.}$ (Мэв)	$J_{г.с.}$	$\theta_{LAB}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e.c.m.)_{г.с.}$ (мкб/ст)
$^{48}_{Ca}$	( $^{16}_O, ^{17}_O$ )	$^{47}_{Ca}$	60	1	-5,81	$7/2^-$	25	$9000 \pm 1500$
$^{92}_{Zr}$	( $^{16}_O, ^{17}_O$ )	$^{91}_{Zr}$	60	1	-4,50	$5/2^+$	60	$770 \pm 70$
$^{94}_{Zr}$	( $^{16}_O, ^{17}_O$ )	$^{93}_{Zr}$	60	1	-4,08	$5/2^+$	60	$2130 \pm 280$
$^{96}_{Zr}$	( $^{16}_O, ^{17}_O$ )	$^{95}_{Zr}$	47	1	-3,58	$5/2^+$	165	$420 \pm 100$
$^{96}_{Zr}$	( $^{16}_O, ^{17}_O$ )	$^{95}_{Zr}$	49	1	-3,59	$5/2^+$	115	$850 \pm 80$
$^{96}_{Zr}$	( $^{16}_O, ^{17}_O$ )	$^{95}_{Zr}$	60	1	-3,59	$5/2^+$	60	$8400 \pm 800$
$^{54}_{Fe}$	( $^{16}_O, ^{15}_O$ )	$^{55}_{Fe}$	60	1	-6,37	$3/2^-$	40	$2800 \pm 500$
$^{54}_{Fe}$	( $^{18}_O, ^{19}_F$ )	$^{53}_{Mn}$	60	3	-0,86	$7/2^-$	40	$2470 \pm 250$
$^{58}_{Ni}$	( $^{18}_O, ^{19}_F$ )	$^{57}_{Co}$	60	3	-0,19	$7/2^-$	40	$1700 \pm 200$
$^{60}_{Ni}$	( $^{18}_O, ^{19}_F$ )	$^{59}_{Co}$	60	2	-1,53	$7/2^-$	30	$700 \pm 100$
$^{64}_{Zn}$	( $^{18}_O, ^{19}_F$ )	$^{63}_{Cu}$	60	2	+0,29	$3/2^-$	40	$1630 \pm 320$
$^{90}_{Zr}$	( $^{18}_O, ^{19}_F$ )	$^{89}_Y$	60	2	-0,37	$1/2^-$	60	$287 \pm 40$
$^{90}_{Zr}$	( $^{18}_O, ^{19}_F$ )	$^{89}_Y$	66	2	-0,37	$1/2^-$	40	$130 \pm 30$
$^{96}_{Zr}$	( $^{12}_C, ^{11}_B$ )	$^{97}_{Nb}$	38	1	-8,51	$9/2^+$	100	$180 \pm 50$
$^{96}_{Zr}$	( $^{12}_C, ^{13}_C$ )	$^{95}_{Zr}$	38	2	-2,89	$5/2^+$	100	$2620 \pm 300$

Таблица У  
 Экспериментальные данные по реакции ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{14}\text{C}$ )

Ядро мишень	Остаточное ядро	Число наблюдённых состояний	$Q_{\text{г.в.}}$ (МэВ)	$\epsilon_{\text{ЛАВ}}$	$\frac{dB}{d\Omega}(\theta_{\text{с.м}})_{\text{г.в.}}$ (мкб/ст)
50 Ti	52 Cr	5	-3,78	35	8,6 $\pm$ 2
52 Cr	54 Fe	3	-6,90	35	5I $\pm$ 5
54 Fe	56 Ni	4	-10,10	30	3I $\pm$ 10
58 Ni	60 Zn	3	-13,80	40	42 $\pm$ 5
60 Ni	62 Zn	6	-11,10	30	140 $\pm$ 35
62 Ni	64 Zn	6	-7,50	35	187 $\pm$ 20
64 Ni	66 Zn	6	-5,97	30	33I $\pm$ 35
86 Sr	88 Zr	5	-8,63	50	212 $\pm$ 17
88 Sr	90 Zr	3	-6,88	50	196 $\pm$ 24
90 Zr	92 Mo	6	-9,72	50	207 $\pm$ 35
66: 90 Zr	92 Mo	6	-9,72	40	175 $\pm$ 45
92 Zr	94 Mo	5	-7,80	60	125 $\pm$ 12
94 Zr	96 Mo	2	-6,23	60	115 $\pm$ 33
96 Zr	98 Mo	3	-5,08	50	37 $\pm$ 13
66: 92 Mo	94 Ru	2	-12,00	50	176 $\pm$ 55



переходов на коллективные уровни в реакции ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{14}\text{C}$ ) сравнимы по величине, а в ряде случаев даже превосходят интенсивности переходов на уровни  $0^+$ .

На рис.8 показаны угловые распределения реакции ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{14}\text{C}$ ). Они имеют тот же общий характер, что и в случае однопуклонных передач. Сравнение угловых распределений реакции ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{14}\text{C}$ ) и ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}$ ) показывает, что первые несколько сдвинуты относительно вторых в сторону меньших углов.

В таблице У1 приведены экспериментальные данные по реакции ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{14}\text{N}$ ). Энергетические спектры показывают ее резкую избирательность в заселении уровней конечных ядер. В ней происходит преимущественное возбуждение так называемых "вытянутых" состояний, т.е. таких, в которых два орбитальных момента и два спина передаваемых протона и нейтрона параллельны друг другу.

В таблице У2 приведены экспериментальные данные по реакции ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ). В энергетических спектрах последней также присутствует группа, соответствующая переходам с возбуждением легкой улетающей частицы.

