

24/4-72

B-926

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1357/2-72

15 - 6287



И.Вылков , Н.Вылков , Ю.П.Гангровский,
М.Маринеску , А.А.Плеве, Д.Поэнару ,
И.Ф.Харисов

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ
СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ ^{240}Pu ,
 ^{241}Cm И ^{243}Bk В РЕАКЦИЯХ
С α -ЧАСТИЦАМИ

АБСТРАКТЫ НАУЧНЫХ РАБОТ

1972

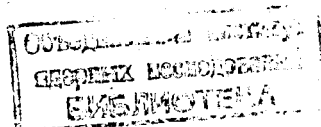
15 - 6287

И.Вылков*, Н.Вылков*, Ю.П.Гангрский,
М.Маринеску*, А.А.Плеве, Д.Познару*,
И.Ф.Харисов

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ
СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ ^{240}Pu ,
 ^{241}Cm И ^{243}Bk В РЕАКЦИЯХ
С α -ЧАСТИЦАМИ

Направлено в ЯФ

* Институт атомной физики (Бухарест)



В настоящее время известно уже около 30 спонтанно делящихся изомеров в ядрах от U до Bk . Необычные свойства этих состояний указывают на то, что, по-видимому, наблюдается новый вид изомерии - изомерия формы. Действительно, проведенные В.М. Струтинским расчёты^{/1/}, показали, что реальный барьер деления имеет достаточно глубокий минимум в районе седловой точки, и изомерное состояние может быть интерпретировано как нижний уровень в этой потенциальной яме. Барьер, разделяющий потенциальные ямы, является причиной запрета для γ -переходов с изомерного уровня.

Исследование свойств спонтанно делящихся изомеров представляет большой интерес, т.к. позволяет получить ряд сведений о форме барьера деления. Одной из основных характеристик спонтанно делящихся изомеров является их энергия возбуждения, которая в модели двугорбого барьера представляет собой разность энергий нижних уровней двух потенциальных ям. Эту величину можно получить из разности порогов реакций, приводящих к изомерному и основному состояниям. Измерения энергии возбуждения спонтанно делящихся изомеров Pu , Am и Cm проводились в реакциях $(p, 2n)$ ^{/2,3/}, $(n, 2n)$ ^{/4/}, $(\alpha, 2n)$ и $(\alpha, 3n)$ ^{/5/} и (γ, n) ^{/6,7/}.

Из-за малого сечения реакции образования спонтанно делящихся изомеров (обычно менее 10^{-28} см²) измеренная функция возбуждения в большинстве случаев не доходит до порога на 0,5 - 0,7 Мэв. Поэтому для точного определения порога реакции измеренную функцию возбуждения нужно экстраполировать к малым энергиям. Для экстраполяции обычно используют рассчитанную функцию возбуждения, причем расчет основан на статистической модели ядра ^{18/}. Однако можно ожидать, что в случае спонтанно делящихся изомеров, характеризующихся необычными свойствами, функция возбуждения будет иметь другой вид. Действительно, ядро в изомерном состоянии имеет большую деформацию, и достижение этой деформации в результате квадрупольных колебаний является более медленным процессом по сравнению с одночастичным движением, приводящим к испарению нейтронов. Кроме того, γ -переходы между уровнями разных потенциальных ям запрещены, поэтому разделение путей, ведущих к основному и изомерному состояниям, происходит при достаточно высокой энергии возбуждения.

Учет этих обстоятельств приводит к модифицированной функции возбуждения ^{15,9,10/}, которая уже была использована для определения энергий возбуждения ряда спонтанно делящихся изомеров ^{15,11/}. Однако модифицированные функции возбуждения вблизи порога существенно зависят от выбранных при расчете параметров, которые могут отличаться от принятых для описания реакций, приводящих к основным состояниям. Неопределенность принятых при расчете параметров может существенно увеличить ошибку в определении порога реакции. Правильный выбор параметров может быть сделан на основании измеренной части функции возбуждения, если измерения выполнены в достаточно широком интервале энергий и с хорошей точностью.

