

8676

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



8676

Экз. чит. зала

P7 - 8676

Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, Ю.Ц.Оганесян

СИСТЕМАТИКА  
ИНТЕНСИВНОСТЕЙ И ВРЕМЕН ЗАСЕЛЕНИЯ  
РОТАЦИОННЫХ ПОЛОС  
В РЕАКЦИЯХ ОБРАЗОВАНИЯ СОСТАВНОГО ЯДРА  
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

1975

Бочев Б., Карамян С.А., Куцарова Т., Оганесян Ю.Ц. P7 - 8676

Систематика интенсивностей и времен заселения ротационных полос в реакциях образования составного ядра с тяжелыми ионами

Систематизированы экспериментальные данные об интенсивностях и временах заселения ротационных полос четно-четных ядер, образующихся в реакциях типа  $(HI, \alpha)$ . Рассмотрен количественно вопрос о корреляции среднего спина заселяемого уровня полосы и среднего углового момента составного ядра. Даны полуколичественные расчеты распределений ядер по угловому моменту и энергии возбуждения после испарения нейтронов для фиксированного конечного продукта реакции. Приведена простая формула для вычисления величины  $\ell_{\text{крит}}$  критического углового момента для образования составного ядра при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований  
Дубна 1975

Bochev B., Karamian S.A., Kutsarova T.,  
Oganessian Yu.Ts. P7 - 8676

Systematics of the Rotational Band Intensities  
and Feeding Times in the Heavy Ion Reactions of  
Compound Nucleus Formation

See the Summary on the reverse side of the title-page.

The investigation has been performed at the  
Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research  
Dubna 1975

© 1975 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

P7 - 8676

Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, Ю.Ц.Оганесян

СИСТЕМАТИКА  
ИНТЕНСИВНОСТЕЙ И ВРЕМЕН ЗАСЕЛЕНИЯ  
РОТАЦИОННЫХ ПОЛОС  
В РЕАКЦИЯХ ОБРАЗОВАНИЯ СОСТАВНОГО ЯДРА  
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Направлено в ЯФ

Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ

## S U M M A R Y

Experimental data on intensities and feeding times of the rotational bands of even-even nuclei produced in the  $(HI, x)$  reactions have been classified. The correlation between the average spin of the populated level and the average angular momentum of the compound nucleus has been quantitatively considered. Semiquantitative calculations have been given for angular momentum and excitation energy distribution of the nuclei after the neutron evaporation for a fixed final product of the reaction. A simple formula has been given for calculation of  $l_{crit.}$  - a critical angular momentum for production of a compound nucleus at interaction of heavy ions with nuclei.

## 1. Введение

Заселение коллективных состояний в реакциях образования составного ядра с тяжелыми ионами в последние годы стало продуктивным способом ядерно-спектроскопических исследований нейтронодефицитных изотопов, сильно удаленных от линии бета-стабильности. Этим способом изучены ротационные полосы основного состояния вплоть до спинов  $/18-22/\hbar$ , для многих изотопов обнаружен эффект аномального изменения момента инерции в районе значений спина  $/12-16/\hbar$  /бэкбендинг-эффект/, найдены новые области деформации ядер и получены другие важные данные. Возможность получения таких результатов обусловлена в первую очередь эмпирически установленным фактом, свидетельствующим о том, что при девозбуждении составных ядер с высоким угловым моментом эффективно заселяются низколежащие коллективные высокоспиновые состояния. Несмотря на широкое применение реакций образования составных ядер, механизм их образования и девозбуждения изучен недостаточно. Обычно для упрощения весь процесс условно разделяется на несколько последовательных этапов, которые перечислены ниже с указанием характерных временных интервалов:

1/ Контакт и слияние двух ядер в единое составное ядро с энергией возбуждения  $> 30$  МэВ и угловым моментом несколько десятков  $\hbar$   $\sim 10^{-21}$  с/.

2/ Каскадное испарение нескольких нейтронов с уменьшением энергии возбуждения до  $/7-15/$  МэВ и со сравнительно небольшим уменьшением углового момента  $\sim 10^{-16}$  с/.

3/ Каскадное испускание  $\gamma$ -лучей статистического спектра<sup>1,2/</sup> с заселением коллективных полос  $\sim 10^{-12}$  с/.

4/ Последовательные переходы вдоль полосы к основному состоянию  $\sim 10^{-9}$  с/. Последний этап изучен сравнительно хорошо для многих ядер.

Линейчатые спектры переходов между уровнями вращательных полос обычно наблюдаются в экспериментах, и это позволяет определять энергии вращательных уровней, угловые распределения  $\gamma$ -излучения, времена жизни отдельных уровней, а также времена и интенсивности заселения уровней полосы в зависимости от спина. Измерения времен и интенсивностей заселения дают информацию, характеризующую, скорее, стадию 3 /см. выше/. Непосредственное исследование  $\gamma$ -излучения статистического спектра встречает экспериментальные трудности, однако в последнее время получены отдельные сведения<sup>3,4,5/</sup> о множественности  $\gamma$ -квантов, испускаемых до заселения полос. Вообще подход к пониманию наименее изученной стадии процесса - стадии 3-осложняется не только экспериментальными трудностями, но и недостатком сведений о структуре ядерных состояний сплошного спектра, а также недостаточной надежностью расчета распределений по угловому моменту и энергии возбуждения составных ядер, прошедших первые две стадии, т.е. исходных для стадии 3 распределений. Тем не менее некоторые качественные выводы можно считать обоснованными. Сам факт существования континуума  $\gamma$ -лучей, запитывающего высокоспиновые состояния полосы в интервале  $10\hbar \leq I \leq 20\hbar$ , указывает на множественность различных путей разрядки, приводящих к заселению состояний полосы, и на статистический характер этого процесса. Данные о множественности  $\gamma$ -лучей, предшествующих заселению полосы, совместно с рассчитанными значениями угловых моментов составного ядра и с учетом короткого времени заселения полос  $\sim 5$  пкс/ свидетельствуют о преобладании в статистическом каскаде ускоренных E2-переходов.

Настоящая работа выполнена с целью систематизации измеренных интенсивностей и времен заселения полос. Рассматривается количественно вопрос о корреляции

среднего спина заселяемого уровня ротационной полосы и среднего углового момента составного ядра. Даны полуколичественные расчеты распределений ядер по угловому моменту и энергии возбуждения после испарения нейтронов для фиксированного конечного продукта реакции. Приведена простая формула для расчета величины  $\ell_{\text{крит}}$  - критического углового момента для образования составного ядра при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами.

