

5863

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P4 -5863

Г. Шульц, Х.Ж. Вибике, Ф.А. Гареев

О РЕАКЦИИ (d,p)
НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1971

P4 -5863

Г. Шульц, Х.Ж. Вибике, Ф.А. Гареев

О РЕАКЦИИ (d,p)
НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в Nuclear Physics

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Проблеме изучения дейтронного срыва на деформированных ядрах посвящен ряд статей ^{/1/}.

В настоящей работе для описания этого процесса на деформированных ядрах ^{24}Mg и ^{176}Yb применяется метод связанных каналов в борновском приближении (ССВА). Метод связанных каналов, использованный в данной работе, имеет следующие особенности:

1. Обобщенные искаженные волны вычислены в адиабатическом приближении и поэтому все ротационные возбужденные состояния, принадлежащие основной полосе начального и конечного ядер, включены в расчёт ^{/2/}.

2. Волновая функция связанного состояния переданного нейтрона разложена по функциям Штурма ^{/3,4/}, которые образуют полный набор для любых квадратично интегрируемых функций.

Хорошо известно, что амплитуда передачи очень чувствительна к асимптотическому поведению волновой функции связанного состояния переданной частицы. Обычно при разложении одночастичной волновой функции связанного состояния деформированного ядра по волновым функциям сферического потенциала Саксона-Вудса вкладом от непрерывного спектра пренебрегают. Поэтому полученные одночастичные волновые функции деформированного ядра имеют неправильное асимптотическое поведение при больших r .

Метод разложения по волновым функциям Штурма не имеет принципиального ограничения по числу базисных состояний и, следовательно, этот метод гарантирует корректное поведение волновой функции на любых расстояниях. Заметим, что некоторые попытки в этом направлении были сделаны ранее Немировским и Чепурновым^{/5/} и Ростом^{/6/}.

В следующем параграфе описан метод вычисления одночастичных волновых функций деформированных ядер и дифференциальных сечений. В §3 результаты расчётов сравниваются с экспериментальными данными. Выводы даны в §4.

2. Сечение срыва

Вычисление искаженных волн для падающих и рассеянных частиц проводится методом связанных каналов, описанным в^{/7,8/}.

Поэтому остановимся только на волновой функции связанного состояния переданного нейтрона. Она характеризуется проекцией Ω полного углового момента J и чётностью π и может быть представлена в виде^{/3/}:

$$\psi_{\Omega\pi}(\vec{r}_n) = \sum_{n\ell_j} a_{n\ell_j}(\Omega) \frac{S_{n\ell_j}(r)}{r} | \ell_j \Omega \rangle, \quad (1)$$

где $S_{n\ell_j}(r)$ — функции Штурма, которые удовлетворяют уравнению:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right) + E - V_{S_0}(r) \cdot \vec{\sigma} \vec{\ell} - a_{n\ell_j} V(r) \right] S_{n\ell_j}(r) = 0. \quad (2)$$

Здесь $V(r)$ — потенциал Саксона-Вудса, $V_{S_0}(r)$ — потенциал спин-орбитального взаимодействия, E — энергия связи переданного нейтрона. Коэффициенты $a_{n\ell_j}$ являются собственными значениями уравнения (2) и выбраны так, чтобы были справедливы следующие граничные условия:

$$S_{n\ell_j}(0) = 0, \quad (3)$$

$$S_{n\ell_j}(r \rightarrow \infty) \propto \exp\left(-\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} |E|} r\right). \quad (4)$$

Используя такие одночастичные волновые функции для деформированных ядер $\psi_{\Omega\pi}$ и искаженные волны с учётом условия (1), можно написать выражение для дифференциального сечения реакции срыва на чётно-чётном ядре:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = 2 \cdot \sigma_{LJ\Omega}^{CCBA}(\theta), \quad (5)$$

где L - переданный угловой момент, J - полный угловой момент и Ω - проекция J . Сечения $\sigma_{LJ\Omega}^{CCBA}(\theta)$ определяются^{/9/}:

$$\sigma_{LJ\Omega}^{CCBA}(\theta) = \frac{1}{2} \frac{\mu_p \mu_d}{(2\pi \hbar^2)^2} D_{np} \left(\frac{k_p}{k_d} \right) \cdot (2L+1)^{-1} * \quad (6)$$

$$* \sum_{m_p} \left| \sum_{n\ell_i} \sigma_{n\ell_i}^{(\Omega)} \sum_{\sigma} (L s \Omega - \sigma \sigma | J \Omega) (l s \Omega - \sigma \sigma | j \Omega) B_{L\Omega}(n\ell_i, \sigma) \right|^2$$

$$B_{L\Omega}(n\ell_i, \sigma) = \sum_{\rho_p \rho_d} \hat{\ell}_p \hat{\ell}_d \hat{\ell}^{-1} (\ell_p \ell_d 0 0 | \ell 0) (\ell_p \ell_d m_p m_d | \ell \Omega - \sigma) * \quad (7)$$

$$* (\ell'_p \ell'_d m_p m_d | L \Omega - \sigma) (\ell'_p \ell'_d m'_p 0 | L m'_p) I(\rho_p \rho_d, n\ell_i) Y_{\ell'_p m'_p}(\theta)$$

ρ обозначает набор квантовых чисел (ℓ, ℓ', m) и :

$$I(\rho_p \rho_d, n\ell_i) = \int_0^{\infty} R_{\rho_p}(r) \frac{S_{n\ell_i}(r)}{r} R_{\rho_d}(r) r^2 dr \quad (8)$$

- интеграл перекрытия радиальных волновых функций. Заметим, что в сечении CCBA входит формфактор, являющийся когерентной суперпозицией функций $\sigma_{n\ell_i}^{(\Omega)} S_{n\ell_i}(r)$ и при этом полный переданный угловой момент J не совпадает с j - несохраняющимся моментом деформированной орбиты. Заменяя в (8) общую радиальную волновую функцию $R_{\ell' \ell}^m$ обычной волновой функцией $(\ell'_d = \ell_d, \ell'_p = \ell_p)$, можно провести суммирование по m_p, m_d, σ в (7) и (6) и получить условия $\ell = L$ и $j = J$. В результате DWBA сечение^{/10/}

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = 2 \cdot \sigma_{LJ}^{DWBA}(\theta) \quad (9)$$