Целью данной работы является измерение функций возбуждения реакций ($\alpha, 2n$), приводящих к спонтанно делящимся изомерам ²⁴⁰Pu, ²⁴¹Cm

и ^{243}Bk , выбор параметров, позволяющих правильно описать измеренные функции возбуждения, и определение таким образом значений энергий изомерных состояний.

Работа проводилась на циклотроне Института атомной физики (Бухарест). Начальная энергия α -частиц составляла 25,6 или 24,3 Мэв в зависимости от настройки циклотрона и могла снижаться при помощи алюминиевых поглотителей. Экспериментальная установка (рис. 1) аналогична описанной в работе /12/. Коллимированный пучок α -частиц попадал

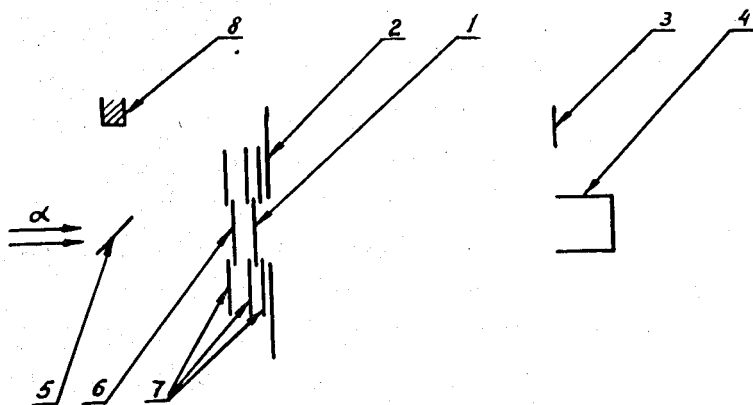


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - мишень, 2 - диэлектрический детектор (слюда) осколков спонтанно делящихся изомеров, 3 - диэлектрический детектор осколков мгновенного деления, 4 - цилиндр Фарадея, 5 - углеродная пленка, 6 - алюминиевый поглотитель, 7 - коллиматоры, 8 - поверхностно-барьерный детектор.

на мишень, и выбитые из мишени ядра отдачи летели в направлении пучка со скоростью, которая рассчитывалась из кинематики реакции. Яд-

ра, находящиеся в изомерном состоянии, пролетев некоторое расстояние, зависящее от времени жизни этого состояния, распадалась на два осколка, один из которых регистрировался диэлектрическим детектором (слюдой-мусковитом), имеющим форму кольца. Взаимное расположение мишени и детектора было таким, что осколки вынужденного деления из мишени не могли попасть на слюду. Осколки регистрировались лишь в том случае, если ядра отдачи испытывали спонтанное деление на расстоянии более 1 мм от мишени. Это расстояние ядро отдачи пролетает за $2 \cdot 10^{-9}$ сек, что определяет нижнюю границу измеряемых времен жизни. В тех случаях, когда время жизни ядер превышало 10^{-7} сек, эффективность регистрации осколков становилась низкой, т.к. в большинстве случаев ядра отдачи делились на большом расстоянии от детектора. Это значительно снижало фон от долгоживущих спонтанно делящихся излучателей. После облучения слюды протравливалась в концентрированной плавиковой кислоте, и при помощи оптического микроскопа определялось число треков на всей площади детектора. Распределение числа треков на единицу длины по радиусу кольцевого детектора позволяло судить о периоде полураспада образующегося в реакции изомера. Использование слюды с низким содержанием урана ($< 10^{-6}\%$) позволило уменьшить фон от нейтронов и рассеянных α -частиц и измерять сечения до 10^{-32} см².

Для определения числа осколков вынужденного деления, вызываемого в мишени α -частицами, использовался другой диэлектрический детектор (также слюда-мусковит), укрепленный на задней стенке камеры в 40 см от мишени. Интенсивность пучка, а также полное число прошедших через мишень α -частиц определялось цилиндром Фарадея. Измерения энергии α -частиц и контроль за стабильностью энергии производились при помощи кремниевого поверхностно-барьерного детектора, который регистрировал спектр α -частиц, рассеянных тонкой углеродной пленкой. В спектре наблюдались пики упругого и неупругого рассеяния α -частиц.