Таблица У1

Экспериментальные данные по реакции ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{14}\text{N}$ )

Ядро мишень	Остаточное ядро	$Q_{\text{с.з.}}$ (Мэв)	$E_x$ (Мэв)	$J^{\pi}$	$\theta_{\text{IAB}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{с.м}})$ (Мрб/ст)
$^{54}\text{Fe}$	$^{56}\text{Co}$	-7,81	0,58	$(5^+)$	30	$52 \pm 14$
			3,8	-	30	$85 \pm 30$
$^{86}\text{Sr}$	$^{88}\text{Y}$	-7,83	0,7	$(8^+)$	50	$19 \pm 7$
$^{88}\text{Sr}$	$^{90}\text{Y}$	-8,99	0,69	$7^+$	50	$56 \pm 14$
$^{66}\text{Zr}$	$^{92}\text{Nb}$	-9,92	0	$(7^+)$	40	$131 \pm 15$
$^{66}\text{Mo}$	$^{94}\text{Tc}$	-10,26	0	$(7^+)$	50	$66 \pm 18$

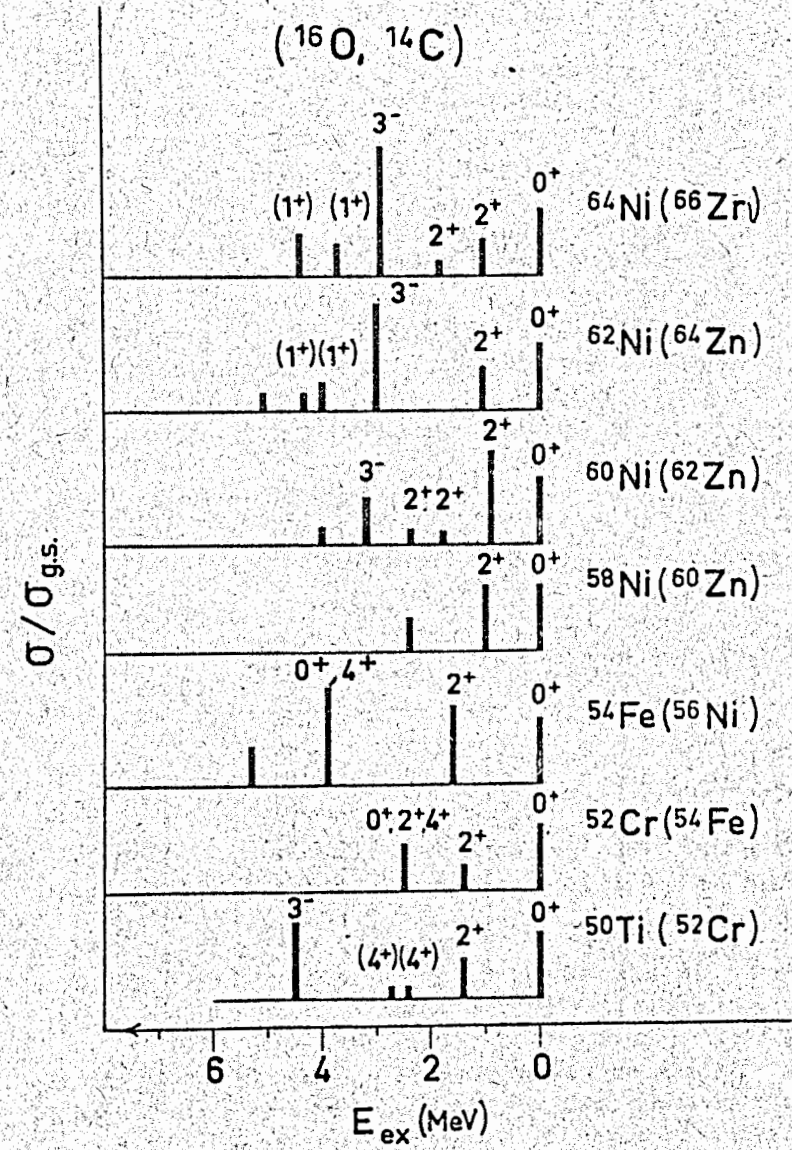


Рис.8. Энергетические спектры реакции ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{14}\text{C}$ ) на разных ядрах при энергии налетающих ионов кислорода-16 60 Мэв.

При бомбардировке различных мишеней ионами  $^{18}\text{O}$  во всех случаях в спектрах ионов кислорода имеется указание на группы, соответствующие переходам в основные состояния в реакции ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ), но идентифицировать их с уверенностью можно лишь в случае ядра-мишени  $^{58}\text{Ni}$ , для которого наблюдались как переход в основное состояние, так и переход на уровень  $2^+$  с энергией 1,33 Мэв. Дифференциальное сечение под углом  $30^\circ$  в обоих случаях равно около 20 мкб/ст. Столь малые сечения реакции ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ) скорее всего связаны с  $Q$  - зависимостью.

В таблице УИ приведены данные по реакциям трехнуклонных передач, которые рассматриваются в четвертом параграфе. Эти реакции имеют очень малые сечения и наблюдались лишь в небольшом числе случаев.