## 2. Систематика интенсивностей и времен заселения

Экспериментально измеренные интенсивности переходов ротационной полосы после соответствующих поправок дают количественную информацию о величинах интенсивностей заселения уровней. Принимая интенсивность перехода  $2 \rightarrow 0$  за 100%, легко получить интенсивности всех других переходов в процентах от интенсивности, соответствующей полному сечению образования изучаемого изотопа. Зависимость интенсивности перехода от углового момента уровня будем называть для краткости функцией заселения. На рис. 1 показаны функции заселения для изотопов  $^{160,164,166}\text{Yb}$ , измеренные нами в реакциях  $^{124,128,130}\text{Te} (^{40}\text{Ar}, 4n)$ , приводятся также литературные данные о других изотопах, отобранные с целью иллюстрации того, как изменяются функции заселения при увеличении массы бомбардирующих ионов от  $^4\text{He}$  до  $^{40}\text{Ar}$ . Для каждого изотопа дана, кроме интегральной функции заселения /определение см. выше/, также дифференциальная функция заселения, которая получена из интегральной путем вычитания из интенсивности каждого уровня интенсивности предшествующего уровня. Таким образом, дифференциальная функция заселения показывает изменение со спином вклада независимого заселения прямо в данный уровень полосы. Сравнение функций для разных реакций показывает, что при увеличении массы бомбардирующей частицы зона интенсивного заселения полосы сдвигается в область более высоких спинов.

Распределения интенсивности заселения /рис. 1/ позволяют вычислить средний квадратичный спин заселяе-

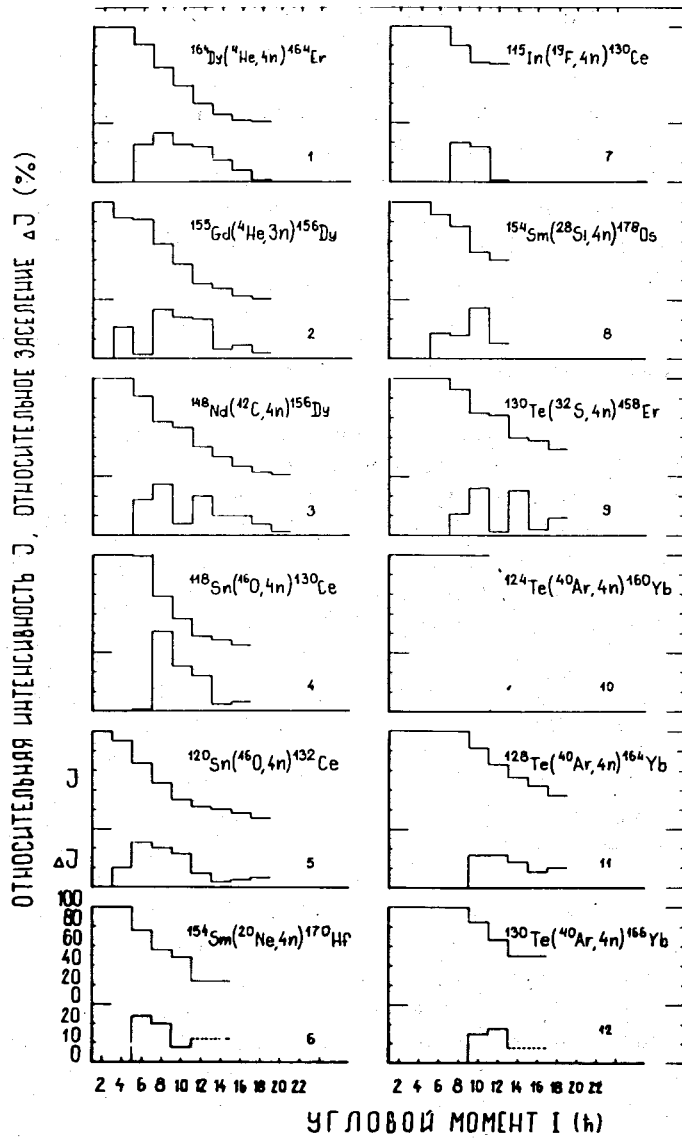


Рис. 1. Систематика интенсивностей заселения полос в различных реакциях. Данные взяты: 2/ и 3/ из /18/; 4/ и 5/ из /19/; 6/ и 8/ из /7/; 7/ из /9/; 9/ из /8/; 10/, 11/ и 12/ - данные настоящей работы.

мого уровня  $\sqrt{\langle I^2 \rangle}$  и установить количественную корреляцию  $\sqrt{\langle I^2 \rangle}$  со средним квадратичным угловым моментом составного ядра  $-\sqrt{\langle l^2 \rangle}$ . На рис. 2 показана зависимость  $\sqrt{\langle I^2 \rangle}$  и отношения  $\sqrt{\langle I^2 \rangle} / \sqrt{\langle l^2 \rangle}$  от массы бомбардирующего иона. Величина  $\sqrt{\langle l^2 \rangle}$  вычислялась по модели черного ядра

$$\langle l^2 \rangle = \frac{\mu R^2 (E - B)}{\hbar^2}, \quad \text{где } R - \text{ радиус}$$

взаимодействия ядер при  $r_{\text{эфф}} = 1,45 \text{ ферми}$ ;  $\mu$ ,  $E$  и  $B$  - масса, энергия и кулоновский барьер частицы в с.ц.и.

Из рис. 2 видно, что отношение  $\sqrt{\langle I^2 \rangle} / \sqrt{\langle l^2 \rangle}$  / всегда

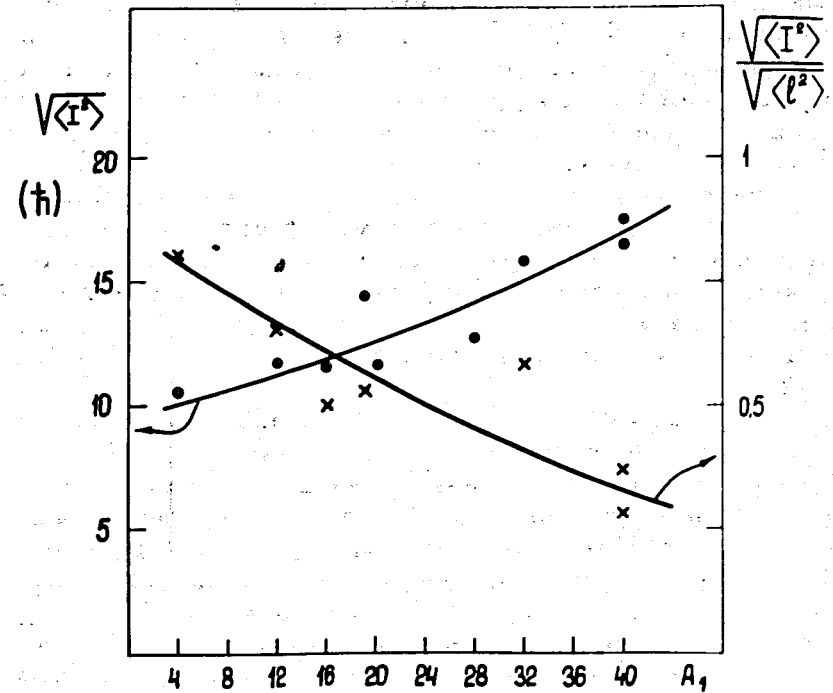


Рис. 2. Зависимость  $\sqrt{\langle I^2 \rangle}$  и  $\sqrt{\langle I^2 \rangle} / \sqrt{\langle l^2 \rangle}$  от массового числа бомбардирующего иона, вычисленная по данным рис. 1.