Расстояние между пиками, которое соответствовало энергии первого возбужденного уровня ^{12}C (4,44 Мэв), позволяло определить энергию пучка α -частиц с точностью до 0,1 Мэв.

На описанной выше установке производилось облучение мишеней ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Am пучком α -частиц интенсивностью 1-2 мка. Толщина мишеней составляла $80-100 \frac{\text{мкг}}{\text{см}^2}$, что близко к пробегу ядер отдачи в веществе мишени /13/. Распределение треков на единицу длины по радиусу кольцевого детектора (рис. 2) соответствует периодам полураспада ≈ 5 нсек (мишени ^{238}U и ^{241}Am) и ≈ 20 нсек (мишень ^{239}Pu). Такие периоды полураспада указывают на образование спонтанно делящихся изомеров ^{240}Pu , ^{241}Cm и ^{243}Bk в реакциях $(\alpha, 2n)$.

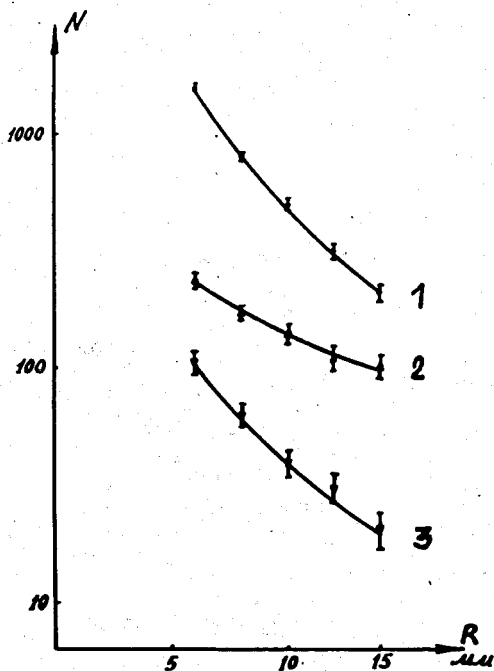


Рис. 2. Зависимость числа треков на единицу длины (N) от радиуса (R) в реакциях: 1 - $^{238}\text{U} + \alpha$, 2 - $^{239}\text{Pu} + \alpha$, 3 - $^{241}\text{Am} + \alpha$.

Измерив на опыте полное число треков на детекторе и число прошедших через мишень α -частиц, а также зная эффективность регистрации осколков и толщину мишени, из которой вылетают ядра отдачи, можно определить сечение образования полученного в реакции спонтанно делящегося изомера. Зависимость сечения образования спонтанно делящихся изомеров ^{240}Pu , ^{241}Cm и ^{243}Bk от энергии α -частиц представлена на рис. 3. Достаточно высокая эффективность регистрации осколков (10% для изомеров с периодом полураспада 5 нсек и 15% с $T_{1/2} = 20$ нсек), большая интенсивность пучка α -частиц, низкий уровень фона позволили измерять сечения реакции с хорошей точностью (в большинстве случаев лучше 10%, если исключить систематические ошибки, связанные с расчетом эффективной толщины мишени и эффективности регистрации осколков).

