

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



24/17-75

G-202

P4 - 8394

668/2-75

Ф.А.Гареев, Г.Шульц, Р.М.Ямалеев, И.В.Пузынин,
Т.П.Пузынина, И.Н.Кухтина

ПОДБАРЬЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
СРЫВА И ПОДХВАТА НА ЯДРАХ
ОБЛАСТИ АКТИНИДОВ

1974

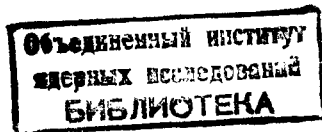
ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Р4 - 8394

Ф.А.Гареев, Г.Шульц, Р.М.Ямалеев, И.В.Пузынин,*
Т.П.Пузынина,* И.Н.Кухтина*

**ПОДВАРЬЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
СРЫВА И ПОДХВАТА НА ЯДРАХ
ОБЛАСТИ АКТИНИДОВ**

Направлено в ЯФ



* Лаборатория вычислительной техники
и автоматизации.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы метод связанных каналов /МСК/ с успехом применялся для описания реакций передач и подхвата одного или двух нуклонов на ядрах разных масс, начиная от самых легких ядер вплоть до конца редкоземельной области /см., например, /¹/ и недавно появившуюся работу /²/ и ссылки в них/. При этом удалось не только получить согласие теоретических результатов с экспериментальными данными по угловому распределению, но и предсказать абсолютные сечения реакций. Однако заметим, что в некоторых случаях /слабые переходы/ абсолютные значения теоретических сечений отличаются от экспериментальных в несколько раз, хотя совпадение угловых распределений остается все еще хорошим. Ясно, что изучение слабых переходов представляет особый интерес, поскольку при этом можно надеяться уточнить наши представления о механизме реакций и структуре исследуемых ядерных состояний.

В настоящей работе мы будем исследовать однонуклонные реакции передач на актинидах с помощью метода связанных каналов. Хотя в этой области ядер существует довольно обширный экспериментальный материал, но в силу некоторых причин такой анализ до сих пор не был проведен. Дело в том, что при стандартных тандемных энергиях /8-12 МэВ/налетающих дейтронов происходящие процессы передач являются подбарьерными и в дополнение к этому, большие размеры ядер в области актинидов приводят к необходимости нахождения одночастичных волновых функций с хорошей точностью до очень больших расстояний /~30 Фм/. Такие же трудности и при использовании МСК, так как приходится решать относительно

большую систему зацепляющихся дифференциальных уравнений второго порядка. Вообще говоря, подбарьерность срыва привела многих к убеждению, что из-за наличия кулоновского барьера ядерные силы и неупругие процессы во входных и выходных каналах не должны играть заметной роли. Поэтому казалось оправданным применение метода искаженных волн /МИВ/ для описания этих реакций /3/. С другой стороны, угловые распределения плавно выходят на плато при углах больше 90° , и достаточно исследовать только абсолютные сечения и их функциональное поведение в зависимости от E_d . Результаты работ /3/ показали, что на самом деле приближение МИВ не всегда способно удовлетворительно описать зависимость сечения реакции срыва $^{238}\text{U}(d,p)^{239}\text{U}$ и подхвата $^{238}\text{U}(d,t)^{237}\text{U}$ от энергии налетающего дейтрона. На основании этого Е.Р.Эрскин /3/ пришел к выводу, что главной причиной такого дискрепанса в сечении передачи является, по-видимому, неправильное асимптотическое поведение одночастичных волновых функций.

Действительно, в рассматриваемом интервале энергий налетающих дейтронов реакции (d,p) и (d,t) являются подбарьерными и поверхностными. Поэтому правильное вычисление одночастичных волновых функций $\Psi_{\Omega,\pi}$ имеет большое значение.