меньше единицы/ регулярно уменьшается с ростом  $A_1$  и достигает значения  $\approx 0,3$  для реакций с ионами  $^{40}\text{Ar}$ . Абсолютная величина спина заселения  $-\sqrt{\langle I^2 \rangle}$ /см. рис. 2/, естественно, не уменьшается с ростом  $A_1$ , а растет, но довольно вяло. Отсюда ясно, что увеличение углового момента составного ядра при переходе к все более тяжелым ионам не приводит к соответствующему /пропорциональному/ увеличению спина зоны заселения ротационной полосы.

Эта закономерность не является заранее очевидной. Можно предложить несколько вариантов ее объяснения.

1. Область спинов, при которых заселяется ротационная полоса, определяется не только угловым моментом, внесенным в возбужденное ядро, но также структурой и порядком ядерных высокоспиновых состояний, с которыми взаимодействует ротационная полоса основного состояния в зоне  $10\hbar \leq I \leq 20\hbar$ . Можно думать, что в этой области над ротационной полосой существует немалое число высокоспиновых уровней, связанных с состояниями полосы ускоренными переходами, которые играют основную роль при заселении полосы.

2. Распределение по угловому моменту составных ядер в реакциях с тяжелыми ионами существенно ограничено критическим угловым моментом  $-\ell_{\text{крит}}$ , который для всех ионов невелик  $\sim 25\hbar$ . Тогда рассчитанные в модели черного ядра значения  $\langle \ell^2 \rangle$  являются ошибочными и отвечают за понижение отношения  $\sqrt{\langle I^2 \rangle} / \sqrt{\langle \ell^2 \rangle}$  на рис. 2.

3. Величины  $\langle \ell^2 \rangle$  соответствуют действительности, однако распределение по угловому моменту ядер после испарения нейтронов для фиксированного конечного продукта реакции существенно отличается от исходного распределения угловых моментов, внесенных бомбардирующей частицей, так что средний угловой момент ядра в начале  $\gamma$ -каскада существенно меньше, чем  $\sqrt{\langle \ell^2 \rangle}$ .

Второй вариант объяснения отпадает после соответствующего анализа. В 4-ом параграфе настоящей работы приведен расчет  $\ell_{\text{крит}}$  и показано, что ограничения по  $\ell_{\text{крит}}$  несущественно меняют распределения по угловому моменту для энергий бомбардирующих частиц, умеренно превышающих кулоновский барьер. Третий вариант объяс-

нения рассматривается подробно в параграфе 3. Из рассмотрения следует, что вариант 3 не может в полной мере объяснить уменьшение  $\sqrt{\langle I^2 \rangle} / \sqrt{\langle \ell^2 \rangle}$  с ростом массы иона. Таким образом, при объяснении закономерности, представленной на рис. 2, наиболее правильным, по-видимому, является вариант 1. Тогда из уменьшения  $\sqrt{\langle I^2 \rangle} / \sqrt{\langle \ell^2 \rangle}$  с ростом  $A_1$  следует вывод о существенном увеличении множественности  $\gamma$ -лучей каскада, предшествующего заселению полосы при возрастании массы бомбардирующего иона, что качественно не противоречит экспериментальным данным<sup>/3/</sup>. Увеличение числа ступеней статистического каскада должно приводить к увеличению времени заселения полосы основного состояния. Рассмотрим теперь имеющиеся в литературе данные о временах заселения полос.

Среди параметров, характеризующих интервал времени от момента слияния ядер до заселения полосы, можно различать несколько разных величин. Наиболее распространенными являются экспериментальные определения  $\tau_0$  - среднего временного интервала от реакции до распада первого наблюдаемого в опыте состояния полосы /конкретно  $\tau_0$  есть интервал времени, за который интенсивность первого наблюдаемого перехода уменьшается в  $e$  раз/. Ясно, что время  $\tau_0$  является составной величиной, включающей в себя в качестве слагаемых с соответствующими весовыми факторами времена жизни ненаблюдаемых уровней полосы и времена независимого заселения этих уровней, вплоть до первого наблюдаемого. Поэтому  $\tau_0$  должно зависеть существенно от спина, который имеет первый наблюдаемый уровень. Вряд ли имеет смысл сравнивать количественно значения  $\tau_0$ , полученные в экспериментах, где первыми наблюдаемыми уровнями для разных изотопов были состояния с различными спинами. В табл. 1 приведены значения  $\tau_0$  для различных реакций в зависимости от спина вращательно-го состояния. Величины  $\tau_0$  для изотопов  $^{160,162,164,166}\text{Yb}$  получены нами. Приведены также литературные данные. Можно видеть, что величины  $\tau_0$  существенно уменьшаются с ростом спина уровня и в области спинов 16-18 имеют значения около 2, 3 пс для большинства изотопов. Отме-

Таблица I

Реакция	Энергия (МэВ)	Время заселения $\tau_0$ ( $10^{-12}$ с)						Ссылка	
		I=18	I=16	I=14	I=12	I=10	I=8		I=6
$^{115}\text{In}(^{19}\text{F}, 4n)^{130}\text{Ce}$	86			3	9	10	12		/9/
$^{118}\text{Sn}(^{16}\text{O}, 4n)^{130}\text{Ce}$	76						$6 \pm 2$	7	/19/
$^{120}\text{Sn}(^{16}\text{O}, 4n)^{132}\text{Ce}$	76						$11 \pm 2$	12	/19/
$^{122}\text{Sn}(^{16}\text{O}, 4n)^{134}\text{Ce}$	76						$14 \pm 3$	15	/19/
$^{120}\text{Sn}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{156}\text{Er}$								$16 \pm 3$	/6/
$^{122}\text{Sn}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{158}\text{Er}$							$11 \pm 3$	15	/6/
$^{130}\text{Te}(^{32}\text{S}, 4n)^{158}\text{Er}$	135	2,2	4,8	6	7,5	8,6	10	14	/8/
$^{124}\text{Sn}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{160}\text{Er}$						$6 \pm 3$	9	16	/6/
$^{124}\text{Te}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{160}\text{Yb}$	180					$13 \pm 1,5$	14	17	/20/
$^{126}\text{Te}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{162}\text{Yb}$	175						$12 \pm 3$	16	/21/
$^{128}\text{Te}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{164}\text{Yb}$	190	$6,5 \pm 1,5$	8,0	8,3	8,7	9,4	11,8	19,7	/Н.Р./
$^{130}\text{Te}(^{40}\text{Ar}, 4n)^{166}\text{Yb}$	168		$4,8 \pm 1,5$	5	6	7,4	10,0	20,9	/22/
$^{150}\text{Sm}(^{20}\text{Ne}, 4n)^{166}\text{Hf}$	93				$11 \pm 3$				/7/
$^{152}\text{Sm}(^{20}\text{Ne}, 4n)^{168}\text{Hf}$	86					$5 \pm 2,5$	7	16	/7/
$^{154}\text{Sm}(^{20}\text{Ne}, 4n)^{170}\text{Hf}$	86			$3 \pm 3$					/7/
$^{154}\text{Sm}(^{28}\text{Si}, 4n)^{178}\text{Os}$	104				$12 \pm 2,5$				/7/

Таблица 2

Ядро	Время независимого заселения						Ссылка
	I = 18	I = 16	I = 14	I = 12	I = 10	I = 8	
$^{164}\text{Yb}$	$5,3 \pm 1,5$	$1,3 \pm 0,5$	$2,3 \pm 1,1$	$4,8 \pm 3,2$	$5,1 \pm 4,2$	$6,3 \pm 5,3$	/наст. работа/
$^{166}\text{Yb}$		$3,0 \pm 1,5$		$2,5 \pm 2,2$	$3,7 \pm 3,1$	$3,8 \pm 1,8$	/22/
$^{158}\text{Er}$			1,5	1,6	2,4		/8/



чавшаяся ранее <sup>6,7/</sup> закономерность увеличения  $\tau_0$  при переходе от сильно деформированных ядер к ядрам переходной области, по данным табл. 1, не представляется убедительно обоснованной.