можно вычислить, причем формфактор является суперпозицией функций $\sigma_{n\ell j}^{(\Omega)}$, $S_{n\ell j}$ и суммирование ведется только по квантовому числу n (ℓ и j фиксированы). Уравнение (9) недавно было применено Андерсеном и др.^{/4/} для описания (d, p) реакции на ядре ^{239}Pu в случае возбуждения высоколежащих состояний. В работе^{/4/} авторы пренебрегают зависимостью одночастичных состояний деформированных ядер от β_4 , берут простое спин-орбитальное взаимодействие, не зависящее от параметров деформации β_λ , и, что самое главное, среднее поле для деформированного ядра разлагают в ряд Тэйлора. А ряд Тэйлора при тех значениях параметров, которые применяются в^{/4/}, сводится только для окрестностей двух углов θ , определяемых нулями сферической функции $Y_{20}(\theta)$. Важно отметить, что правильную асимптотику на больших r имеют только одночастичные волновые функции, полученные методом Штурма-Лиувилля или методом связанных каналов^{/5/}. $DWBA$ сечение (9) применимо только в том случае, когда члены с $j \neq J$ в ССВА амплитуде малы по сравнению с членом $j = J$ и использование искаженных волн, меняющихся в зависимости от параметров деформации среднего поля, не приводит к дополнительным эффектам.

На основе изложенного выше формализма написана программа **POLLUX**^{/11/} на языке **ALGOL** для ЭВМ **CDC-1604A**. При вычислении амплитуды перехода дейтронная волновая функция нормируется в приближении нулевого радиуса действия ядерных сил и сечение умножается на фактор 1,5.

3. Сравнение с экспериментальными данными

Для сравнения теории с экспериментальными данными были выбраны сильнодеформированные ядра ^{25}Mg и ^{177}Yb . Эти ядра принадлежат к различным областям по атомным весам и поэтому должны изучаться неза-

висимо. Легкое ядро ^{25}Mg имеет ротационные полосы с небольшим числом возбужденных состояний и нужная точность одночастичной волновой функции достигается при меньшем числе членов разложения (1), чем в случае ядра ^{177}Yb . Кроме того, в $^{24}\text{Mg}(d,p)$ реакции существуют так называемые запрещенные переходы $^{12/}$, которые служат чувствительным тестом для используемой модели.

3.1. Оптические параметры и параметры деформации

Параметры деформации и оптического потенциала в расчётах по методу ССВА были получены при обработке упругого и неупругого рассеяния протонов и дейтронов с помощью программы **KASTOR** $^{11/}$. Для ядра ^{24}Mg теоретический анализ экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеянию дейтронов с энергией 13,5 Мэв и протонов с энергией 17,5 Мэв проведен в $^{12/}$. Для реакции $^{176}\text{Yb}(d,p)$ при $E_d = 12$ Мэв полные экспериментальные данные отсутствуют. Поэтому параметры для протонов взяты из $^{13/}$, где исследовалось упругое и неупругое рассеяние протонов ^{174}Yb ($E_d = 12$ Мэв). Экспериментальные данные о рассеянии дейтронов на ^{176}Yb малочисленны, поэтому для получения дейтронных оптических параметров была использована следующая процедура. Упругое рассеяние дейтронов с энергией $E_d = 12$ Мэв на ^{172}Yb и неупругое на ^{176}Yb было исследовано в $^{14/}$ методом связанных каналов. Сечение неупругого рассеяния измерено $^{15/}$ только при двух углах (90 и 125°) и поэтому в расчётах по методу связанных каналов были использованы параметры деформации, полученные при обработке экспериментальных данных по неупругому рассеянию на ^{174}Yb . Теоретический анализ при таких условиях хорошо согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 1).

Ясно, что оптические параметры, полученные методом связанных каналов, не могут быть использованы в **DWBA** вычислениях, т.к. часть (около 20% при $\beta_2 = 0,2$) потенциала поглощения, имеющаяся в упругом канале, объясняется взаимодействием первых ротационных состоя-

Т А Б Л И Ц А I

Значения оптических параметров и параметров деформации, применяемые в ДУВА и ССВА вычислениях

Реакция	Частица	ДУВА глубины потенциалов		ССВА глубины потенциалов		Геометрические параметры (одинаковые для ДУВА и ССВА приближений)					Параметры деформации для ССВА вычислений		
		V [MeV]	W ₀ [MeV]	V [MeV]	W ₀ [MeV]	r _v [fm]	r _w [fm]	r _c [fm]	a _v [fm]	a _w [fm]	β ₂	β ₄	
²⁴ Mg (d, p)	d	78.0	21.5	80.0	17.0	1.25	1.67	1.30	.77	.43	.47	-.05	
	p	47.1	6.5	46.0	3.6	1.22	1.27	1.22	.60	.64	.47	-.05	
¹⁷⁶ Yb (d, p)	d	104.1	7.1	101.7	5.9	1.15	1.43	1.25	.67	1.06	.28	-.008	
	p	57.2	10.5	52.9	9.5	1.20	1.24	1.20	.68	.83	.28	-.008	