Таблица УИ

Экспериментальные данные по реакции ( $^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne}$ )

Ядро мишень	Остаточное ядро	Энергия пучка (Мэв)	Число наблюдаемых состояний	$Q_{г.в.}$ (Мэв)	$\theta_{\text{LAB}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{с.м})_{г.в.}$ (мкб/ст)
$^{54}\text{Fe}$	$^{52}\text{Cr}$	60	2	5,42	40	$155 \pm 50$
$^{58}\text{Ni}$	$^{56}\text{Fe}$	60	2	6,64	40	$150 \pm 20$
$^{60}\text{Ni}$	$^{58}\text{Fe}$	60	1	3,93	30	$424 \pm 50$
$^{64}\text{Zn}$	$^{62}\text{Ni}$	60	2	7,01	40	$169 \pm 35$
$^{90}\text{Zr}$	$^{88}\text{Sr}$	60	2	5,40	60	$30 \pm 10$
$^{90}\text{Zr}$	$^{88}\text{Sr}$	66	2	5,40	40	$14 \pm 10$

В пятом параграфе обсуждаются реакции ( $^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$ ). Последние представляют большой интерес в связи с вопросом о существовании  $\alpha$  - кластеров в атомных ядрах. На рис.9 представлен типичный энергетический спектр реакции ( $^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$ ). Его основная особенность - непрерывный спектр, имеющий вид широкого максимума. Эффективные сечения, проинтегрированные по

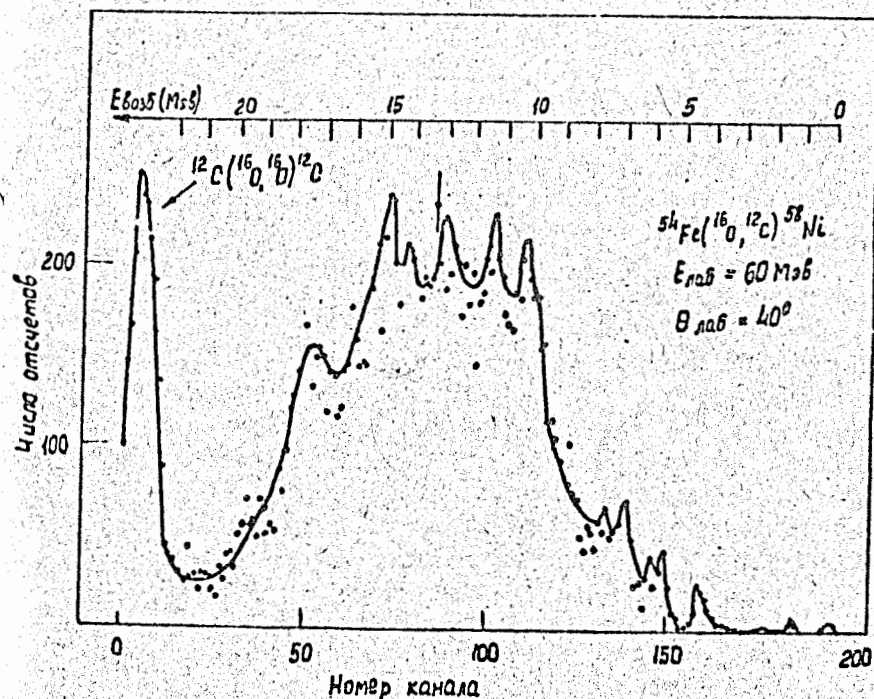
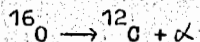


Рис.9. Энергетический спектр реакции ( $^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$ ) на ядрах железа-54 при энергии налетающих ионов кислорода-16 60 Мэв.

этому непрерывному спектру, велики для всех исследованных ядер-мишеней ( $\sim 4-7$  мб/ст) в максимуме углового распределения и почти не зависят от того, какое ядро используется в качестве мишени. Скорее всего эта часть спектра обусловлена процессом развала налетающей частицы:



Наряду с непрерывным спектром во многих случаях видны группы, соответствующие переходам в отдельные состояния конечных ядер. Наиболее интенсивные из них лежат при высоких энергиях возбуждения ( $\sim 7-10$  Мэв). Переходы в низколежащие состояния сильно подавлены. Эти результаты согласуются с данными, полученными в исследованиях реакции ( ${}^{16}_0, {}^{12}_C$ ), проведенных при энергиях 50 Мэв [40]. Избирательное заселение высоколежащих уровней в реакции ( ${}^{16}_0, {}^{12}_C$ ) свидетельствует о важной роли в ней эффектов, связанных с ядерной структурой. Однако при современном состоянии теории реакций с тяжелыми ионами не представляется возможным сделать однозначный вывод о том, что уровни, соответствующие интенсивным группам в спектрах ( ${}^{16}_0, {}^{12}_C$ ), обладают  $\alpha$ -кластерной или квартетной структурой. Характер спектра сильно модулируется кинематическими факторами, которые приводят, прежде всего, к резкой зависимости сечений от энергоделиения реакции  $Q$ .

Качественно основные черты механизма ядерных реакций с тяжелыми ионами можно объяснить на основе довольно простого полуклассического описания. Этому посвящен шестой параграф. Одно из основных предположений состоит в том, что для рассматриваемых соударений можно пользоваться понятием траектории. Оно представляется достаточно оправданным, так как длины де-Бройлевских волн малы, а значения параметра Зоммерфельда - велики. При классическом описании угол рассеяния однозначно связан с траекторией. Для резерфордовских траекторий эта связь дается формулой (П.1). Орбитальный момент количества движения в случае резерфордовской траектории связан с углом рассеяния соотношением:

$$L = \sqrt{2mE} \times \frac{a}{2} \times \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}, \quad (\text{IV.1})$$

где  $m$  - приведенная масса.

Применяя законы сохранения энергии и момента количества движения, можно получить следующее соотношение между углами рассеяния, соответствующими траекториям входного и выходного канала:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta_f}{2} = \sqrt{g} \operatorname{ctg} \frac{\theta_i}{2}, \quad (\text{IV.2})$$

где

$$g = \left( \frac{Z_i Z_f}{Z_f Z_f} \right)^2 \frac{m_i}{m_f} \left( 1 + \frac{Q}{E_1} \right) \left( \frac{L_f}{L_i} \right)^2$$

Индексы  $i$  и  $f$  относятся к входному и выходному каналам соответственно.

Обзор полученных экспериментальных данных показывает, что сечение одной и той же реакции, например ( ${}^{16}_0, {}^{15}_N$ ), резко меняется в зависимости от ядра-мишени.