От величины  $\tau_0$  отличаются по смыслу  $\phi_i$  - времена независимого заселения отдельных уровней полосы. Каждое значение  $\phi_i$  представляет собой среднее время статистического каскада, приводящего к заселению состояния с определенным спином. Величины  $\phi_i$  не включают в себя времена каскадных переходов для вышележащих состояний полосы основного состояния, за исключением параметра  $\phi_1$  для первого наблюдаемого уровня. В то же время  $\phi_1$  отличается и от  $\tau_0$  в том отношении, что в  $\phi_1$  не включено время распада первого наблюдаемого уровня. Физическое отличие  $\phi_1$  от других параметров  $\phi_i$  должно приводить к большему значению  $\phi_1$  по сравнению с другими  $\phi_i$ . В табл. 2 представлены времена независимого заселения уровней со спинами  $I = 18, 16, 14, 12, 10$  и  $8$  для изотопов иттербия -  $164$  и  $166$ . В литературе подобные данные имеются еще только для изотопа эрбия- $158$  <sup>8/</sup>. По этим данным можно видеть, что времена  $\phi_i$  имеют значения от  $1$  до  $5$  пск и несколько увеличиваются с уменьшением спина состояния для одного и того же изотопа. Отметим, однако, что такое поведение может быть не обязательно общим для всех изотопов. Например, для изотопа  $^{130}\text{Ce}$  наблюдался <sup>9/</sup> вклад изомерного заселения с характерным временем  $\sim 30$  пск для уровня  $8+$ . Для большинства же изотопов изомерное заселение отсутствует.

Как указывалось выше, уменьшение отношения  $\sqrt{\langle I^2 \rangle} / \sqrt{\langle I^2 \rangle}$  с ростом массы иона должно приводить к удлинению статистического  $\gamma$ -каскада. Из данных рис. 2 следует, что при переходе от ионов кислорода к ионам аргона для одного и того же ядра-продукта реакции средняя длительность каскада должна возрасти примерно в  $3$  раза. В табл. 1 можно обнаружить некоторую тенденцию увеличения значений  $\tau_0$  /для одного и того же спина/ при переходе к более тяжелым ионам, однако эта тенденция не столь ярко выражена. По крайней мере, увеличение в  $3$  раза не имеет места при переходе от реакций

$^{118}\text{Sn}(^{16}\text{O}, 4n)$  и  $^{154}\text{Sm}(^{20}\text{Ne}, 4n)$  к реакциям  $^{124}\text{Sn}(^{40}\text{Ar}, 4n)$  и  $^{128}\text{Te}(^{40}\text{Ar}, 4n)$ . Сравнения данных табл. 1 и 2 осложнены отсутствием систематических измерений времен заселения для одного и того же изотопа. Так что представляется трудным сделать какой-либо однозначный вывод о корреляции времени заселения со средним спином составного ядра. Можно сказать, что, по-видимому, желательно провести систематические измерения времен заселения полосы с помощью одной и той же аппаратуры при идентичной обработке экспериментального материала для какого-либо изотопа в зависимости от массы бомбардирующей частицы, ее энергии и числа нейтронов, испаряемых до  $\gamma$ -каскада. Таких данных пока нет.

### 3. Распределения по угловому моменту и энергии возбуждения составных ядер после испарения нейтронов

В предыдущем параграфе в качестве возможного варианта объяснения закономерности изменения среднего спина заселения полосы /см. рис. 2/ предложен вариант 3. Приступим к анализу этой возможности.

Известно /Гровер <sup>10/ /, что распределение угловых моментов, вносимых в составное ядро бомбардирующей частицей -  $\sigma_l(l)$ , не совпадает с распределением, возникающим после испарения определенного числа нейтронов и соответствующим фиксированному конечному продукту реакции -  $W(l_{xn})$ . Несовпадение этих двух распределений должно быть наибольшим для самых тяжелых бомбардирующих частиц. В этом случае при фиксированной полной энергии возбуждения дисперсия вращательной энергии будет весьма велика и произойдет "сепарация" составных ядер по угловым моментам, так что большой энергии вращения будет отвечать испарение малого числа нейтронов, а малой энергии вращения - испарение большого числа нейтронов. Графический способ полуколичественного расчета распределений по угловому моменту для фиксированных конечных продуктов реакции показан на рис. 3. Расчет сделан для составного ядра  $^{168}\text{Yb}$ , образуемого</sup>