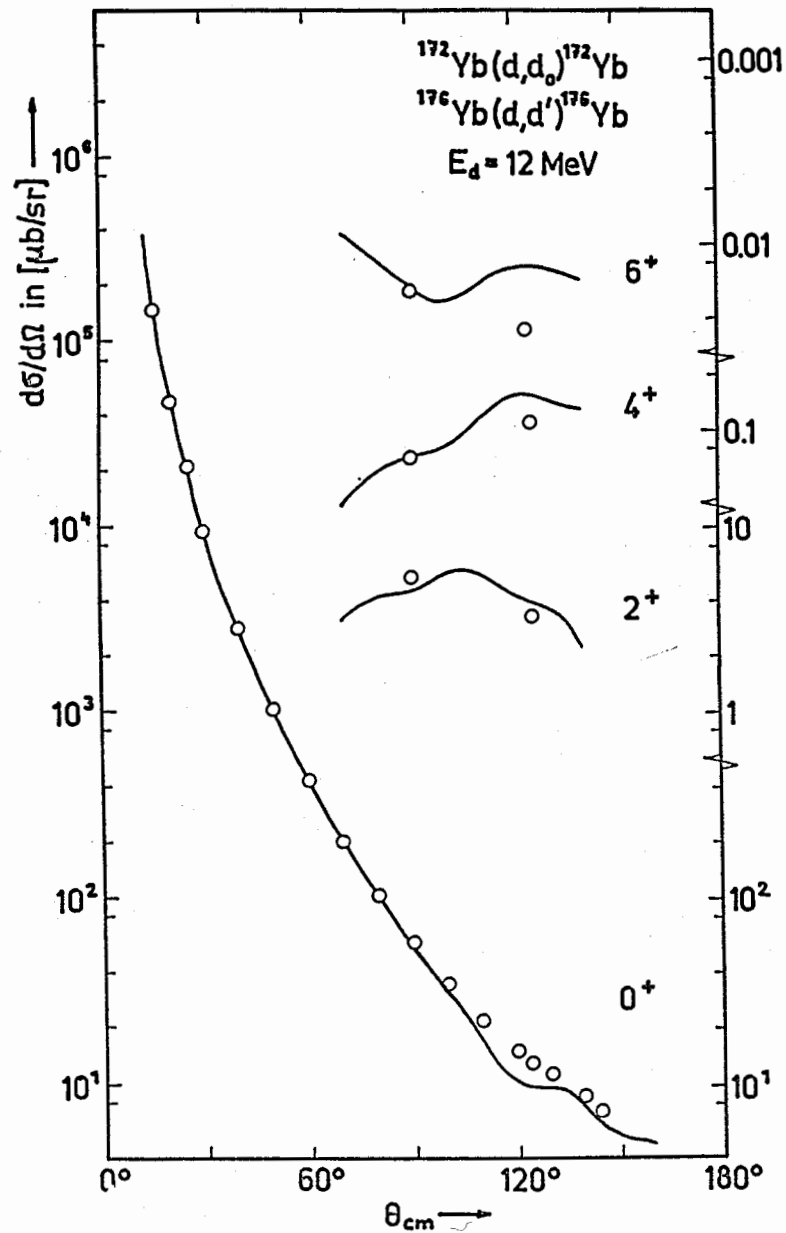


Рис. 1. Угловые распределения упругого и неупругого рассеяния дейтронов на изотопах итербия, измеренные в/14,15/. Сплошные линии вычислены программой KASTOR, значения соответствующих параметров приведены в таблице 1.

ний^{/8/}. Учитывая это, обсудим данные об упругом рассеянии, изменяя глубины потенциалов V и W_D . В таблице 1 приведены значения параметров, использованных в DWBA и CCBA вычислениях. Сравнивая величины W_D в обоих случаях, видим эффект влияния взаимодействия ротационных состояний на мнимую часть потенциала. Например, для ^{24}Mg при $\beta_2=0,47$ этот эффект превышает 30%. Глубины действительной части потенциала остаются практически без изменений.

3.2. Реакция $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$

Дейтронный срыв на ^{24}Mg при $E_d = 13,5$ Мэв недавно был исследован в^{/12/}. CCBA метод, примененный в^{/12/}, имеет некоторые недостатки, связанные с использованием одночастичных волновых функций деформированного потенциала Саксона-Вудса. Рассмотрим, каким путем эти результаты могут быть улучшены, если применять корректные одночастичные волновые функции, полученные методом Штурма-Лиувилля^{/3/}.

Если разложить одночастичную волновую функцию деформированного ядра по сферическим волновым функциям потенциала Саксона-Вудса, то каждому члену разложения соответствуют различные собственные значения, значительно отличающиеся от энергии связи данного одночастичного состояния в деформированном потенциале. В этом случае интегралы перекрытия (8) для главного члена с $j=J$ в CCBA вычисляются с использованием радиальных функций с энергиями связи, которые отличаются от энергии связи деформированных орбит. Применение такого метода дает некорректное поведение волновой функции на больших расстояниях и может сильно изменить абсолютные значения CCBA амплитуды. Чтобы избежать такой непоследовательности, в^{/12/} сферические радиальные волновые функции потенциала Саксона-Вудса были вычислены так, чтобы энергия основного состояния деформированного ядра ^{24}Mg совпадала с экспериментальной энергией связи. Эта процедура оказалась удовлетворительной при расчёте состояний положительной чётности ($5/2^+[202]$, $1/2^+[211]$,

$1/2^+[200]$). Однако для состояний отрицательной чётности этот метод не годится, т.к. сферические одночастичные состояния имеют или очень маленькую энергию связи, или совсем не связаны.

При использовании метода Штурма-Лиувилля такой проблемы не возникает, т.к. все базисные и результирующие функции имеют одинаковую энергию связи, совпадающую с экспериментальной. Следовательно, такой метод совместно с ССВА может быть применен для описания реакции передачи на высоковозбужденные состояния и на состояния с малой энергией возбуждений, которые сильно зависят от отдельных компонент базисных функций и формы потенциала. Кроме того, поскольку метод Штурма-Лиувилля может дать любую желаемую точность, то можно проверить корректность более простых моделей.

Чтобы подтвердить эти последние факты, сравним в таблице 2 коэффициенты Штурма-Лиувилля для всех четырех вращательных полос в ^{25}Mg с теми, которые были использованы ранее в ^{/12/}. Видно, что несмотря на то, что число коэффициентов Штурма-Лиувилля значительно больше, чем в других моделях, сходимость разложения (1) довольно быстрая. Более того, в различных моделях наиболее важные коэффициенты близки между собой. Другими словами, это означает, что эти коэффициенты почти не зависят от метода разложения, и объясняет, почему часто применяемый метод ^{/6/}, использующий сферические волновые функции потенциала Саксона-Вудса и коэффициенты Нильссона ^{/17/} для вычисления формфактора в DWBA сечениях, иногда оказывается довольно хорошим приближением.

Полоса $5/2^+[202]$

Как видно из рис. 2, настоящие ССВА вычисления (сплошные линии) в общем согласуются с ранними расчётами (точечные линии). Этот результат можно было ожидать, т.к. в различных моделях $1d\ 5/2$ базисное состояние имеет одинаковую энергию и его коэффициент сме-

шивания близок к единице (см. таблицу 2). ССВА расчёты хорошо согласуются с экспериментальными данными ^{/18/}. Заметим, в ССВА сечения для $7/2^+$ и $9/2^+$ состояний дают основной вклад члены амплитуды срыва с $l=J$. Кроме того, можно заметить, что DWBA сечение (пунктирная линия) для основного состояния не описывает экспериментальные данные при больших углах, хотя при малых углах согласие удовлетворительное. Используя, например, коэффициенты Нильссона, получим в DWBA приближении для $7/2^+$ и $9/2^+$ состояний нулевое сечение, т.к. в модели Нильссона состояние $5/2^+$ [202] имеет максимальные $L=2$ и $J=5/2$.

Пунктир- точечная кривая вычислена DWBA методом с оптическими параметрами, полученными в ССВА расчётах. Отличия между двумя DWBA сечениями значительны, поэтому ясно, что DWBA и ССВА расчёты с одинаковыми параметрами не могут быть сравнены.