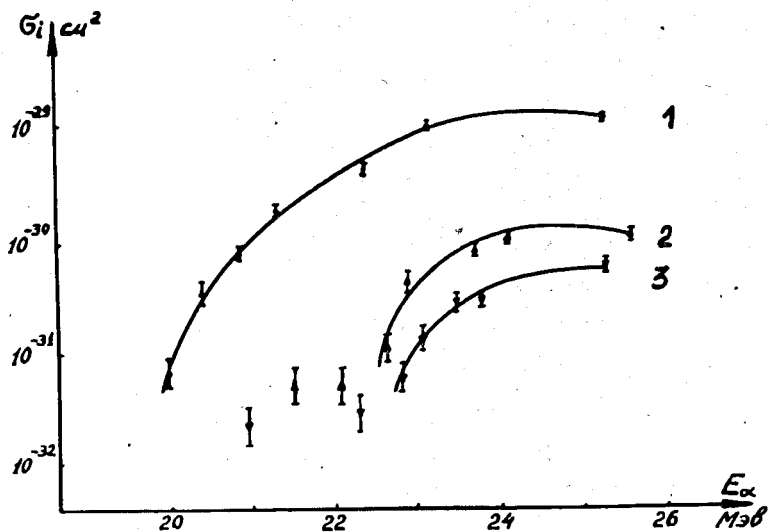


Рис. 3. Зависимость сечения реакции образования изомеров (σ_i) от энергии α -частиц (E_α). 1 - $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)^{240m}\text{Pu}$, 2 - $^{239}\text{Pu}(\alpha, 2n)^{241m}\text{Cm}$, 3 - $^{241}\text{Am}(\alpha, 2n)^{243m}\text{Bk}$.

В случае мишеней ^{239}Pu и ^{241}Am при малых энергиях α -частиц ($< 22,5$ МэВ) наблюдался слабый выход осколков, соответствующий большим периодам полураспада (≥ 50 нсек). Эти осколки связаны, по-видимому, со спонтанно делящимися изомерами ^{242}Cm и ^{244}Bk , образующимися в реакции (α, n).

Быстрое падение сечения образования спонтанно делящихся изомеров с уменьшением энергии α -частиц (рис. 3) объясняется двумя причинами: приближением к порогу реакции и уменьшением сечения образования составного ядра из-за кулоновского барьера. Чтобы учесть влияние кулоновского барьера, рассматривают зависимость от энергии α -частиц отношения сечений образования спонтанно делящегося изомера и составного ядра. Последнее в реакциях с α -частицами практически совпадает с сечением вынужденного деления, которое измерялось в данных опытах. Зависимость отношения сечений образования спонтанно делящихся изомеров ^{240}Pu , ^{241}Cm и ^{243}Bk и вынужденного деления от энергии α -частиц (рис. 4) и использовалась для определения порога реакции. С этой целью через экспериментальные точки проводилась кривая, рассчитанная на основе определенных предположений о механизме образования изомерного состояния.

В статистической модели ядра функция возбуждения реакции с испарением двух нейтронов описывается выражением /8/ :

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_t} \approx 1 - \left(1 + \frac{\Delta E}{T}\right) e^{-\frac{\Delta E}{T}}, \quad (1)$$

где $\frac{\sigma_i}{\sigma_t}$ - отношение сечения реакции с испарением двух нейтронов к полному сечению, ΔE - энергия возбуждения, отсчитываемая от порога реакции, T - температура ядра.

Модифицированная функция возбуждения, основанная на предположении, что образование спонтанно делящихся изомеров является двухступенчатым процессом (сначала достижение большой деформации, а затем

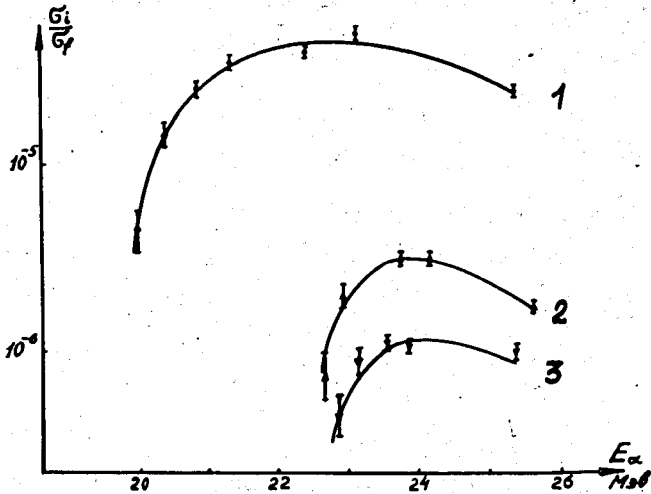


Рис. 4. Зависимость отношения сечений образования изомера и вынужденного деления от энергии α -частиц. 1 - ^{240}Pu , 2 - ^{241}Cm , 3 - ^{243}Bk .