Расчету одночастичных волновых функций $\Psi_{\Omega,\pi}$ сильнодеформированных ядер посвящен целый ряд работ /см./4/ и ссылки в ней/, и предложены различные методы решения этой задачи. Здесь только отметим, что почти все эти методы используют разложение радиальной части волновой функции $\Psi_{\Omega,\pi}$ по какому-то полному набору $\phi_{ne_j}(r)$, т.е.

$$\Psi_{\Omega,\pi}(\vec{r}) = \sum_{e_j} \left(\sum_n a_{ne_j} \phi_{ne_j}(r) \right) Y_{e_j}^{\Omega}(\theta, \phi),$$

где ne_j - квантовые числа базисных состояний, Ω - проекция углового момента на ось симметрии ядра и π - четность состояния. Коэффициенты разложения a_{ne_j} определяются из системы алгебраических уравнений, получен-

ных после интегрирования уравнения Шредингера по r, θ, ϕ . В качестве полного набора $\phi_{ne_j}(r)$ могут служить осцилляторные функции /5/ или же функции Штурма /6/. И тогда возникает естественный вопрос, какой вклад дает в асимптотическую нормировку бесконечное число малых отброшенных членов ряда? Однако априори ясно, что асимптотическая нормировка зависит от внутренней части волновой функции, где набирается наибольшая доля нормировочной константы, а функциональная зависимость $\phi_{\Omega,\pi}(r)$ определяется энергией отделения переданной частицы, которая просто связана с Q -реакцией.

Менее распространенный, но более точный и трудоемкий подход /7/ вычисления $\Psi_{\Omega,\pi}(r)$ состоит в использовании в качестве базисного набора только спин-угловых функций $Y_{e_j}^{\Omega}(\theta, \phi)$, т.е.

$$\Psi_{\Omega,\pi}(\vec{r}) = \sum_{e_j} R_{e_j}^{\Omega}(r) Y_{e_j}^{\Omega}(\theta, \phi), \quad /1/$$

где зависящие от r коэффициенты $R_{e_j}^{\Omega}(r)$ и собственные одночастичные энергии $E_{\Omega,\pi}$ находятся при решении системы связанных дифференциальных уравнений:

$$(T + V(r - R) - E_{\Omega,\pi}) R_{e_j}^{\Omega}(r) = \quad /2/$$

$$= \sum_{e'_j} \langle Y_{e_j}^{\Omega} | V(r - R) - V(r - R(\theta)) | Y_{e'_j}^{\Omega} \rangle R_{e'_j}^{\Omega}(r),$$

где $V(r)$ - потенциал Саксона-Вудса /6,7/.

Система /2/ связанных дифференциальных уравнений на собственное значение $E_{\Omega,\pi}$ относится к классу нелинейных задач. В последнее время разработаны весьма эффективные алгоритмы численного решения таких задач /8/.

В настоящей работе предлагается решение задачи /2/ с помощью одного из этих методов - так называемого непрерывного аналога метода Ньютона /9/. Указанный метод позволяет рассчитывать $\Psi_{\Omega,\pi}(\vec{r})$ с хорошей точностью до очень больших расстояний /~ 30 Фм/. Поскольку

Таблица I

Коэффициенты $a_{ij}^2 = \int_0^{\infty} R_{ej}^2(r) r^2 dr$, вычисленные при значенных параметров из табл. 2

Состояние $1/2^-$ [50I]		Состояние $1/2^+$ [63I]		Состояние $5/2^+$ [622]	
$l j$	a_{ij}^2	$l j$	a_{ij}^2	$l j$	a_{ij}^2
1 1/2	0,663	0 1/2	0,132	2 5/2	0,016
1 3/2	0,115	2 3/2	0,202	4 7/2	0,024
3 5/2	0,189	2 5/2	0,027	4 9/2	0,414
3 7/2	0,019	4 7/2	0,028	6 11/2	0,492
5 9/2	0,010	4 9/2	0,271	6 13/2	0,037
5 11/2	0,003	6 11/2	0,267	8 15/2	0,014
		6 13/2	0,062	8 17/2	0,0005
		8 15/2	0,009	10 19/2	0,0007

система /2/ бесконечного ранга, то важно исследовать сходимость ряда /1/ при увеличении l и j . В табл. 1 приведены величины

$$(a_{ej}^{\Omega})^2 = \int_0^{\infty} (R_{ej}^{\Omega}(r))^2 r^2 dr$$

для исследуемых состояний. Видно, что сходимость ряда довольно быстрая.