Полосы $1/2^+$ [200] и $1/2^+$ [211]

Как мы уже говорили, при использовании процедуры ^{/12/} для вычисления деформированных орбит энергии связи для сферических состояний берутся из эксперимента (наибольшие отличия около 1-2 Мэв). Настоящие ССВА сечения отличаются от ранее полученных только по абсолютной величине, в то время как угловое распределение фактически почти не меняется. Поэтому мы не приводим эти сечения здесь, они представлены в ^{/12/}. Однако имеются указания на то ^{/19/}, что между этими двумя полосами может существовать сильное кориолисово взаимодействие и оно может играть определенную роль.

Полоса $1/2^-$ [330]

Расчёт сечений для $1/2^-$ [330] полосы был выполнен в ^{/12/} с некоторыми трудностями, связанными с вычислением соответствующих базисных волновых функций для связанных состояний. Поэтому сравнение настоящих ССВА сечений с полученными ранее не очень последовательно. Из таблицы 2 видно, что для $1/2^-$ [330] орбиты базис-

Т А Б Л И Ц А 2

Коэффициенты разложения одночастичных волновых функций деформированного ядра ^{25}Mg /13/, использованные и полученные по методу Штурма-Лиувилля в настоящей работе, сравниваются с теми, которые взяты из работы /20/ и с коэффициентами Нильссона. Осцилляторное квантовое число N определяется соотношением $N = 2(n-1) + \ell$, где $(n-1)$ - число узлов радиальных частей базисных функций.

полоса	Базисные состояния	Коэффициенты Штурма-Лиувилля настоящая работа			Коэффициенты Саксона-Вудса /12/		Коэффициенты Нильссона ($\beta_2=0,3$)
		ℓ	$N=0$	$N=2$	$N=4$	$N=0$	$N=2$
$5/2^+$ [202]	d 5/2		1.05	-0.73		1.00	1.00
	g 7/2			-0.083			
	g 9/2			.139			
$1/2^+$ [211]	s 1/2	-.044	.447	-.004	-.035	.409	.37
	d 3/2		-.742	-.089		-.765	-.75
	d 5/2		-.490	.023		-.496	-.54
	g 7/2			-.094			
	g 9/2			-.086			
$1/2^+$ [200]	s 1/2	.148	.724	-.039	.087	.749	.76
	d 3/2		.638	-.049		.587	.58
	d 5/2		-.346	.066		-.294	-.29
	g 7/2			.126			
	g 9/2			-.085			
$1/2^-$ [330]		$N=1$	$N=3$	$N=5$	$N=1$	$N=3$	$N=3$
	p 1/2	.038	-.173	-.054	-.011	не связано	-.23
	p 3/2	-.258	.602	.097	-.111	.632	.55
	f 5/2		-.075	-.040		не связано	-.20
	f 7/2		.591	.103		.767	.78
	h 9/2			-.015			
h 11/2			.083				

ные состояния с $N = 1$ и $N = 5$ играют некоторую роль (например $a_{2p3/2}^{(1/2)} = -0,258$). Состояния $p1/2$ дают вклад в прямой переход с $J = 1/2$ и их коэффициенты относительно малы, поэтому основной вклад в амплитуду перехода идет от непрямого процесса через $2p3/2$ состояние. Кроме того, поскольку параметр деформации $\beta_2 = 0,47$ очень велик, то обобщенные искаженные волны сильно изменяются деформацией среднего ядерного поля. Это можно видеть из рис. 3а, где приведены ССВА (сплошные линии) и $DWBA$ (пунктирные линии) сечения. Отличия между этими двумя способами описания довольно значительны. ССВА дифференциальные сечения более близки к экспериментальным данным и более плавны, чем $DWBA$ сечения. Например, $3/2^-$ ССВА сечение отличается очень сильно от $DWBA$ сечения и согласуется очень хорошо с экспериментальными данными, как мы увидим позднее. Для углов вперед абсолютные значения ССВА сечений иногда меньше, чем $DWBA$ сечения, в то время как для углов назад только $3/2^-$ ССВА сечение значительно меньше по сравнению с $DWBA$ сечением. Штрих-пунктирные линии рассчитаны в $DWBA$ приближении с оптическими параметрами, полученными в ССВА методе. Эти кривые демонстрируют зависимость сечений от значений оптических параметров. Эффект почти такой же, как для основного состояния ротационной полосы $5/2^+ [202]$.

При сравнении ССВА сечения с экспериментальными данными мы должны помнить, что все состояния этой полосы не были разрешены на эксперименте от других состояний. Поэтому $3/2^-$ и $7/2^-$ сечения должны рассматриваться совместно с сечениями $9/2$ $5/2^+ [202]$ и $5/2$ $1/2^+ [200]$. В таком случае абсолютные значения сечений для углов назад сильно возрастают и теоретические сечения лучше согласуются с экспериментальными. Это видно из рис. 3в, где теоретические сечения нормированы к экспериментальным и нормировочный фактор $\frac{d\sigma}{d\Omega_{theor}}(15^\circ) / \frac{d\sigma}{d\Omega_{exp}}(15^\circ)$ дан справа от кривых. Вычисления воспроизводят общую форму измеренного углового распределения и согласие между теорети-