испускание нейтрона и γ -квантов), имеет вид ^{15,9/}:

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_t} \approx \int_0^{\Delta E - \epsilon} \frac{\epsilon}{T^2} e^{-\frac{\epsilon}{T}} \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_2 d\epsilon, \quad (2)$$

где ϵ - кинетическая энергия нейтрона, $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_2$ - отношение нейтронной и делительной ширины для состояний с большой деформацией. В выражении (2) можно использовать два различных значения температуры - одно для описания спектра нейтронов, испускаемых при начальной энергии возбуждения, и другое для описания зависимости от энергии $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_2$ для состояний с большой деформацией и меньшей энергией возбуждения. Для отношения $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_2$ можно также воспользоваться выражением, используемым в модели ферми-газа (в этом случае отношение $\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_2$ зависит от параметра плотности уровней - a). При использовании одной и той же

температуры на обеих стадиях реакции Р.Ванденбошем было получено более простое выражение для сечения образования спонтанно делящихся изомеров ^{/10/}:

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_f} \approx 1 - \left\{ 1 + \frac{\Delta E}{T} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta E}{T} \right)^2 + \frac{1}{6} \left(\frac{\Delta E}{T} \right)^3 \right\} e^{-\frac{\Delta E}{T}} \quad (3)$$

Функции возбуждения, рассчитанные с помощью выражений (1), (2) и (3) для различных значений параметров T и a , представлены на рис. 5. Видно, что рассчитанные таким способом функции возбуждения

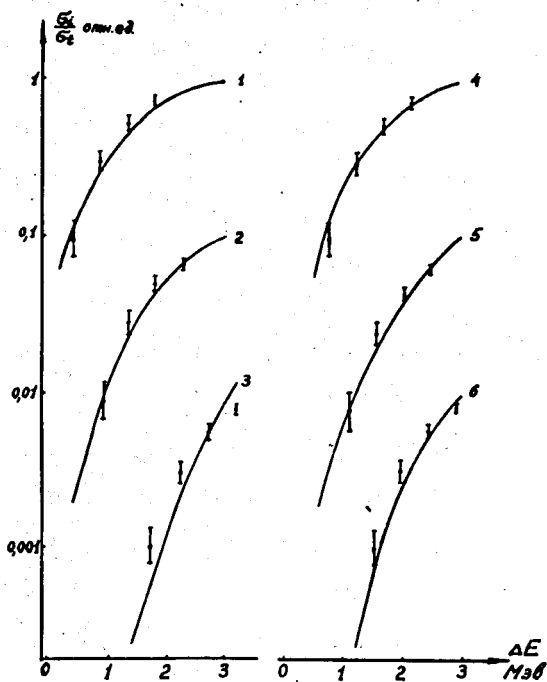


Рис. 5. Рассчитанные функции реакций $(\alpha, 2n)$. $\frac{\sigma_i}{\sigma_f}$ - отношение сечения реакций образования изомера к полному сечению. ΔE - энергия возбуждения, отсчитываемая от порога реакции. Значения параметров и использованные формулы для каждой кривой приведены в таблице.

получаются существенно разными и поэтому при совмещении с экспериментальными точками приводят к разным значениям порогов реакций. Энергии возбуждения спонтанно делящихся изомеров, полученные как разности порогов, измеренных для изомерных состояний и известных из масс ядер для основных состояний, представлены в таблице. Из таблицы можно видеть, что при использовании различных параметров получают заметно различающиеся энергии возбуждения.

На рис. 5 показано, как совмещается с расчетными кривыми измеренная на опыте функция возбуждения реакции $^{238}\text{U}(a, 2n)^{240m}\text{Pu}$. Использована лишь часть измеренной функции возбуждения (ниже порога реакции испарения трех нейтронов или деления после вылета двух нейтронов), которая описывается выражениями (1) - (3). Видно, что хорошее согласие наблюдается при использовании расчетных кривых 2 и 4, которые получены с помощью выражений (2) и (3) для значений параметра $T = 0,5$ Мэв на обеих стадиях реакции или $T = 1,0$ Мэв на первой стадии (испускание первого нейтрона) и $T = 0,5$ Мэв на второй стадии (достижение большой деформации и испарение второго нейтрона). При более высоких значениях температуры, а также при любых значениях параметра a , если используется выражение для $(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f})_2$ из модели ферми-газа, согласие ухудшается. Поэтому можно предполагать, что наиболее достоверные значения энергий возбуждения спонтанно делящихся изомеров получаются при использовании в качестве параметра низких значений температуры ($T < 1$ Мэв). Эти энергии возбуждения составляют $2,5 \pm 0,2$ Мэв (^{240m}Pu), $2,6 \pm 0,2$ Мэв (^{241m}Cm) и $2,2 \pm 0,2$ Мэв (^{243m}Bk). Следует отметить, что полученные таким способом значения энергии изомерных состояний ^{240}Pu и ^{241}Cm хорошо согласуются с приведенными в работе /5/.