Эти изменения нельзя объяснить только эффектами ядерной структуры. Такое заключение может быть сделано, прежде всего, в результате сравнения сечений реакций передачи одного протона различным изотопам одного и того же элемента. На рис.10 приведены в качестве примера сечения одночастичных переходов на уровни  $2p_{3/2}$  и  $1g_{9/2}$  в реакции ( ${}^{16}_0, {}^{15}_N$ ) на изотопах никеля. По оси абсцисс отложены величины  $Q$ . Структуры заселяемых состояний  $p_{3/2}$  и  $g_{9/2}$  в разных изотопах конечного элемента меди очень близки, поскольку все они представляют собой одночастичные протонные состояния над замкнутым по протонам остову. Следовательно, резкое изменение сечений от одного изотопа к другому должно быть отнесено за счет кинематических факторов. Приведены и другие примеры, свидетельствующие о сильных кинематических эффектах, проявляющихся прежде всего

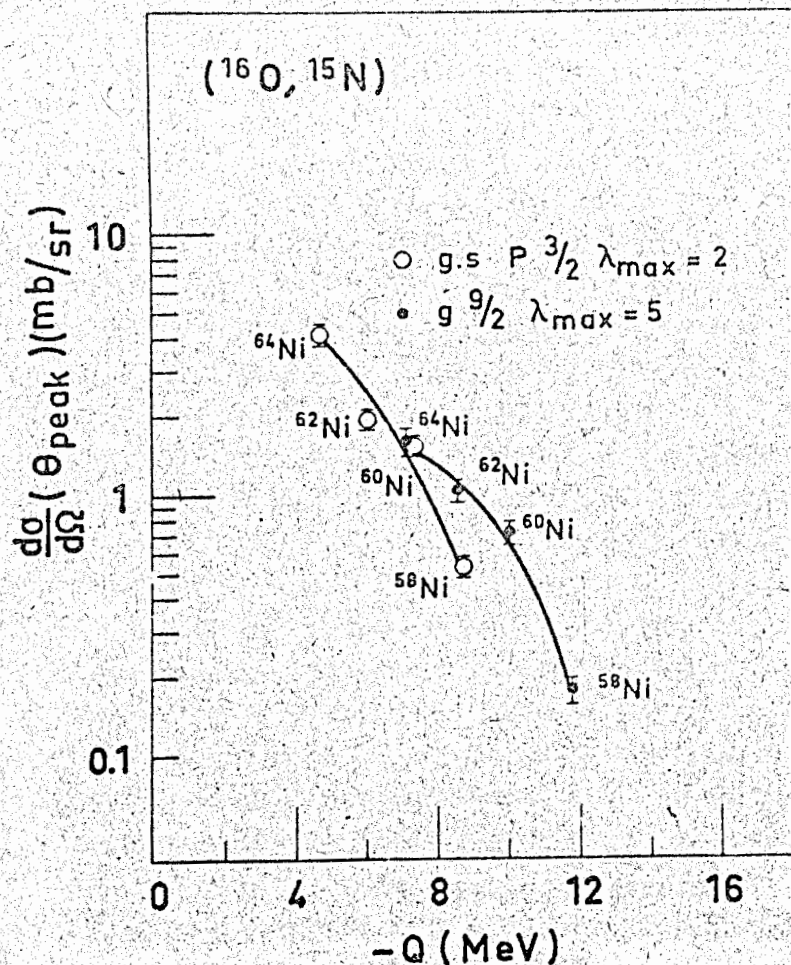


Рис.10. Зависимость дифференциальных сечений (в максимуме углового распределения) реакции ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}$ ) на разных изотопах никеля от энергосвиделения  $Q$ .

в зависимости эффективных сечений реакции величины  $Q$ . Эта  $Q$  - зависимость сечений может быть связана с величиной "рассогласования" классических траекторий входного и выходного каналов. В качестве меры этого рассогласования используется разность расстояний наибольшего сближения двух траекторий:

$$\Delta D = D_f - D_i \quad (\text{IV.3})$$

Этот критерий впервые был получен для реакций передачи одного нейтрона в случае лобовых соударений при сильно подбарьерных энергиях [61]. На рис.11 приведены те же самые сечения, что и на рис.10, но построенные в зависимости от величин  $\Delta D$ . Как видно из рисунка, эффективные сечения достигают максимальных значений при  $\Delta D \approx 0$  и экспоненциально спадают при увеличении  $|\Delta D|$ . Совокупность полученных экспериментальных данных говорит о том, что критерий  $\Delta D = 0$  применим для энергий существенно выше кулоновского барьера и для различных типов реакций. Его можно рассматривать как приближенное полуэмпирическое правило, с помощью которого можно судить об ожидаемой величине сечения той или иной реакции. Используя этот критерий, можно, в частности, определить "наилучшее" для данной реакции значение  $Q$ :

$$Q_{\text{opt}} \approx E_i \left( \frac{z_f z_f}{z_i z_i} - 1 \right) \approx \frac{\Delta Z}{z_i} \left( 1 - \frac{z_f}{z_i} \right), \quad (\text{IV.4})$$

где  $\Delta Z$  - заряд, переданный от налетающей частицы ядру-мишени.

Значения  $Q_{\text{opt}}$ , вычисленные по формуле (IV.4) находятся в хорошем согласии с наблюдаемой на опыте общей тенденцией в поведении сечений. В частности, можно объяснить малость сечений реакции ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ ). В исследованных случаях величины  $Q$  для этой реакции положительны и составляют около 6-8 Мэв, тогда как  $Q_{\text{opt}} \approx 0$ . Из соотношения (IV.4) следует, также, что сильное возбуждение в реакции ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}$ ) уровней с энергиями  $\sim 6-10$  Мэв в значительной мере определяется, по-видимому, кинематическими факторами.