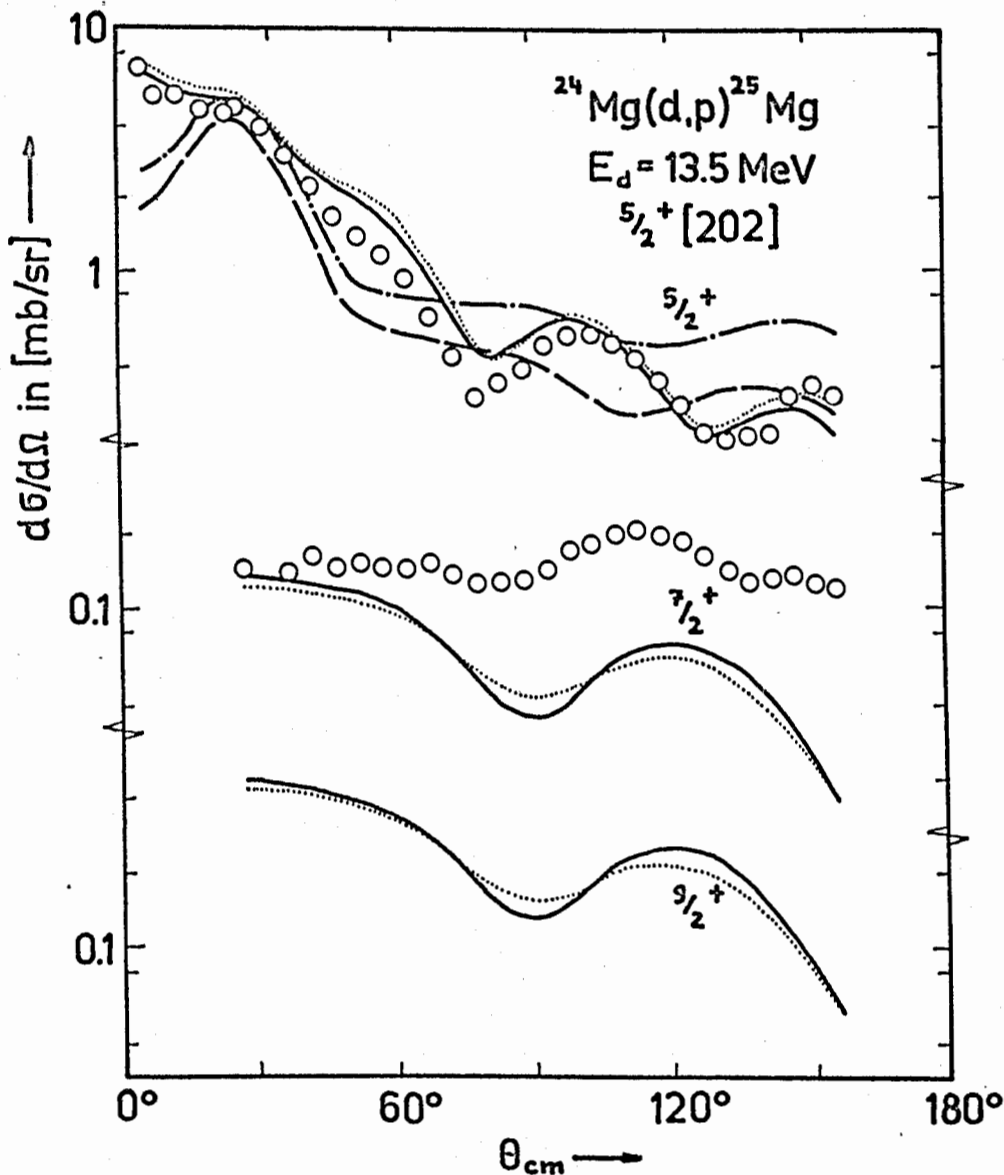


Рис. 2. Угловые распределения $^{24}\text{Mg}(d,p)$ реакции, идущей на полосу $5/2^+[202]$ в ^{25}Mg . Сплошные линии вычислены программой *POLLUX*, значения оптических параметров и параметров деформации приведены в таблице 1, а значения коэффициентов разложения по функциям Штурма – в таблице 2. Точечные линии взяты из [12]. Пунктирные и штрих-пунктирные линии вычислены в *DWBA* приближении, оптические параметры взяты из *DWBA* и *CSBA* методов, соответственно.

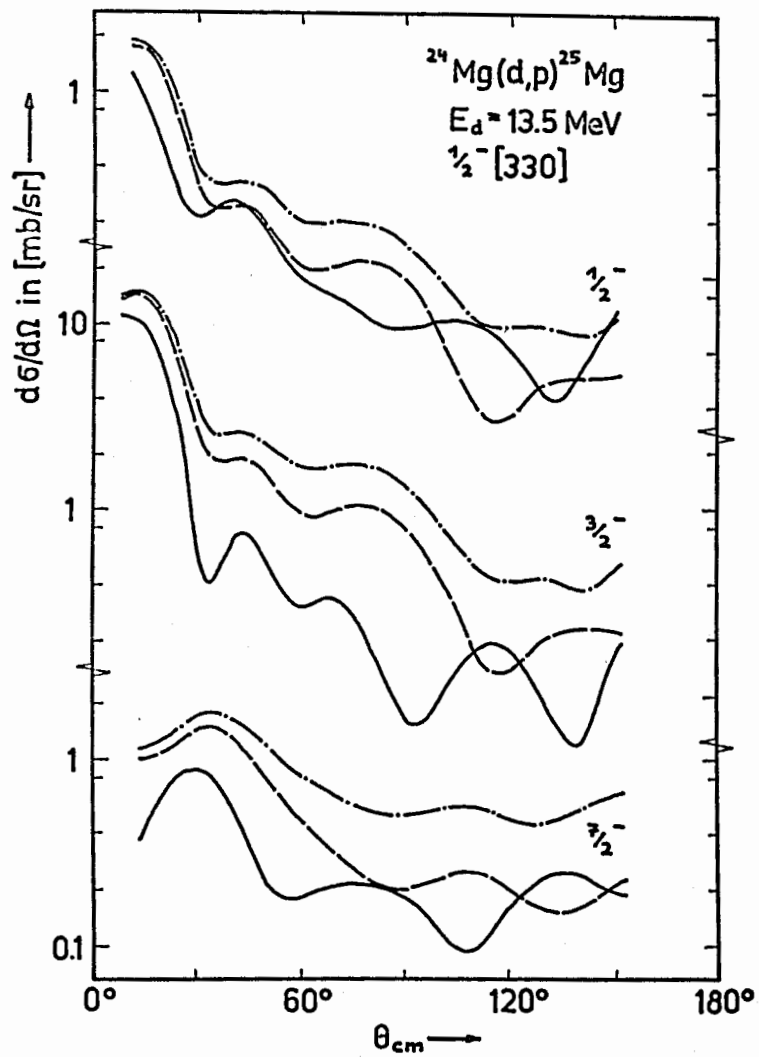


Рис. 3а. Угловые распределения $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ реакции, идущей на полосу $1/2^- [330]$ в ^{25}Mg . Кривые вычислены со значениями коэффициентов разложения по функциям Штурма из таблицы 2. На рис. 3а абсолютные значения ССВА сечений сравниваются с *DWBA* сечениями, вычисленными с оптическими параметрами, которые были взяты из *DWBA* (пунктирные линии) и ССВА (пунктир-точечные линии) приближений. Уровни $1/2^- [330]$ не были разрешены от других уровней. Кривые на рис. 3б являются суммой сечений смешанных состояний, сечения нормированы к экспериментальным сечениям при $\theta = 15^\circ$, нормировочный фактор приведен справа от кривых.