Т А Б Л И Ц А

Значения энергий возбуждения спонтанно делящихся изомеров

Номер кривой на рис. 5	Расчетная формула	Значения параметров	Энергия изомерного состояния МэВ		
			^{240}Pu	^{241}Cm	^{242}Bk
1	(1)	$T = 1,0$ МэВ	$2,8\bar{0},2$	$3,0\bar{0},2$	$2,5\bar{0},2$
2	(2)	$T_1 = 0,5$ МэВ $T_2 = 1,0$ МэВ	$2,4\bar{0},2$	$2,6\bar{0},2$	$2,1\bar{0},2$
3	(2)	$\sigma = 25$ I/МэВ	$1,7\bar{0},3$	$1,9\bar{0},3$	$1,2\bar{0},3$
4	(3)	$T = 0,5$ МэВ	$2,6\bar{0},2$	$2,7\bar{0},2$	$2,3\bar{0},2$
5	(3)	$T = 1,0$ МэВ	$2,2\bar{0},2$	$2,4\bar{0},2$	$1,9\bar{0},2$
6	(3)	$T = 1,5$ МэВ	$1,9\bar{0},3$	$2,2\bar{0},3$	$1,6\bar{0},3$

В заключение авторы благодарят Г.Н.Флерова за постоянный интерес к работе, эксплуатационную группу циклотрона ИАФ за обеспечение бесперебойной работы ускорителя и В.П.Перелыгина и его сотрудников за просмотр диэлектрических детекторов. Авторы также выражают благодарность Государственному комитету по ядерной энергии Социалистической Республики Румынии за поддержку данной работы.

Литература

1. V.M.Strutinsky. Nucl.Phys., A95, 420 (1967).
2. S.Bjørnholm, J.Borggreen, L.Westgaard, W.A.Karnaukhov. Nucl. Phys., A95, 519 (1967).
3. N. Lark, G.Sletten, J.Pedersen, S.Bjørnholm. Nucl.Phys., A139, 481 (1969).
4. G.N.Flerov, A.A.Pleve, S.M.Polikanov, S.P.Tretiakova, N.Martalogu, D.Poenaru, M.Sezon, I.Vilkov, N.Vilkov, Nucl.Phys., A97, 444 (1967).
5. H.C.Britt, S.C.Burnett, B.H.Erkkila, J.E.Lynn, W.E.Stein. Phys. Rev., C4, 1444 (1971).
6. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, Ю.М.Ципенюк. ЯФ, 11, 54 (1970).
7. Yu.P.Gangrsky, B.N.Markov, Yu.M.Tsipenyuk. Phys.Lett., 32B, 182 (1970).
8. R.Vandenbosch, T.D.Thomas, S.E.Vandenbosch, R.A.Glass, G.T.Seaborg. Phys.Rev., 111, 1358 (1958).
9. S.Jagere. Phys. Lett., 32B, 571 (1970).
10. R.Vandenbosch. Частное сообщение.
11. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, И.Ф.Харисов, Ю.М.Ципенюк. Препринт ОИЯИ Р15-6147, Дубна, 1971.
12. Г.Н.Флеров, Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, Нгуен Конг Кхань, Д.Д.Пулатов, Н.Х.Шадиева. Препринт ОИЯИ Р7-5018, Дубна, 1970.
13. J.Lindhard, M.Scharff, H.E.Schiott. Mat.Fys.Medd.Den. Vid.Selsk., 33, No14 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 февраля 1972 года.