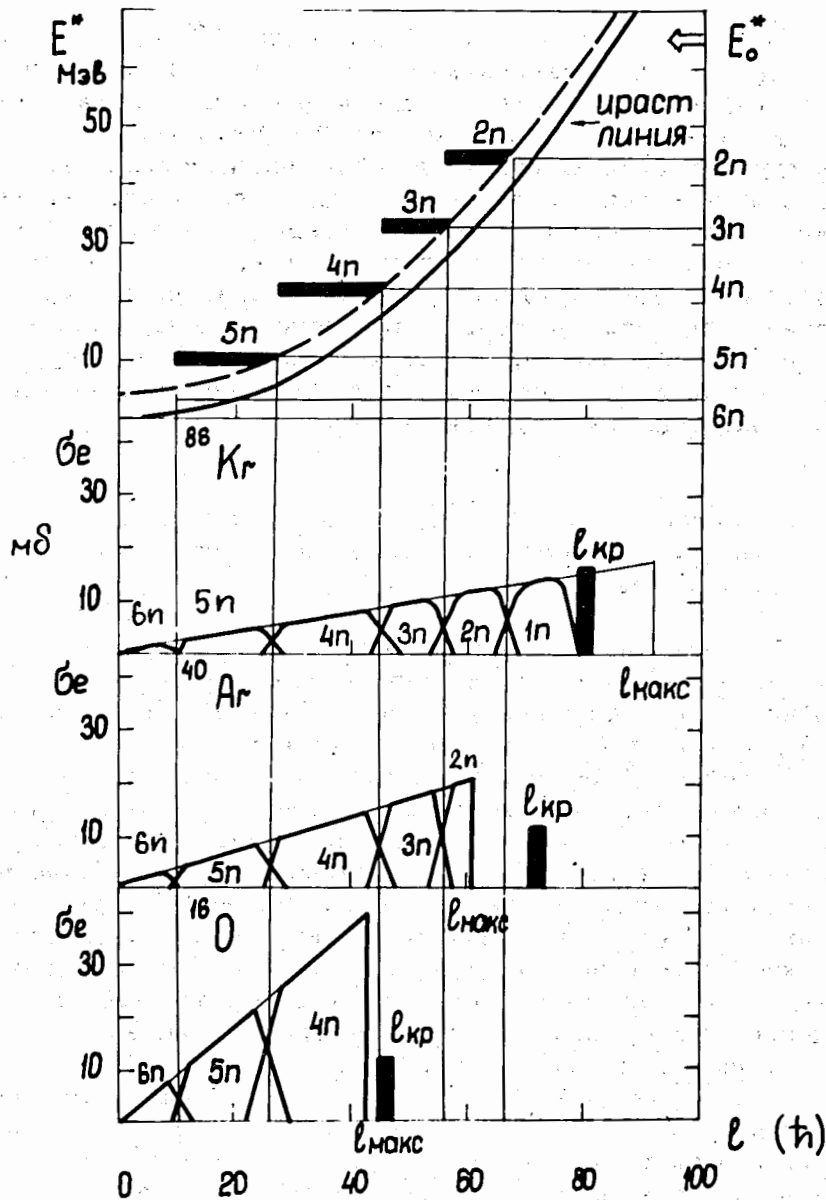


Рис. 3. Графический расчет распределений по угловому моменту для составного ядра  $^{168}\text{Yb}$  с начальной энергией возбуждения 65 МэВ на стадии после испарения нейтронов для фиксированных конечных продуктов реакции.

в реакциях с ионами кислорода, аргона и криптона с кинетическими энергиями, соответствующими энергии возбуждения - 65 МэВ. Предположим, что испарению каждого нейтрона соответствует уменьшение энергии возбуждения на вполне определенную величину  $V_{ni} + 2T$ . Тогда при фиксированной энергии возбуждения  $E_0^*$  испарению  $X$  нейтронов будут отвечать на верхней части рисунка фиксированные горизонтальные линии, отмеченные индексами  $2n, 3n, \dots$ . Эти линии пересекают ирраст-линию, вычисленную при значении параметра  $\hbar^2/2J = 9$  кэВ, и пунктирную кривую, отстоящую от ирраст-линии на расстояние  $V_n/2$  во вполне определенных точках. В грубом предположении, что испарение  $(x+1)$  нейтрона будет происходить со стопроцентной вероятностью

для тех значений  $l$ , при которых  $E_0^* - \sum_{i=1}^x (V_{ni} + 2T) - \hbar^2/2J l(l+1) \geq 1,5V_{n,x+1}$ , а при меньших значениях этой разности не будет происходить вовсе, получим ступеньки /жирные полосы/, каждая из которых отвечает распределению по энергии возбуждения и угловому моменту после испарения  $x$  нейтронов для фиксированного конечного продукта с массовым числом  $168-x$ . На нижних трех частях рис. 3 показаны треугольные распределения угловых моментов после слияния для ионов  $^{86}\text{Kr}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{160}$ , рассчитанные в модели черного ядра с параметром  $\Gamma_{\text{эфф}} = 1,45$  ферми. Указаны также значения критического момента  $l_{\text{крит}}$  во входном канале, рассчитанные по формуле, которая приводится нами ниже. Ограничения по  $l_{\text{крит}}$  существенны только для случая ионов криптона.

Проектируя точки пересечения пунктирной кривой на верхней части рисунка горизонтальными линиями  $2n, 3n, \dots$  на ось абсцисс и далее вниз, получим вертикальные линии, которые вырезают из полных треугольных распределений угловых моментов составного ядра распределения  $W(l_{xn})$ , соответствующие конечному продукту испарения одного, двух, трех и т.д. нейтронов. Видно, что для ионов кислорода полное распределение угловых моментов разделяется практически только на две части, соответствующие испарению 4 и 5 нейтронов. Для криптона же

полное сечение составного ядра почти равномерно распределяется между продуктами испарения от одного до 6 нейтронов, причем средний угловой момент резко возрастает для случая испарения малого числа нейтронов и для реакции  $1n$  при полном возбуждении  $65 \text{ МэВ}$  составляет величину  $75\hbar$ .

Ясно, что для функций возбуждения  $(Nl, \chi_n)$  реакций подобная картина дает такие последствия: существенное расширение функций возбуждения, перекрытие их в широком энергетическом интервале и понижение максимального сечения каждой отдельной  $\chi_n$  реакции с фиксированным числом  $\chi$  в результате распределения сечения между многими продуктами.

Приведенный здесь способ графического расчета распределений по угловому моменту для фиксированных конечных продуктов  $(Nl, \chi_n)$  реакций по своей логике близок к соображениям, высказывавшимся ранее в работах Стефенса, Даймонда, Ньютона <sup>/11,12,13/</sup>. Поэтому для зоны заселения состояний в диаграмме  $E^*, l$  на стадии, предшествующей  $\gamma$ -каскаду, мы получили ступеньки /жирные полосы/ на рис. 3, аналогичные тем, которые приводятся обычно во многих публикациях, начиная с работы Ньютона <sup>13/</sup>. Действительно, зона заселения для реакции  $4n$  обычно изображается в виде отрезка, ограниченного довольно узким интервалом по энергии возбуждения  $\sim 16-18 \text{ МэВ/}$  и угловому моменту  $(20-40\hbar)$  для таких ионов, как  $^{40}\text{Ag}$ . Вряд ли это соответствует действительности, поскольку такого типа расчет является весьма грубой идеализацией. Наиболее сильным допущением является, на наш взгляд, предположение о строгой фиксации энергии возбуждения, уносимой каждым нейтроном. В действительности энергетический спектр испарительных нейтронов имеет значительную дисперсию, так что дисперсия энергии возбуждения составного ядра будет возрастать на каждой ступени каскада. Для испарительного спектра нейтронов, по Вайскоффу, среднеквадратичное отклонение энергии нейтрона  $\epsilon$  от среднего значения  $\bar{\epsilon}$  равно

$\sqrt{\langle(\epsilon-\bar{\epsilon})^2\rangle} = \sqrt{6} T$ . Взяв среднюю по каскаду температуру нейтронов  $T = 1 \text{ МэВ}$ , получим среднеквадратичное отклонение энергии возбуждения составного ядра от среднего

значения после испарения 4 нейтронов, равное  $\pm 4-5 \text{ МэВ}$ . Это величина, сравнимая с энергией связи нейтрона. Если положение секущих горизонтальных линий на рис. 3 варьировать в интервале  $\pm 4 \text{ МэВ}$ , то зона заселения после испарения нейтронов для каждой индивидуальной реакции существенно расширится и распределение по угловому моменту станет гораздо более широким, перекрывающимся с распределением для всех других реакций. При этом существенно уменьшится отличие индивидуальных распределений  $W(l_{\chi n})$  от распределения угловых моментов, внесенных в составное ядро бомбардирующей частицей -  $\sigma_l(l)$ .