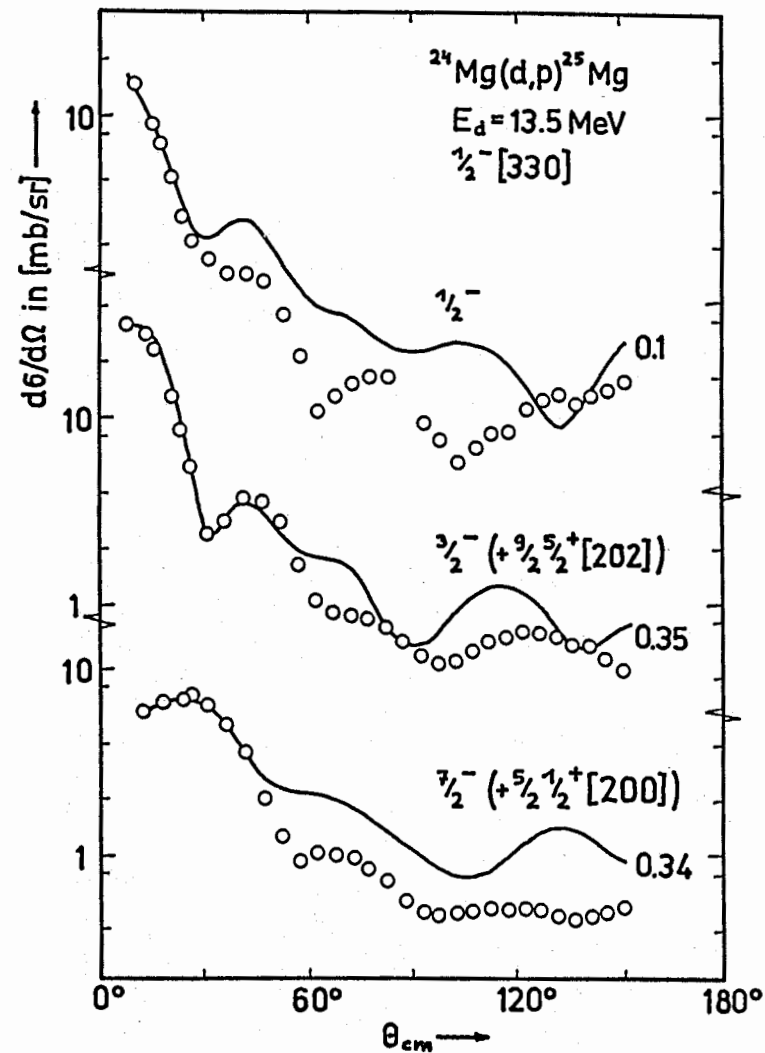


Рис. 3б

ческими и экспериментальными сечениями лучше, чем в работе ^{/12/}. Это касается больше $3/2^-$ ротационного состояния, где улучшено согласие с экспериментальными данными даже в области второго максимума и для углов назад. Пропорциональность сечения квадрату коэффициентов смешивания $(\alpha_{nl}^{(\Omega)})^2$, найденная в ^{/12/}, нарушается возмущениями, обусловленными членами с $l \neq L$, дающими заметный вклад в ССВА амплитуду.

3.3. Реакция (d, p) на ^{176}Yb

Экспериментальные данные и **DWBA** анализ для (d, p) реакции на ^{176}Yb при $E_d = 12$ Мэв будут опубликованы Яшкола^{x/} и др. в работе ^{/21/}. Мы здесь исследуем с помощью ССВА метода только сечения, принадлежащие $1/2^- [510]$ и $3/2^- [512]$ ротационным полосам, т.к. для этих двух полос имеются экспериментальные дифференциальные сечения перехода на высоковозбужденные ротационные состояния. Коэффициенты разложения $\alpha_{nl}^{(\Omega)}$ и аналогичные коэффициенты из ^{/20/} представлены в таблице 3. Видно, что только базисные состояния с $N = 5$ имеют большие коэффициенты смешивания и они близки в разных моделях. Кроме того, мы напоминаем, что в ССВА вычисления включены все базисные состояния одночастичных уровней деформированного ядра. Наоборот, в **DWBA** приближении применяется модифицированный формфактор, который является суммой только по состояниям, данным на одной строке таблиц 2 или 3, соответственно. Такой упрощенный формфактор больше подходит для описания реакции срыва на легких ядрах, чем на тяжелых, поскольку вклады от непрямых процессов в амплитуду перехода, обусловленные членами с $l \neq J$, становятся более значительными для тяжелых ядер.

Полосы $1/2^- [510]$ и $3/2^- [512]$

На рис. 4 и 5 для этих двух полос приведены экспериментальные данные и теоретические ССВА (сплошные линии) и **DWBA** (ур. (9))

^{x/} Мы благодарим др. Яшкола за представление экспериментальных данных до их опубликования.

ТАБЛИЦА 3

Коэффициенты разложения одночастичных волновых функций деформированного ядра ^{177}Yb , использованные и полученные по методу Штурма-Лиувилля /3/ в настоящей работе, сравниваются с теми, которые взяты из работы /20/. Осцилляторное квантовое число N определяется соотношением $N = 2(n-1) + \ell$, где $(n-1)$ - число узлов радиальной части базисных функций.

Полоса	Базисные состояния	Коэффициенты Штурма-Лиувилля настоящая работа				Коэффициенты Саксона-Вудса /20/			
		ℓj	$N=1$	$N=3$	$N=5$	$N=7$	$N=1$	$N=3$	$N=5$
$1/2^- [510]$	$p1/2$		-.021	-.034 _и	.022	-.025	-.009	-.022	.117
	$p3/2$.016	.036	.603	-.020	.009	.044	.616
	$f5/2$.021	.558	.014		.040	.476
	$f7/2$			-.066	-.418	.074		-.036	-.423
	$h9/2$			-	-.394	.084			-.418
	$h11/2$.137	-.088			.098
	$j13/2$					-.099			
	$j15/2$.072				
$3/2^- [512]$	$p3/2$.006	-.004	-.367	.038	-.002	-.024	-.496
	$f5/2$.042	.746	.014		.053	.611
	$f7/2$.064	.346	-.061		.036	.397
	$h9/2$				-.441	.096			-.438
	$h11/2$				-.128	.078			-.104
	$j13/2$					-.104			
	$j15/2$					-.071			