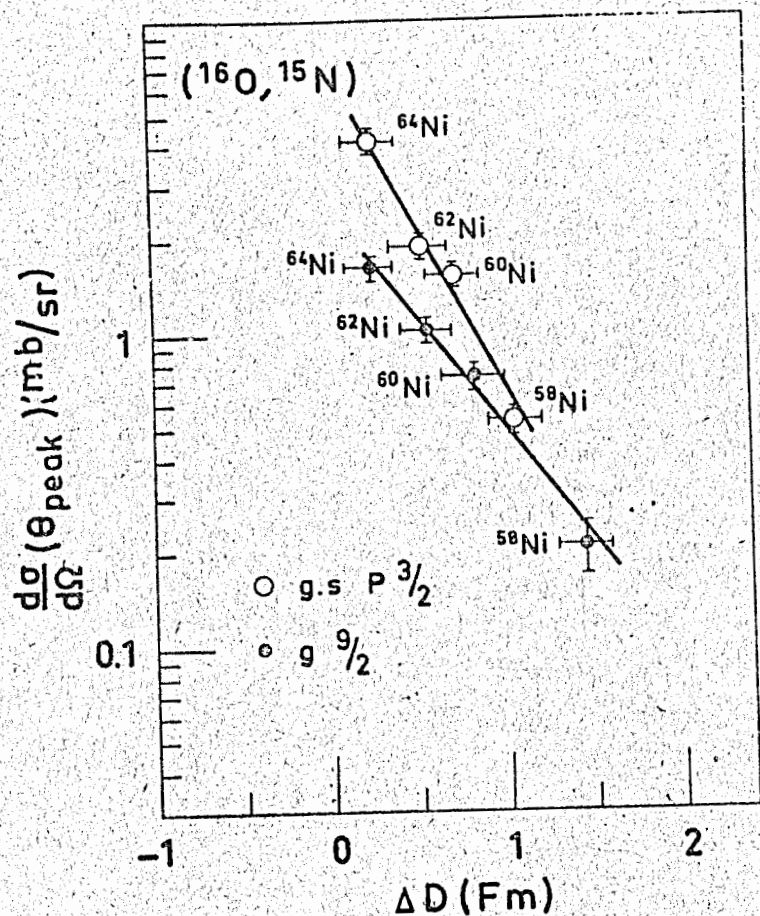


Рис. II. Зависимость дифференциальных сечений (в максимуме углового распределения) реакции  $(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})$  на разных изотопах никеля от "расогласования" траекторий входного и выходного каналов.

Полуклассическая картина использована также для анализа угловых распределений. В этом случае сечение некоторой реакции можно записать в виде:

$$\sigma_{tr} \approx \sigma_{geom} \langle 1 - P_{abs} \rangle P_{tr} \quad (IV.5)$$

где  $\sigma_{geom}$  - геометрическое сечение,

$\langle 1 - P_{abs} \rangle = \sqrt{(1 - P_{abs}(\theta_i))(1 - P_{abs}(\theta_f))}$  - усредненная по входному и выходному каналам вероятность того, что не произойдет поглощения, а  $P_{tr}$  - вероятность передачи. На рис. 12 показаны вероятности передачи  $P_{tr}$  для различных переходов в реакции  $(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})$  на различных ядрах-мишенях при энергии 60 Мэв, вычисленные из измеренных угловых распределений (см. рис. 6), исходя из формулы (IV.5). По оси абсцисс отложены величины  $\bar{D}$  - средние расстояния наибольшего сближения классических траекторий входного и выходного каналов. Как видно из рисунка, вероятность передачи приблизительно может быть представлена экспоненциально убывающей функцией расстояния наибольшего сближения классической траектории

$$P_{tr} \sim \exp(-k\bar{D}) \quad (IV.6)$$

Значения коэффициентов  $k$ , характеризующих скорость спада этой функции, приведены в четвертом столбце таблицы IX. В полуклассическом приближении [62] вероятность передачи пропорциональна вероятности туннельного перехода передаваемой частицы из потенциальной ямы налетающей частицы в потенциальную яму ядра-мишени. Последняя вероятность определяется перекрытием начального и конечного состояний. В случае передачи нейтрона при лобовом соударении для величины  $P_{tr}$  было получено выражение [62]:

$$P_{tr} \sim \exp(-2\kappa D) \quad (IV.7)$$

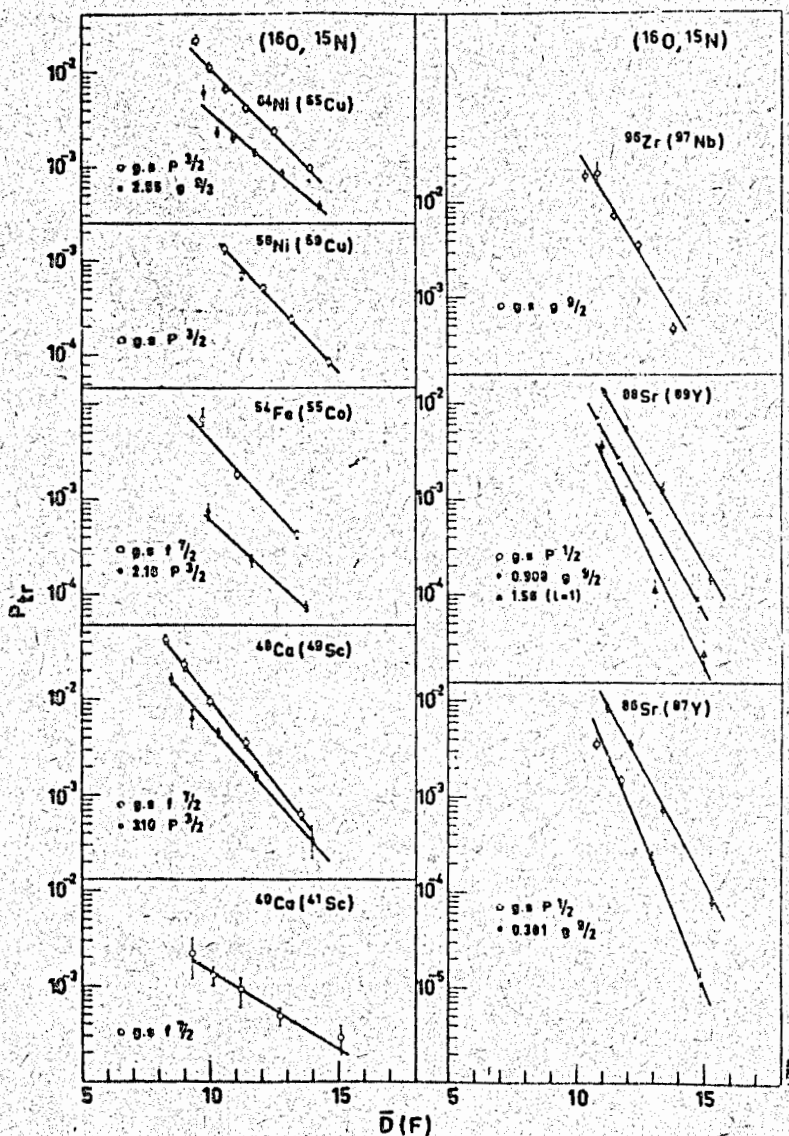


Рис.12. Зависимости вероятности передачи в реакции  $(^{16}O, ^{15}N)$  при энергии налетающих ионов кислорода-16 60 Мэв от расстояния наибольшего сближения траектории.

где  $\alpha = \sqrt{2S_{\text{дд}}}$ , а  $S_{\text{дд}}$  и  $\mu_{\text{дд}}$  - энергия связи и масса нейтрона соответственно. Сравнение значений  $k$  и  $2\alpha$  (см. таблицу IX) показывает, что для энергий, существенно превышающих кулоновский барьер  $k < 2\alpha$ , а по мере приближения к барьеру  $k \rightarrow 2\alpha$ . Итак, вид угловых распределений реакций, вызываемых тяжелыми ионами, определяется прежде всего характером изменения с расстоянием вероятности передачи и скоростью поглощения во входном и выходном каналах.

В седьмом параграфе результаты анализа, проведенного на основе полуклассической модели, сравниваются с тем, что дает метод искаженных волн [61, 63]. Это сравнение проведено для реакций ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}$ ). С помощью метода искаженных волн удается воспроизвести зависимость сечения реакций от величины  $Q$  и форму угловых распределений - в тех случаях, когда величина  $Q$  близка к оптимальному значению, которое дает полуклассическая модель. Существующие в настоящее время варианты этого метода не дают надежного количественного описания экспериментальных данных, и, следовательно, пока его нельзя с уверенностью использовать для извлечения количественной информации о структуре ядерных уравнений.

#### У. ПРЯМОЕ КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ИОНОВ

В пятой главе рассматривается процесс перезарядки ионов на атомных ядрах. Прямая реакция ( $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$ ) может оказаться уникальным средством определения величины спин-изоспиновой части парного взаимодействия нуклонов, а с другой стороны, дать ценные сведения об оболочечной структуре ядерных уровней. В основном состоянии ядра  $^6\text{Li}$  моменты двух нуклонов, находящихся сверх заполненной  $S$ -оболочки, складываются так, что их полный орбитальный момент  $L = 0$ , полный спин  $S = 1$  и изоспин  $T = 0$ . Основное состояние ядра  $^6\text{He}$  и его изобараналог -  $0^+$  состояние ядра  $^6\text{Li}$  с энергией 3,56 МэВ представляет собой две компоненты изоспинового триплета, характеризующегося квантовыми числами  $L = 0$ ,  $S = 0$ ,  $T = 1$ . Реакцию

Таблица IX

Скорости спадания с расстоянием вероятности передачи одного протона в случае реакции ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}$ )

Ядро мишень	$Q_{\text{г.в.}}$ (МэВ)	$E_{\text{ex}}$ (МэВ)	$k$ ( $\text{fm}^{-1}$ )	$(\text{fm}^{-1})^2$
$^{40}\text{Ca}$	-11,04	0	0,38	0,45
$^{48}\text{Ca}$	- 2,50	0	0,80	1,36
		3,10	0,71	1,13
$^{54}\text{Fe}$	- 7,06	0	0,68	0,99
		2,16	0,56	0,76
$^{58}\text{Ni}$	- 8,71	0	0,68	0,82
$^{64}\text{Ni}$	- 4,68	0	0,63	1,20
		2,55	0,55	0,97
$^{86}\text{Fr}$	- 6,29	0	1,45	1,07
		0,38	1,16	1,03
$^{88}\text{Sr}$	- 5,05	0	1,16	1,17
		0,91	1,05	1,10
		1,56	1,10	1,03
$^{96}\text{Zr}$	- 4,66	0	1,05	1,21

( $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$ ) и ее изобарический аналог - неупругое рассеяние ионов  $^6\text{Li}$  с возбуждением в них уровня  $0^+$ ,  $T=1$  - можно рассматривать как процессы прямого квазиупругого рассеяния, в которых происходит переворот спина и изоспина нуклона в налетающей частице и нуклона в ядре-мишени. Это означает, что они обусловлены членом  $(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2)$  в парном взаимодействии нуклонов, и что ядерные силы другого типа не могут давать в них вклада. Следовательно, эффективные сечения будут зависеть от величины этого взаимодействия, и эту величину можно будет определить из данных по сечениям, полученным на опыте.