В результате таких расчетов с включением дисперсии энергии возбуждения за счет нейтронного каскада нами была рассчитана зона заселения состояний в координатах  $E^*, l$  после испарения 4 нейтронов для реакции  $^{128}\text{Te} (^{40}\text{Ag}, 4n) ^{164}\text{Yb}$ , которая показана на рис. 4 в виде контурной диаграммы. Цифры около геодезических линий показывают интенсивности заселения в относительных единицах. Кривые линии со стрелками показывают схематически возможные пути  $\gamma$ -каскадов, приводящих к заселению полосы основного состояния. Картина, представленная на рис. 3,4, не является строго количественной. Однако она позволяет высказать некоторые суждения о процессах заселения ПОС. Как было видно из предыдущего рассмотрения, распределение по угловому моменту ядер после испарения нейтронов для фиксированного конечного продукта  $W(l_{\chi n})$  отличается от исходного распределения угловых моментов  $\sigma_l(l)$ . Причем различия между  $W(l_{\chi n})$  и  $\sigma_l(l)$  заметно сглаживаются при учете дисперсии энергии возбуждения, возникающей в результате испарения нейтронов. Далее, несмотря на остающиеся различия между  $W(l_{\chi n})$  и  $\sigma_l(l)$ , положения центров этих распределений достаточно близки для энергии возбуждения, соответствующей максимуму функции возбуждения реакций типа  $(^{40}\text{Ag}, 4n)$ , так что  $\langle l_{4n}^2 \rangle$  оказывается достаточно близким к  $\langle l^2 \rangle$ . Отсюда следует, что систематика, показанная на рис. 2, не изменится существенно, если величины  $\langle l^2 \rangle$  будут заменены на  $\langle l_{4n}^2 \rangle$  и вариант №3 /см. предыдущий параграф/ для объяснения

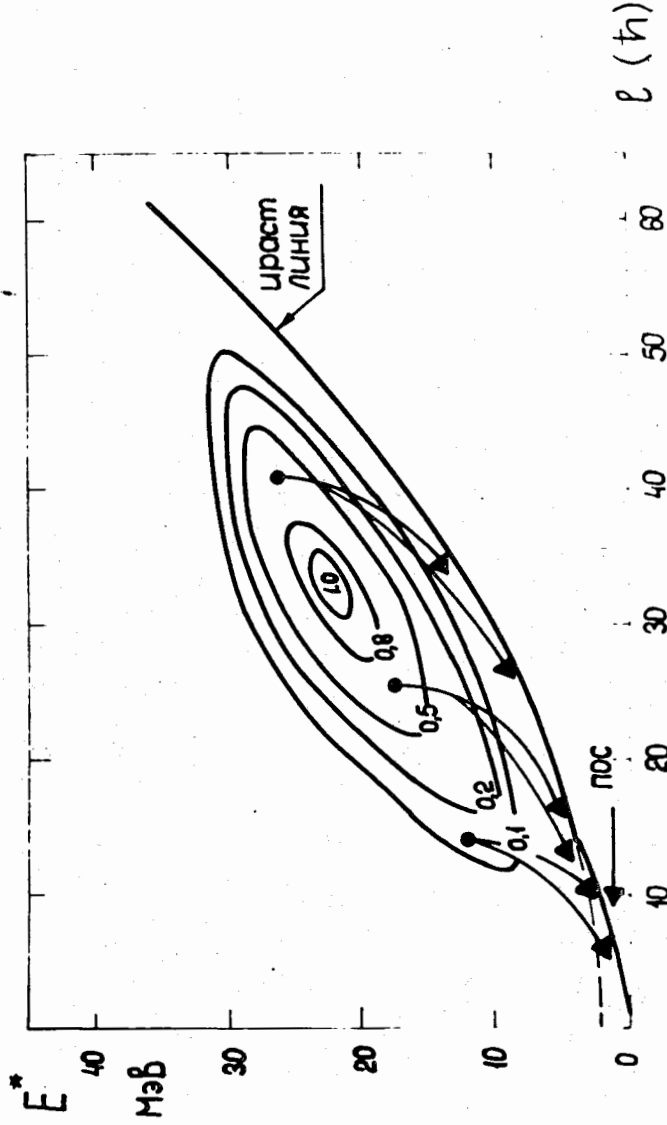


Рис. 4. Распределение по энергии возбуждения и углового момента для составных ядер после испарения четырех нейтронов для реакции  $^{128}\text{Te}(^{40}\text{Ar}, 4n)$  при энергии ионов  $^{40}\text{Ar}$  170 МэВ. Вычисления сделаны с учетом дисперсии энергии возбуждения в результате испарения нейтронов.

рис. 2 не может в полной мере объяснить уменьшение  $\sqrt{\langle l^2 \rangle} / \sqrt{\langle l^2 \rangle}$  с ростом  $A_1$ .

Отметим еще один вывод. Как следует из рис. 3, распределение  $W(l_{4n})$  заметно сдвигается к большим угловым моментам при увеличении энергии возбуждения и к меньшим  $l$  при уменьшении ее. Поэтому для энергии частиц, соответствующей правому склону функции возбуждения  $4n$  реакции,  $\langle l_{4n}^2 \rangle$  должно быть значительно больше, чем  $\langle l^2 \rangle$ , а при энергии, соответствующей левому склону функции возбуждения,  $\langle l_{4n}^2 \rangle$  существенно меньше, чем  $\langle l^2 \rangle$ .

#### 4. Расчет критического углового момента для реакции слияния сложных ядер

Приведенные в предыдущих параграфах данные о корреляции спина заселения полосы и углового момента составного ядра могли бы существенно измениться, если бы ограничения по критическому угловому моменту определяющим образом изменяли распределения составных ядер по угловому моменту. Как видно из рис. 3, этого не происходит. Величины  $l_{\text{крит}}$ , приведенные на рис. 3, рассчитаны нами по простой формуле, вывод которой дан ниже.

Рассмотрим момент соприкосновения двух ядер в приближении сферических ядер с резким краем. Из-за несжимаемости ядерной материи не должно происходить свободного проникновения одного ядра в другое. Поэтому радиальная составляющая скорости налетающей частицы должна быть погашена практически сразу же после соприкосновения поверхностей ядер. При этом форма системы будет все еще мало отличаться от фигуры из двух соприкасающихся сфер. Наличие тангенциальной составляющей скорости для нелобовых столкновений приведет к скольжению налетающей частицы по поверхности ядра мишени. Это тангенциальное движение способствует возникновению центробежной силы  $F_{\text{цб}}$ , стремящейся оторвать одно ядро от другого. Силу  $F_{\text{цб}}$  можно оценить по формуле

$$F_{цб} = \frac{\hbar^2 \ell^2}{J(R_1 + R_2)^2} = \frac{\hbar^2 \ell^2}{\mu (R_1 + R_2)^3}, \quad /1/$$

где  $J$  - момент инерции бомбардирующей частицы относительно оси вращения,  $R_1$  и  $R_2$  - радиусы взаимодействующих ядер,  $\mu$  - приведенная масса частицы.