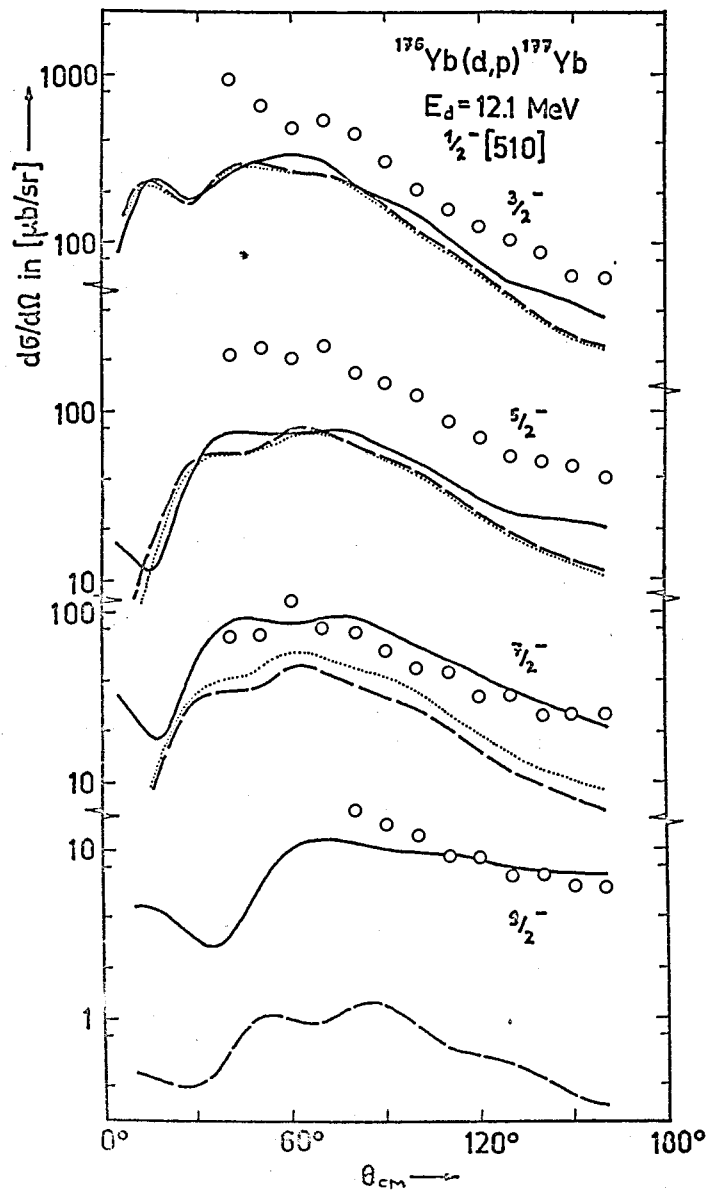


Рис. 4. Угловые распределения $^{176}\text{Yb}(d,p)$ реакции, идущей на полосу $\frac{1}{2}^- [510]$ в ^{177}Yb . ССВА сечения (сплошные линии) сравниваются с DWBA сечениями (пунктирные линии). Точечная линия вычислена с формфактором, имеющим только одну радиальную функцию потенциала Саксона-Вудса.

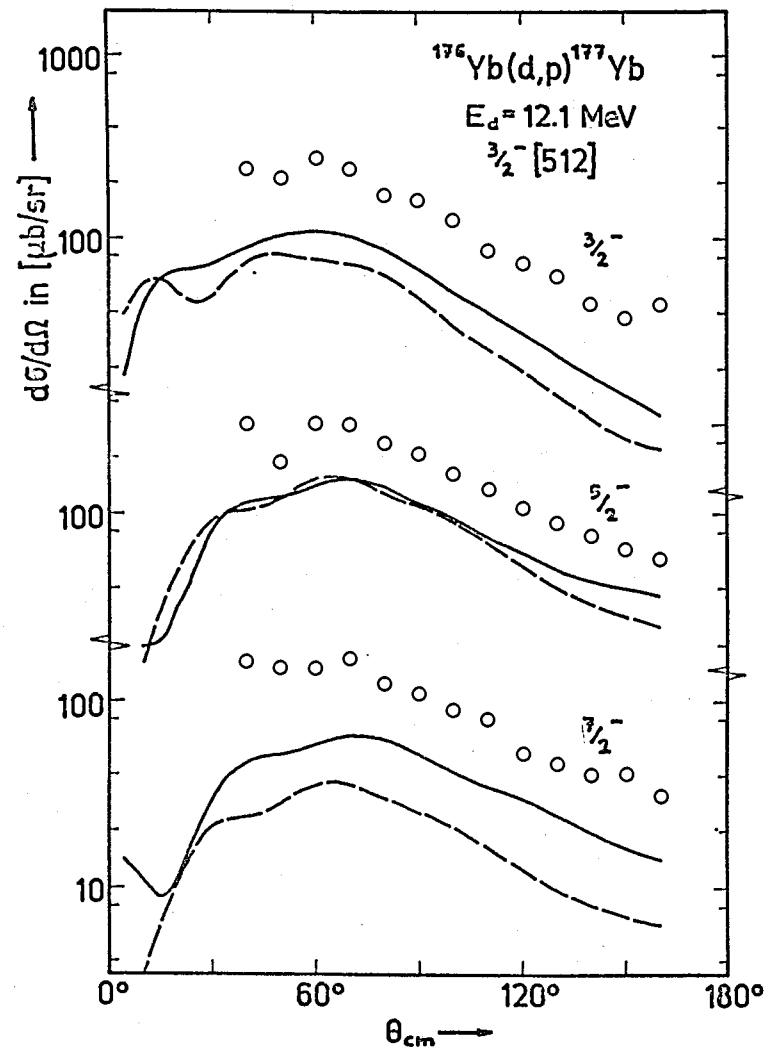


Рис. 5. Угловые распределения $^{176}\text{Yb}(d,p)$ реакции, идущей на полосу $\frac{5}{2}^- [512]$ в ^{177}Yb . Дальнейшие объяснения см. под рис. 4.

(пунктирные линии). Сравнивая эти теоретические сечения с экспериментальными сечениями, можно сделать следующие выводы:

1. Для двух первых состояний предсказанные сечения довольно близки в двух приближениях и они меньше на фактор 1,5 по сравнению с экспериментальными данными.

2. Для высоковозбужденных ротационных состояний ССВА сечения больше в 2-3 раза и согласуются намного лучше с экспериментальными данными, чем **DWBA** сечения.

Эти факты уже были обнаружены и обсуждены в ^{/12/}. Они могут быть объяснены тем, что для высоких возбужденных состояний неупрягие процессы начинают играть важную роль и в ССВА амплитуде не прямые вклады, обусловленные членами $l < L_0$ становятся важными. В особенности хорошее согласие ССВА сечения с экспериментальными данными для $9/2^-$ ротационного состояния полосы $1/2^- [510]$. Переход на это состояние в основном обусловлен непрямыми вкладами в ССВА амплитуду, т.к. прямой член $j = 9/2$ мал (пропорционален $(\alpha_{1,9/2})^2 = 0,16$). **DWBA** предсказывает очень маленькое сечение.