При вычислении сечений реакции передачи и срыва на ²³⁸U была использована программа POLLUX^{/10/}, учитывающая виртуальные неупругие возбуждения вращательных состояний ядра-мишени и ядра-продукта в процессе реакции. Для вычисления обобщенных искаженных волн необходимо иметь экспериментальные данные по упругому и неупругому рассеянию p , d , t на исследуемых ядрах при соответствующих энергиях. К сожалению, такие данные нам были недоступны, поэтому мы не могли извлекать параметры оптического потенциала путем обработки данных по рассеянию. Эти параметры были взяты из работы^{/3/}, где те же реакции исследовались с помощью МИВ, причем глубина мнимой части потенциала была уменьшена примерно на 20% согласно рецептуре^{/11/}, так как мнимая часть оптического потенциала эффективно учитывает наличие других конкурирующих каналов реакций, в то время как в МСК возбуждение вращательных состояний включено явным образом. Остальные параметры оптического потенциала, параметры потенциала Саксона-Вудса, а также равновесные значения параметров деформации β_{20} и β_{40} были выбраны такими же, как и в работах^{/12,13/}. Указанные параметры приведены в табл.2.

Количественным феноменологическим критерием точности и надежности результатов, полученных с помощью МИВ, было постоянство спектроскопического фактора при разных энергиях налетающих частиц^{/14/}. Ясно, что такой же критерий точности можно вводить и в МСК, но в методе связанных каналов понятие спектроскопического фактора несколько иное, чем в МИВ^{/1/}. По аналогии с приближением МИВ введем фактор F , который равен отношению экспериментального сечения к расчетному, вычисленному в рамках МСК. Постоянство F -фактора

Таблица 2

 ^{237}U , ^{238}U

Параметры оптического потенциала и среднего поля ядер

Частица	V_R (МэВ)	r_R (фм)	a_R (фм)	W_1 (МэВ)	$W_{1,f}$ (МэВ)	$W_{1,s}$ (МэВ)	r_I (фм)	a_I (фм)	r_C (фм)	β_{20}	β_{40}
d	109,9	1,063	1,038	7,64			1,501	0,728	1,25	0,23	0,08
p	57	1,30	0,5	6,4			1,30	0,50	1,30	0,23	0,08
t	161,4	1,20	0,72		13,66		1,40	0,86	1,25	0,23	0,08
n	45,1	1,26	1,45			19,35				0,23	0,08

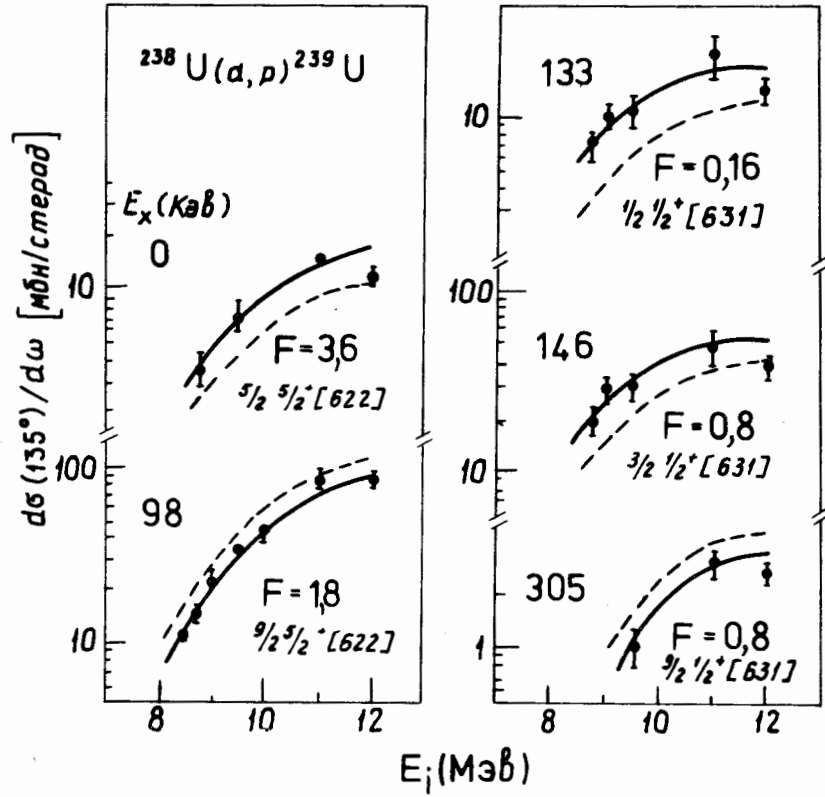


Рис. 1. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими кривыми для реакции $^{238}\text{U}(d,p)^{239}\text{U}$. На рисунке приведена зависимость сечения срыва от энергии падающих дейтронов при $\theta = 135^\circ$. Сплошная кривая - сечение, вычисленное в рамках МСК; пунктирная - сечение, полученное с помощью МИБ.