Оценим теперь силу, стягивающую два ядра в единое целое и приводящую в конечном итоге к образованию единого сферического составного ядра. Для этого рассмотрим рис. 5, где показана зависимость потенциальной энергии сталкивающихся ядер от расстояния между их центрами масс. За начало отсчета потенциальной энергии взята сумма энергий связи ядер мишени и частицы  $M_1 + M_2$ . В этой шкале сферическому составному ядру соответствует значение потенциальной энергии, равное  $M_c - (M_1 + M_2) = Q$ , что и отмечено на рисунке. Точке соприкосновения двух ядер соответствует максимальное значение потенциальной энергии, равное кулоновскому барьеру взаимодействия -  $B$ . Величины  $B$  и  $Q$  обычно хорошо известны для реакций, изученных экспериментально. В тех случаях, когда экспериментальные данные отсутствуют, можно пользоваться таблицами масс ядер для расчета  $Q$  и экстраполяционными оценками величины  $B$ . Мы не ставим здесь задачу рассчитать величины барьеров взаимодействия. При отсутствии экспериментальных данных значение  $B$  можно считать параметром, варьируемым в разумных пределах.

Таким образом /см. рис. 5/, нам известны значения потенциальной энергии в точке соприкосновения двух ядер  $U=B$  и в точке, соответствующей сферическому составному ядру  $U=Q$ . Отсюда мы можем оценить радиальную стягивающую силу в простейшем приближении конечных разностей. Действительно,

$$F_{ст} = \frac{\partial U}{\partial r} \approx \frac{\Delta U}{\Delta r} = \frac{B-Q}{R_1 + R_2}. \quad /2/$$

Это приближение соответствует линейной интерполяции неизвестной нам функции потенциальной энергии на интервале траектории слияния от точки соприкосновения ядер до сферы. Условием слияния будет, естественно,

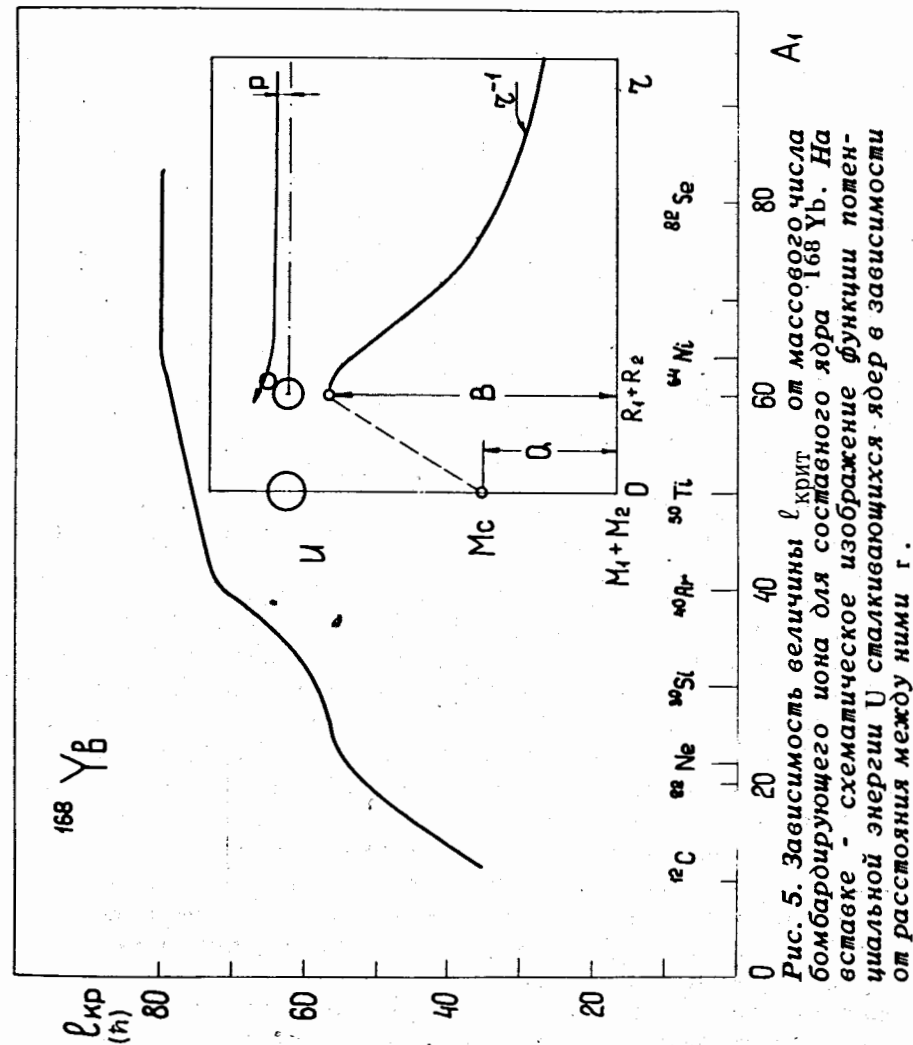


Рис. 5. Зависимость величины  $U_{крит}$  от массового числа бомбардирующего иона для составного ядра  $^{168}\text{Yb}$ . На вставке - схематическое изображение функции потенциальной энергии  $U$  сталкивающихся ядер в зависимости от расстояния между ними  $r$ .

$F_{ст} > F_{цб}$ . Отсюда найдем  $l_{крит}$ , при котором  $F_{ст} = F_{цб}$ .  
 При  $l > l_{крит}$   $F_{ст} < F_{цб}$  и слияния не происходит:

$$l_{крит}^2 = \frac{J(B-Q)}{h^2} = \frac{1}{h^2} \mu (R_1 + R_2)^2 (B-Q), \quad /3/$$

$$l_{крит} = 0,155 r_{эфф} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \sqrt{\frac{A_1 A_2 (B-Q)}{A_1 + A_2}}. \quad /4/$$

В последней формуле  $r_{эфф}$  - в ферми,  $B-Q$  - в МэВ,  $l_{крит}$  - в единицах  $h$ .

Формула /4/, полученная в статическом рассмотрении, с введением ряда упрощающих предположений /см. выше/, не может претендовать на высокую точность расчета  $l_{крит}$ . Однако она неплохо воспроизводит имеющиеся в литературе экспериментальные данные, в частности экспериментально обнаруженное увеличение  $l_{крит}$  с ростом массы иона для одного и того же составного ядра /14/.

Из формулы видно, что  $l_{крит}$  определяется как параметрами входного канала через  $A_1, A_2, B$ , так и свойствами составного ядра через величину  $Q$ . Для таких ионов, как  $^{16}O, ^{22}Ne, ^{40}Ar$ , величина  $B-Q$  для средних и тяжелых мишеней обычно составляет 40-50 МэВ и  $l_{крит}$  меняется от одной реакции к другой, главным образом за счет изменения величин  $A_1$  и  $A_2$ . На рис. 5 рассчитана для примера зависимость  $l_{крит}$  от массы бомбардирующего иона для образования составного ядра  $^{168}Yb$ . Видно, что  $l_{крит}$  увеличивается с ростом  $A$  и достигает максимального значения ( $\sim 85h$ ) для случая, когда массы взаимодействующих ядер равны между собой.