На рис. 4 приведены также **DWBA** расчёты, вычисленные только с одной радиальной волновой функцией потенциала Саксона-Вудса (точечные линии). Сравнивая между собой **DWBA** сечения в различных приближениях (пунктирные и точечные линии на рис. 4), можно видеть, что эти два сечения довольно похожи для первых возбужденных состояний, в то время как для более сильно возбужденных состояний отличия становятся более значительными. ССВА сечения для высоких возбужденных состояний намного больше, чем **DWBA** сечения и хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это интересный факт и отсюда можно сделать вывод, что **DWBA** сечения с упрощенным формфактором (ур. (9)) не могут удовлетворительно описать абсолютные сечения на высоколежащие ротационные состояния.

4. Выводы

Итак, применение метода Штурма-Лиувилля для вычисления одночастичных состояний в деформированном потенциале Саксона-Вудса, которые затем были использованы для расчёта формфакторов, оказалось очень плодотворным. Преимущества этого метода по сравнению с другими методами заключается в том, что расчёты в методе Штурма-Лиувилля могут проводиться с любой желаемой степенью точности (дискретный набор базисных функций) и полученная одночастичная волновая функция корректна во всей области изменений r . Поэтому формфакторы в этом методе вычисляются более последовательно, чем в других методах. Следовательно, метод Штурма-Лиувилля совместно с ССВА может быть применен для описания реакций передач на высоковозбужденные состояния и на состояния с малой энергией возбуждения, которые сильно зависят от индивидуальных свойств базисных функций и от потенциала взаимодействия.

Кроме того, найдено, что абсолютные значения больших коэффициентов разложения одночастичной волновой функции в различных моделях довольно близки друг к другу. Отсюда ясно, что использование коэффициентов Нильссона и радиальных функций потенциала Саксона-Вудса для вычисления формфакторов в **DWBA** приближении во многих случаях является удобным средством для теоретических расчётов.

При изучении реакции срыва на легком ядре ^{24}Mg показано, что ССВА дифференциальные сечения более плавны, чем **DWBA** сечения. Угловые распределения, вычисленные в ССВА приближении, лучше согласуются с экспериментальными данными, чем **DWBA** сечения, в то время как отличия в абсолютных значениях сечений ССВА и **DWBA** ~ 30% для углов вперед.

При описании реакции срыва на тяжелом ядре ^{176}Yb ССВА и **DWBA** методы дают почти одинаковые сечения для первых двух возбужденных

состояний соответствующих полос. Для срыва на более сильно возбужденные состояния вращательных полос ССВА сечения становятся значительно больше (на фактор 2 и более) и намного лучше согласуются с экспериментальными данными, чем **DWBA** сечения. Это может быть объяснено тем, что при реакции срыва на высоковозбужденные состояния вращательной полосы члены с $\ell < L$ дают вклад в ССВА амплитуду и не малы по сравнению с главным членом $\ell = L$. Кроме того, **DWBA** сечения, когда включены в формфактор все базисные состояния с одинаковыми ℓ и j , передача идет на высоковозбужденные состояния, меньше на фактор 2 и более, чем ССВА сечения.

Мы благодарны профессору В.Г. Соловьеву за постоянный интерес и поддержку. Один из нас (Г.Ф.А.) благодарен С.П. Ивановой и профессору Д.П. Гречухину за полезные обсуждения, Н.Ю. Шириковой за консультации при составлении программ.

Л и т е р а т у р а

1. S.K. Penny and G.R. Satchler. Nucl.Phys., 53, 145 (1964);
P.I. Iano and N. Austern. Phys.Rev., 151, 853 (1966);
V.K. Lukyanov and I.Zh. Petkov. Yad.Fiz., 6, 988 (1967);
R.J. Ascutto and N.N. Glendenning. Phys.Rev., 181, 1396 (1969);
P.J. Iano, S.K. Penny and R.M. Drisko. Nucl.Phys., A127, 47 (1969).
2. H. Schulz and H.J. Wiebicke. Phys.Lett., 29B, 18 (1969).
3. F.A. Gareev, S.P. Ivanova and N.J. Schirikova. Preprint P4-5351, Dubna (1970),
ТМФ, т. 8, №1, 97 (1971).
4. B.L. Andersen, B.B. Buck and J.M. Bang. Nucl.Phys., A147, 33 (1970).
5. P.E. Nemirovsky and V.A. Chepurinov. Sov.J.Nucl.Phys., 3, 730 (1966).
6. E. Rost. Phys.Rev., 154, 994 (1967).
7. S.I. Drozdov. Yad.Fiz., 1, 407 (1965).
8. T. Tamura. Rev.Mod.Phys., 37, 679 (1965).

9. H. Schulz and H.J. Wiebicke. Thesis, Technical University Dresden (1969) (unpublished).
10. G.R. Satchler. Ann.of Phys., 3, 275 (1958).
11. H. Schulz and H.J. Wiebicke, unpublished.
12. H. Schulz, H.J. Wiebicke, R. Fulle, D. Netzband and K. Schlott, Nucl.Phys., A159, 324 (1970).
13. A.B. Kurepin, H. Schulz and H.J. Wiebicke to be published.
14. P.R. Christensen, A. Berinde, I. Neamu and N. Scintei. Nucl.Phys., A129, 337 (1968).
15. D.G. Burke and B. Elbek . Dan.Vid.Selsk.Mat.Fys.Medd., 36, No.6 (1967).
16. B. Elbek and P.O. Tjom. Advances in Nucl.Phys., 3 259(1969).
17. S.G. Nilsson. Dan.Vid.Selsk.Mat.Fys.Medd., 29, N.16 (1955).
18. R. Fulle et al. to be published in a report of the Central Institute for Nuclear Research, Rossendorf, GDR.
19. Н.И. Пятов, М.И. Черней. Препринт ОИЯИ Е4-4523, Дубна, 1969; Препринт ОИЯИ, Р4-4966, Дубна 1970.
20. F.A. Gareev, S.P. Ivanova and B.N. Kalinkin. Preprints P4-2976 and P4-3451, Dubna (1967).
Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин, С.К. Слепнев, М.Г. Гинзбург. Препринт ОИЯИ Р4-3604, Дубна, 1967.
21. M.Jaskola et al. to be published.

Рукопись поступила в издательский отдел

10 июня 1971 года.