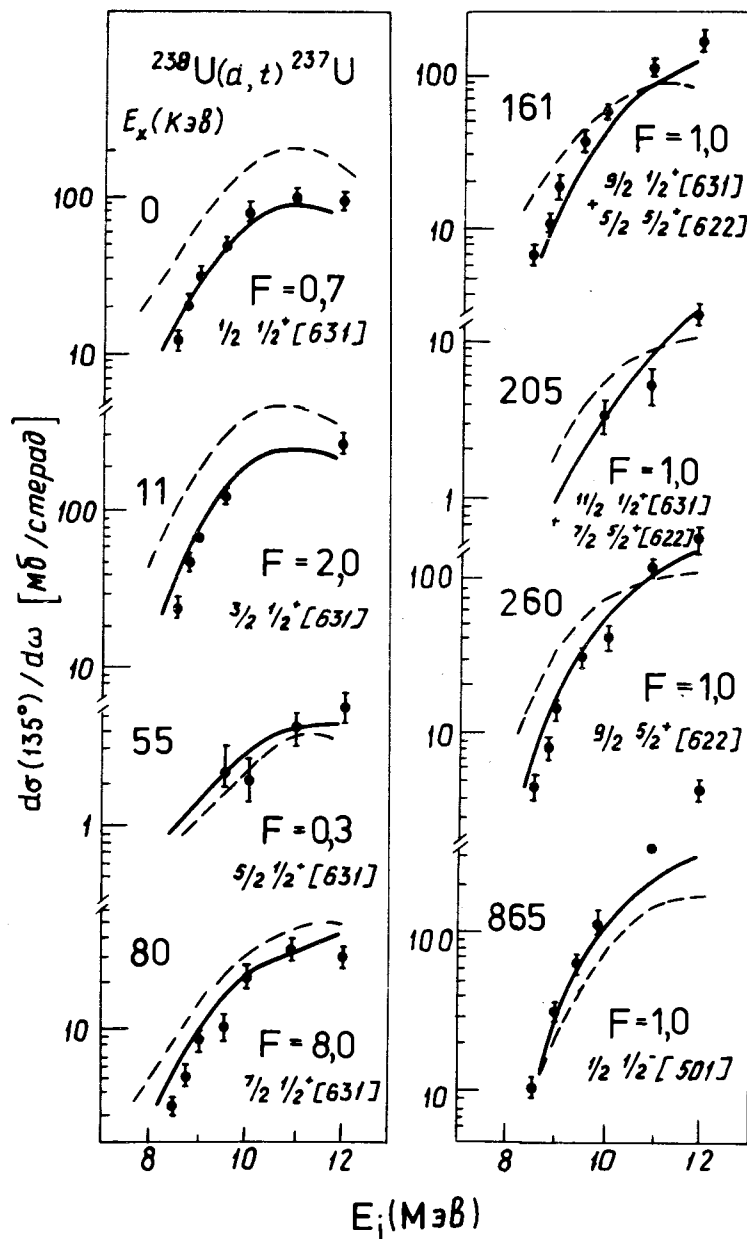
при изменении энергии налетающих дейтронов, как мы верим, будет указывать на адекватность теоретического описания механизма реакции и структуры изучаемых состояний. Поскольку соответствующие сечения почти постоянны при рассеянии назад, то достаточно сравнивать только абсолютные сечения, т.е. изучать F -факторы при разных энергиях E_d .

Рис. 2. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими кривыми для реакции $^{238}\text{U}(d, t)^{237}\text{U}$. На рисунке приведена зависимость сечения срыва от энергии падающих дейтронов при $\theta = 135^\circ$. Сплошная кривая - сечение, вычисленное по МСК, пунктирная - сечение, полученное с помощью МИВ.