С другой стороны, в реакциях ( $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$ ) и ( $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{Li}$  ( $0^+$ ,  $T=1$ )) должны избирательно возбуждаться уровни специфической структуры - те, что могут быть получены из основного состояния ядра-мишени в результате такого одночастичного перехода, в котором происходит переворот спина и изоспина нуклона ядра-мишени. Общее выражение для дифференциального сечения реакций переа-рядки получено на основе метода искаженных волн. Из него можно получить следующие правила отбора,

$$\begin{aligned}
 |J_i - J_f| &\leq I \leq J_i + J_f \\
 |j_i - j_f| &\leq l \leq j_i + j_f \\
 |l_i - l_f| &\leq L \leq l_i + l_f \\
 |L - 1| &\leq I \leq L + 1 \\
 \Pi_i &= (-1)^{L+l_f}
 \end{aligned}
 \tag{Y.1}$$

где  $J$  - полный момент ядерного уровня,  $j, l$  - полный и орбитальный моменты нуклона,  $L$  - переданный момент. Индексы  $i$  и  $f$  относятся к начальному и конечному состояниям соответственно. В практически важном случае, когда начальное и конечное состояние можно описать в схеме  $j-j$  - связи, выражение для дифференциального сечения имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_L V_L \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_L
 \tag{Y.2}$$

где коэффициенты  $V_L$  определяются только структурой начального и конечного состояний, а величины  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_L$  - динамикой реакции. Явные выражения для  $V_L$  и  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_L$  даются формулами:

$$V_L = \frac{(T_i T_f P_i - P_f |1P)^2}{2J_i + 1} \sum_I (2I+1) |D_{LI}|^2,
 \tag{Y.3}$$



где

$$D_{LI} = (-1)^{l_f + l_i - j_f} \sqrt{(2l_i + 1)(2l_f + 1)(2j_i + 1)(2j_f + 1)} \times$$

$$\times (l_i l_f 00 | l 0) \begin{Bmatrix} l_i & \frac{1}{2} & j_i \\ l_f & \frac{1}{2} & j_f \\ l & 1 & l \end{Bmatrix} S \quad (Y.4)$$

S - спектроскопический фактор, определяемый структурой начального и конечного состояний,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_L = \left(\frac{2m}{4\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} \frac{4V_{11}^2}{\pi} \frac{1}{2L+1} \sum_M |F_{LM}|^2 \quad (Y.5)$$

где  $V_{11}$  - "сила" спин-изоспинового взаимодействия.

$$F_{LM} = \langle \chi_{k_f}^{(-)} | Y_{LM} \varepsilon_{if}^{(L)} | \chi_{k_i}^{(+)} \rangle \quad (Y.6)$$

где  $\chi$  - искаженная волна, а  $\varepsilon_{if}^{(L)}$  - формфактор.

Получены выражения для спектроскопических факторов в случае переходов между некоторыми, сравнительно простыми конфигурациями. Численные значения спектроскопических факторов определены для реакции ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$ ) на ядрах 1p - оболочки.

В приложения вынесены вычисления некоторых формул, используемых во второй, третьей и пятой главах.

Материалы, вошедшие в диссертацию, опубликованы в статьях [23, 24, 29, 41-47, 49], докладывались на Международной конференции по физике тяжелых ионов (Дубна, февраль 1971 г.), на Международном симпозиуме по реакциям с тяжелыми ионами и квартерным состояниям (Сакле, сентябрь 1971 г.), на XXIII

Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Тбилиси, январь 1973 г.), а также были прочитаны в виде лекций на УШ Зимней школе по ядерной физике ЛИЯФ (Зеленогорск, февраль 1973 г.).

Л И Т Е Р А Т У Р А.

1. N.P. Heidenburg and G.M. Temmer, Phys. Rev. 104(1956)123
2. J.L. Russel, G.C. Phillips and C.W. Reich, Phys. Rev. 104(1956)135
3. R. Nilson, W.K. Jentschke, G.R. Briggs, R.O. Kerman and J.N. Snyder, Phys. Rev. 109(1958)850
4. W.E. Meyerhoff and L.F. Chase, Phys. Rev. 111(1958)1348
5. R.W. Hill, Phys. Rev. 90(1953)845
6. J.F. Bittner and R.D. Moffat, Phys. Rev. 96(1954)374
7. E.B. Carter, G.E. Mitchell and R.H. Davis, Phys. Rev. 133B(1964)1421
8. B.K. Barnes, T.A. Belote and J.R. Risser, Phys. Rev. 140(1965)B616
9. J.A. Weinman and E.A. Silverstein, Phys. Rev. 111(1958)277
10. R.M. Sanders, Phys. Rev. 104(1956)1434
11. D.F. Herring, Phys. Rev. 112(1958)1217
12. H. Smotrich, K.W. Jones, L.C. McDermott and R.E. Benenson, Phys. Rev. 118(1960)175
13. К.В.Караджев, В.И.Манько, Ф.Е.Чукреев ЭТФ 47(1964)1185
14. J.R. Cameron, Phys. Rev. 90(1953)839
15. L.C. McDermott, K.W. Jones, H. Smotrich and R.E. Benenson, Phys. Rev. 122(1961)232