Особый интерес представляет образование сверхтяжелых составных ядер ( $Z > 100$ ) с помощью наиболее тяжелых бомбардирующих частиц, имеющихся сейчас в распоряжении экспериментаторов, таких, как ядра ксенона. В этом случае из-за уменьшения энергии связи составного ядра величина  $B-Q$  может стать отрицательной, т.е. порог слияния может превышать кулоновский барьер. При этом

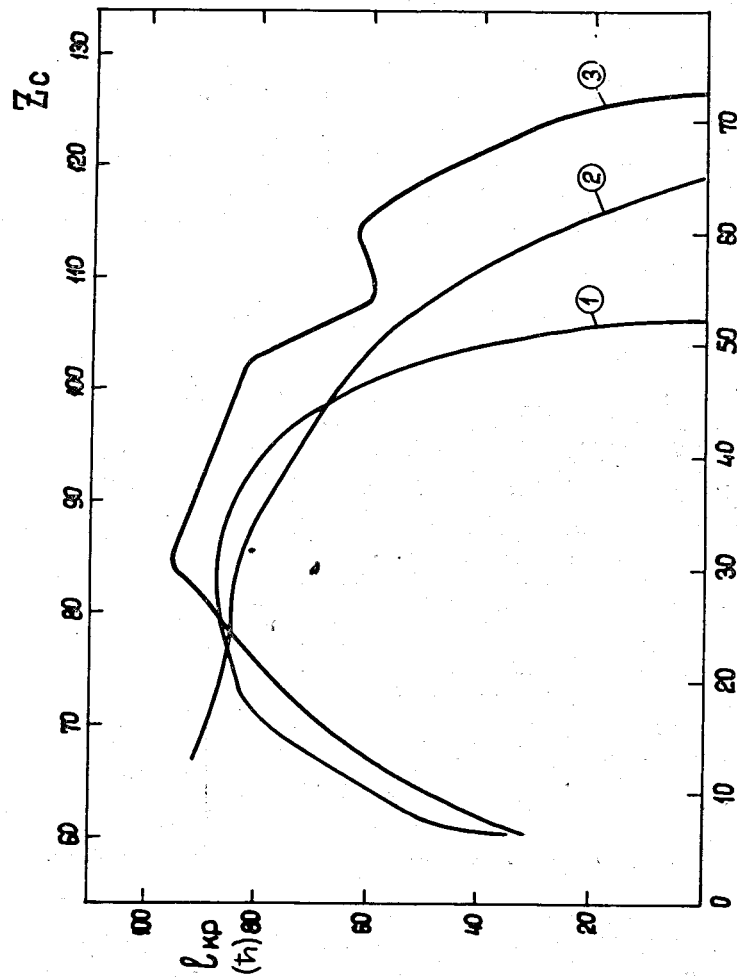


Рис. 6. Зависимость  $l_{крит}$  от атомного номера ядра мишени для составного ядра  $Z_c$  для бомбардирующих ионов  $^{136}Xe$ . Кривые - 1, 2 по данным работ /15, 16/. Кривая 3 - результаты настоящей работы.

согласно формуле /4/ величина  $\ell_{\text{крит}}$  перестает иметь смысл и сечение слияния становится равным нулю. На рис. 6 показана зависимость рассчитанных значений  $\ell_{\text{крит}}$  для ионов  $^{136}\text{Xe}$  от атомного номера мишени или соответственно от атомного номера составного ядра. Для сравнения даны результаты расчетов  $\ell_{\text{крит}}$  из работ /15,16/. Видно, что во всех трех случаях  $\ell_{\text{крит}}$  резко уменьшается в районе  $Z$  составного ядра более 100.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову за постоянное внимание к работе, Е.Наджакову, Л.Александрову, Б.И.Пустыльнику и Ю.А.Музычке за полезные обсуждения.

#### Литература

1. J.F.Mollenauer. *Phys.Rev.*, 127, 867 (1962).
2. Ю.Ц.Оганесян, Ю.В.Лобанов, Б.Н.Марков, Г.Н.Флеров. *ЖЭТФ*, 44, 1171 /1963/.
3. P.O.Tjøm, F.S.Stephens, R.M.Diamond, J. de Boer, W.E.Muерhof. *Phys.Rev.Lett.*, 33, 593 (1974).
4. E. der Mateosian, O.C.Kistner, A.W.Sunyar. *Phys.Rev.Lett.*, 33, 596 (1974).
5. G.B.Hagemann, R.Broda, B.Herskind, M.Ishihara, H.Ryde. *Proc. Intern. Conf. on Reactions between Complex Nuclei*, v. 1, p. 110 (1974), Nashville (USA).
6. R.M.Diamond, F.S.Stephens, W.H.Kelly, D.Ward. *Phys.Rev.Lett.*, 22, 546 (1969).
7. J.O.Newton, F.S.Stephens, W.H.Kelly, R.M.Diamond. *Nucl. Phys.*, A210, 19 (1973).
8. D.Ward, H.R.Andrews, J.S.Geiger, R.L.Graham, J.F.Sharpes-Schafer. *Phys.Rev.Lett.*, 30, 493 (1973).
9. D.Ward. *Proceedings of the International Conference on Reactions between Complex Nuclei*, vol. 2, p. 414 (1974), Nashville (USA).
10. J.R.Grover, J.Gilat. *Phys.Rev.*, 157, 802, 814 (1967).
11. F.S.Stephens. *Proc.Int. Conf. on Properties of Nuclear States*, Montreal University Press (1969), p. 127.
12. D.Ward, F.S.Stephens, J.O.Newton. *Phys.Rev.Lett.*, 19, 1247 (1967).
13. J.O.Newton, F.S.Stephens, R.M.Diamond, W.H.Kelly, D.Ward. *Nucl. Phys.*, A141, 631 (1970).
14. A.M.Zebelman, L.Kowalski, J.Miller et al. *Phys.Rev.*, C10, 200 (1974).

15. J.Wilczynski. *Nucl.Phys.*, A216, 386 (1973).
16. S.Cohen, F.Plazil, W.J.Swiatecki. *Ann. of Phys.*, 82, 557 (1974).
17. J.C.Lisle, F.Kearns, G.P.Dracoulis et al. *Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, Munich*, v. 1, p. 187 (1973).
18. H.R.Andrews, D.Ward, R.L.Graham and J.S.Geiger. *Nucl.Phys.*, A219, 141 (1974).
19. W.Dehnhardt, S.J.Mills, M.Müller-Veggian et al. *Nucl.Phys.*, A225, 1 (1974).
20. Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, В.Г.Субботин. *ОИЯИ, P7-8033, Дубна, 1974.*
21. В.Bochev, S.A.Karamian, T.Kutsarova, E.Nadjakov, Ts.Venkova, R.Kalpakchieva. *Physica Scripta*, 6, 243 (1973).
22. Б.Бочев, Л.Александров, Т.Куцарова. *ОИЯИ, P5-8321, Дубна, 1974.*

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 марта 1975 года.