Результаты вычислений приведены на рис. 1 и 2. Из рисунков видно, что сечения, вычисленные в рамках МСК, лучше передают функциональную зависимость от энергии налетающих частиц, чем сечения, полученные с помощью МИВ. Особенно это касается реакции $^{238}\text{U}(d, t)^{237}\text{U}$. Наши результаты показывают, что при энергии $E_d \approx 10 \div 12$ МэВ эффектами связи каналов нельзя пренебречь, только учет вклада неупругих процессов в сечение позволяет воспроизвести экспериментальное поведение сечения.

Как уже говорилось, параметры оптического потенциала были фиксированы и не зависели от энергии налетающих и уходящих частиц. Поскольку число открытых каналов возрастает при увеличении энергии дейтронов E_d , то ясно, что хотя бы мнимая часть оптического потенциала должна быть перенормирована как функция от E . При энергии $E_d = 8$ МэВ сечение передачи фактически не чувствительно к ядерной части оптического потенциала ($\sigma_{\text{яд+кул}} / \sigma_{\text{кул}} \approx 1$), и с хорошей точностью можно пренебречь искажением волн во входном и выходном каналах ядерным полем. Этого и следовало ожидать, так как процесс передачи происходит на больших расстояниях $/ \approx R_0 \div 3R_0$, R_0 - радиус ядра/. При $E_d \geq 10$ МэВ ситуация иная ($\sigma_{\text{яд+кул}} / \sigma_{\text{яд}} \approx 0,25$ при $E_d = 12$ МэВ/), и мы должны были бы очень тщательно подобрать параметры ядерного оптического потенциала. В общем, можно сказать, что для сильных переходов сечение, вычисленное по МСК, довольно хорошо описывает функциональную зависимость от энергии E_d и абсолютные сечения разумно согласуются с экспериментальными данными.

Однако описание абсолютных сечений для слабых переходов гораздо хуже, хотя форма функционального поведения сечения в зависимости от E_d и θ хорошо воспроизводит экспериментальное поведение. При вариа-



Энергия и структура основного и возбужденного состояний в ^{237}U /13/

	Энергия /кэВ/		Структура	
	экспер.	теория		
$1/2^+$	0	0	$631 \downarrow 92\%$	$631 \uparrow + G_1(22) 1\%$
$5/2^+$	158	30	$622 \uparrow 88\%$	$620 \uparrow + G_1(22) 2\%$
$1/2^-$	865	650	$501 \downarrow 55\%$	$503 \downarrow + G_1(22) 9\%$
				$631 \downarrow + G_1(30) 1\%$
				$734 \uparrow + G_1(32) 2\%$
				$631 \downarrow + G_1(30) 8\%$

Энергия и структура основного и возбужденного состояний в ^{239}U /18/

	Энергия /кэВ/		Структура	
	экспер.	теория		
$5/2^+$	0	0	$622 \uparrow 92\%$	$752 \uparrow + G_1(30) 2\%$
$1/2^+$	133	30	$631 \downarrow 92\%$	$631 \downarrow + G_1(20) 2\%$
				$620 \uparrow + G_1(22) 1\%$
				$633 \downarrow + G_1(22) 1\%$

ции параметров деформации в пределах $\Delta\beta_{20} = \pm 0,05$ и $\Delta\beta_{40} = \pm 0,04$ абсолютные сечения для таких переходов меняются очень незначительно.

В работе /15/ было показано, что равновесные значения параметров деформаций $\beta_{\lambda 0}^e$ возбужденных одноквазичастичных состояний ядер редкоземельной области, одночастичные энергии которых сильно меняются с ростом параметров деформаций, могут отличаться от равновесной деформации $\beta_{20}^{(0)}$ ядра в основном состоянии. Например, для состояния $1/2^- [501] \beta_{\lambda 0}^e \neq \beta_{20}^{(0)}$. В наших

вычислениях влияние такого эффекта не учтено, так как в области актинидов расчеты $\beta_{\lambda 0}^e$ для нечетных ядер не проводились. Тем не менее заранее можно предсказать направление изменения $\beta_{\lambda 0}^e$ для каждого исследуемого состояния, так как сечение неупругого процесса в деформированных ядрах меняется примерно пропорционально квадрату деформации. В частности, $\beta_{\lambda 0}^e$ возбужденного состояния $1/2^- [501] ^{237}\text{U}$ должно быть больше, чем $\beta_{\lambda 0}^{(0)}$ основного состояния.