16. E. Goldberg, W. Haerberly, A.I. Galonsky and R.A. Douglas, Phys. Rev. 93(1954)799
17. К.В.Караджев, В.И.Манько, Ф.Е.Чукреев ЯФ 9 (1968) 742
18. К.В.Караджев, В.И.Манько, Ф.Е.Чукреев ЯФ 4 (1966) 909
19. D.A.Bromley, J.A.Kuhner and E.Almqvist, Nucl. Phys. 13(1954)1
20. E.Almqvist, D.A.Bromley and J.A.Kuhner, Phys. Rev. Lett. 4(1960)515
21. D.M.Dennison, Phys. Rev. 96(1954)378
22. A.Baz, Phil. Mag. Suppl. "Advances in Physics" 8(1959)349
23. A.I.Baz, V.I.Manko, Phys. Lett. 28B(1969)541
24. А.И.Базь, В.И.Манько, ЯФ 10(1969)78
25. K.Wilderhuth and Th.Kanellopoulos, Nucl. Phys. 7(1958)150
26. M.Danos and V.Gillet, Phys. Rev. 161(1967)1034
27. В.Г.Неудачин, Ю.Ф.Смирнов "Нуклонные ассоциации в легких ядрах". Наука (Москва, 1969).
28. A.Arima, Journ. de Phys. Suppl. 32(1967)c6-33
29. К.В.Караджев, В.И.Манько, Ф.Е.Чукреев, Сообщения участников Межд.симп. по стр.ядра (Дубна, 1968) 186
30. H.R.Weller, Phys. Rev. Lett. 28(1972)247
31. H.L.Reynolds and A.Zucker, Phys. Rev. 96(1954)1615
32. В.В.Волков, А.С.Пасик, Г.Н.Флеров ЭТФ 33 (1957)595
33. R.Kaufmann and R.Wolfgang, Phys. Rev. Lett. 3(1959)232
34. В.А.Карнаухов, Г.М. Тер-Акопян и В.И.Хализев. ЭТФ 36(1959) 748

35. G.E.Anderson, W.J.Knox, A.R.Quinton and C.A.Bach,  
Phys. Rev. Lett. 3(1959)557
36. A.A.Ogloblin, "Nuclear Reactions induced by Heavy Ions",  
ed. by R.Bock and W.R.Herring(Proc. of the Int. Conf.,  
Heidelberg, 1969)231
37. R.Middleton, там же, 263
38. K.Bethge, Ann. Rev. Nucl. Science 20(1970)255
39. V.I.Chuev, V.V.Davydov, V.I.Manko, B.G.Novatskii,  
S.B.Sakuta and D.N.Stepanov, Phys. Lett. 31B(1970)624
40. J.C.Faivre, H.Paraggi, J.Gastebois, B.G.Harvey, M.-C.Lemaire,  
J.-M.Loiseaux, M.C.Mermaz and A.Papineau, Phys. Rev. Lett.  
24(1970)1188
41. V.I.Manko, F.D.Becchetti, P.R.Christensen and R.J.Nickles,  
Journ. de Phys. Suppl. 32(1971)c6-225
42. P.R.Christensen, V.I.Manko, F.D.Becchetti and R.J.Nickles,  
Nucl. Phys. A207(1973)<sup>33</sup>, препринт Института  
им. Н.Бора (1972)
43. R.J.Nickles, V.I.Manko, P.R.Christensen and F.D.Becchetti,  
Phys. Rev. Lett. 26(1971)1267
44. F.D.Becchetti, P.R.Christensen, V.I.Manko and R.J.Nickles,  
Nucl. Phys. A203(1973)1, препринт Института им. Н.Бора (1972)
45. F.D.Becchetti, P.R.Christensen, V.I.Manko and R.J.Nickles,  
Phys. Lett. 43B(1973)<sup>279</sup>, препринт  
Института им. Н.Бора (1972).

46. F.D.Becchetti, N.Baron, P.R.Christensen, V.I.Manko and  
R.J.Nickles, Межд. Конф. по физике тяжёлых ионов (Дубна 1971)361
47. P.R.Christensen, F.D.Becchetti, V.I.Manko and R.J.Nickles,  
Межд. Конф. по физике тяжёлых ионов (Дубна 1971)235
48. F.Videbaek, I.Chernov, P.R.Christensen and E.E.Gross,  
Phys. Rev. Lett. 28(1972)1072
49. V.I.Chuev, Yu.A.Glukhov, V.I.Manko, B.G.Novatskii,  
A.A.Ogloblin, S.B.Sakuta and D.M.Stepanov, Phys. Lett.  
B42(1972)63
50. H.L.Reynolds and A.Zucker, Phys. Rev. 102(1956)1378
51. M.L.Halbert and A.Zucker, Nucl. Phys. 16(1960)158
52. H.L.Reynolds, E.Goldberg and D.D.Kerlee, Phys. Rev.  
119(1960)2009
53. D.D.Kerlee, H.L.Reynolds and E.Goldberg, Phys. Rev.  
127(1962)1224
54. E.Goldberg and H.L.Reynolds, Phys. Rev. 112(1958)1981
55. V.K.Lukjanov, K.A.Gridnev, V.S.Zvonov, Phys. Lett.  
29B(1969)535
56. R.A.Brogia, S.Landown and A.Winther, Phys. Lett.  
40B(1972)293
57. K.Alder, A.Bohr, T.Huus, B.Mottelson and A.Winter,  
Rev. Mod. Phys. 28(1956)432
58. D.D.Armstrong and A.J.Blair, Phys. Rev. 140(1965)B1226
59. B.Rosner and C.H.Holbrow, Phys. Rev. 154(1967)1080
60. B.Cujec and I.M.Sz6ghy, Phys. Rev. 179(1969)1060

61. R.J.A. Buttle and L.J.B. Goldfarb, Nucl. Phys. A176(1971)299
62. G. Breit and M. Ebel, Phys. Rev. 103(1956)679
63. F. Schmittroth, W. Tobocman and A.A. Golestaneh, Phys. Rev. c1(1970)377

Техн. редактор Н.И. Мазаева  
Т-10210.5.07.73г. Формат 60x84 1/16  
Уч.-изд. л. I, 67. Тир. 150 экз. Зак. 12288  
ОНИ.ИАЗ