Почти все исследуемые состояния ядер ^{237}U и ^{239}U являются с точностью до 92% /см. табл. 3/ одноквазичастичными за исключением состояния $1/2^- [501]$, одноквазичастичность которого очень мала /~55%/. Поэтому можно надеяться, что включение в расчет сечения более сложных компонент волновой функции, которые соответствуют возбуждению квазичастица - фонон /16/, улучшит описание сечения передачи на состояния $1/2^- [501]$.

Кориолисово смешивание в ядрах урановой области для некоторых состояний может быть достаточно сильным /17/ и может изменить описание слабых переходов в желаемом направлении. Планируется проведение исследований с включением указанных эффектов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наши результаты показывают, что с помощью метода связанных каналов удалось получить достаточно правильное функциональное поведение сечения в зависимости от энергии E_d . Полученные совпадения абсолютных

сечений ($F \sim 1$) указывают на адекватность теоретического описания механизма реакции и структуры рассматриваемых состояний и могут стимулировать дальнейшие исследования в этом направлении. Вопрос об описании слабых переходов остается открытым, но априори ясно, что для таких переходов недостаточно ограничиться вкладом вращательных состояний ядра-мишени и ядра-продукта, но необходимо учесть и другие каналы реакции.

Авторы признательны проф. Е. Р. Эрскину за предоставление экспериментальных данных до их опубликования. Мы благодарны Е. Бангу, Б. Соренсену, Н. И. Пятову и М. Базнату за полезные обсуждения, а В. Г. Соловьеву и Е. П. Жидкову за постоянный интерес к работе.

Литература

1. Х. Вибике, В. К. Лукьянов, Г. Шульц. ЭЧАЯ, т. 3, вып. 4, 991 /1972/.
2. R. J. Ascutto, C. H. King, L. J. McVay and B. Sorensen. Nucl. Phys., A226, 454 (1974).
3. J. R. Erskine. Phys. Rev., C5, 959 (1972).
4. Е. Банг, В. Е. Бунаков, Ф. А. Гареев, Г. Шульц. ЭЧАЯ, т. 5, вып. 2, 263 /1974/.
5. В. В. Пашкевич, В. М. Струтинский. ЯФ, 9, 56 /1969/.
6. Ф. А. Гареев, С. П. Иванова, Н. Ю. Ширикова. Препринт Р4-5351, ОИЯИ /1970/; ТМФ, 8, 97 /1971/; V. L. Andersen, V. V. Back and J. M. Bang. Nucl. Phys., A147, 33 (1970).
7. П. Э. Немировский, В. А. Чепурнов. ЯФ, 3, 998 /1966/; E. Rost. Phys. Rev., 154, 997 (1967).
8. Е. П. Жидков, Г. И. Макаренко, И. В. Пузынин. ЭЧАЯ, 4, 1, 127 /1973/.
9. Ф. А. Гареев, И. В. Пузынин, Т. П. Пузынина, Р. М. Ямалеев. Препринт 11-8081, ОИЯИ, 1974; L. I. Ponomarev, I. V. Puzynin, T. P. Puzynina. Comput. Phys., 13, 1 (1973).
10. F. A. Gareev. Nucl. Phys., A215, 570 (1973).
11. H. Schulz, H. J. Wiebieke and F. A. Gareev. Nucl. Phys., A180, 625 (1972).
12. Ф. А. Гареев, С. П. Иванова, В. В. Пашкевич. ЯФ, 11, 1200 /1970/.
13. F. A. Gareev, S. P. Ivanova, L. A. Malov and V. G. Soloviev. Nucl. Phys., A171, 134 (1971).
14. N. Austern. Direct Nuclear Reaction Theories. N. Y., 1970.

15. Ф. А. Гареев, С. П. Иванова, В. Г. Соловьев, С. И. Федотов. ЭЧАЯ, т. 4, вып. 2, 357 /1973/.
16. O. Dumitrescu, V. K. Lukyanov, I. Petkov, H. -J. Wiebieke, H. Schulz. Nucl. Phys., A149, 253 (1970).
17. М. И. Базнат, Н. И. Пятов, М. И. Черней. ЭЧАЯ, т. 4, вып. 4, 941 /1973/.
18. А. Л. Комов, Л. А. Малов, В. Г. Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 1550 /1971/.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 ноября 1974 года.