

С 343

T-19

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА  
И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. М. В. ЛОМОНОСОВА

---

Научно-исследовательский институт ядерной физики

*На правах рукописи*

Н. И. ТАРАНТИН

Реакции испарения нейтронов и деления  
при взаимодействии многозарядных  
ионов с тяжелыми ядрами

Автореферат диссертации,  
представленной на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель —  
член-корр. АН СССР Г. Н. ФЛЕРОВ

Москва — 1960

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА  
И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. М. В. ЛОМОНОСОВА

Научно-исследовательский институт ядерной физики

*На правах рукописи*

Н. И. ТАРАНТИН

С343  
Т-19

326  
0

Реакции испарения нейтронов и деления  
при взаимодействии многозарядных  
ионов с тяжелыми ядрами

Автореферат диссертации,  
представленной на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель —  
член-корр. АН СССР Г. Н. ФЛЕРОВ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Москва — 1960

В настоящее время наиболее перспективным методом синтеза новых трансурановых элементов являются реакции облучения тяжелых ядер многозарядными ионами — ионами углерода, азота, кислорода. Можно напомнить, например, что синтез 102 элемента осуществлялся именно таким методом: в опытах Флерова и других [1, 2] производилось облучение  $\text{Pu}^{241}$  ионами  $\text{O}^{16}$ , в экспериментах группы Гиорсо и Сиборга [3] облучался  $\text{Sm}^{246}$  ионами  $\text{C}^{12}$ . Отсюда вполне понятен интерес к изучению реакций под действием многозарядных ионов.

Однако изучение таких реакций интересно не только для проведения экспериментов по синтезу новых ядер. Интерес к изучению ядерных превращений под действием многозарядных ионов определяется еще и тем, что в этом случае можно получать ядра с большими энергиями возбуждения и значительными моментами количества движения. В частности, при облучении тяжелых ядер ионами C, N и O с энергией 6,5 мэв на один нуклон образуются ядра с энергией возбуждения  $E^*$  до 55 мэв и моментом количества движения  $h_j = 45 h$ . Следует отметить, что получение ядер в подобных состояниях в реакциях под действием энергичных легких частиц (n, p, d и ионов  $\text{He}^4$ ) оказывается менее вероятным из-за процесса каскадного выбивания нуклонов, уносящих заметную долю энергии возбуждения и момента количества движения, вносимых в ядро бомбардирующей частицей.

В настоящей работе были предприняты исследования некоторых ядерных реакций, имеющих место при облучении тяжелых ядер многозарядными ионами. Изучались главным образом реакции испускания нейтронов. Основными вопросами, на которые должны были дать ответ эти исследования, были вопросы: как протекают реакции испускания нейтронов; как изменяются сечения этих реакций по мере увеличения Z и изменения A синтезируемого ядра, какие особенности могут

вызывать большая энергия возбуждения и большой момент количества движения, характерные для реакций под действием тяжелых частиц.

Нами определялись сечения реакций испускания 4-х, 5-ти и 6-ти нейтронов в зависимости от энергии бомбардирующих частиц. Полученные результаты были проанализированы с точки зрения оценки участия двух процессов: процесса испарения нейтронов и деления — в разрядке возбужденного составного ядра. Исходя из экспериментальных данных, находилось для различных ядер отношение вероятностей этих двух конкурирующих процессов, которое является одним из основных факторов, определяющих сечение реакций испарения нейтронов.

Для качественной проверки полученных результатов были использованы данные по делению тяжелых ядер многозарядными частицами. С этой целью были исследованы распределения осколков деления по массам. Известно, что вид спектра масс осколков зависит от энергии возбуждения делящегося ядра. В процессе последовательного испускания нейтронов из составного ядра энергия возбуждения ядер снижается. Поэтому распределение осколков деления по массам будет различным в зависимости от того, на каком этапе процесса испускания нейтронов происходит деление ядра, а это, в свою очередь, определяется соотношением между  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для различных ядер. В работе были исследованы распределения осколков деления по массам, образующихся при облучении  $Au^{197}$  и  $U^{238}$  ионами  $N^{14}$ . В первом случае, по существу, изучалось деление сравнительно устойчивых ядер Rn ( $Au+N \rightarrow Rn$ ), тогда как во втором — деление крайне нестабильных ядер Es ( $U+N \rightarrow Es$ ).

Следует отметить, что изучение спектра масс осколков деления Rn и Es представляет и самостоятельный интерес.

#### Реакции испарения нейтронов при взаимодействии многозарядных ионов с тяжелыми ядрами

Методика изучения реакций испарения нейтронов состояла в следующем. Производилось облучение тонких мишеней  $Th^{232}$ ,  $U^{235}$ ,  $U^{238}$  и  $Pu^{241}$  потоком моноэнергетических ионов  $+4C^{12}$ ,  $+4C^{13}$  и  $+5O^{16}$ , ускоренных на 150-сантиметровом циклотроне АН СССР. При этом использовалось два варианта облучения. В первом варианте частицы бомбардировали мишень, состоящую из тонкой основы и слоя облучаемого вещества, со стороны подложки. В этом случае продукты реакций, образующиеся с достаточно большим импульсом, выбивались из тонкого слоя вещества и попадали на сборник. Во втором варианте бомбардирующие ионы направлялись непосредственно на

облучаемое вещество, так что продукты реакций задерживались в самом веществе и в подложке мишени.

После облучения мишень или сборник с продуктами реакции подвергались химической обработке, назначение которой было выделить продукты исследуемых ядерных реакций. Химическая процедура включала в себя операции растворения, осаждения и хроматографического анализа.

Дальнейшая идентификация продуктов реакций по массовому числу производилась на основании измерений периода полураспада и энергии испускаемых  $\alpha$ -частиц. Для измерения энергии  $\alpha$ -частиц использовалась ионизационная камера с сферическим электродом. Импульсы с ионизационной камеры после усиления подавались на 50-ти канальный амплитудный анализатор.

По интенсивности счета  $\alpha$ -частиц оценивалось сечение соответствующей реакции. Доля ядер, выбиваемых из мишени, необходимая для расчета сечения в случае первого варианта облучения, определялась на основании результатов специальных экспериментов, в которых изучались пробеги продуктов различных ядерных реакций.

При различной энергии бомбардирующих частиц были изменены сечения для следующих реакций:

1.  $Th^{232}(C^{12}, 4n)Cm^{240}$ .
2.  $Th^{232}(C^{13}, 5n)Cm^{240}$ .
3.  $U^{238}(C^{12}, 4n)Cf^{246}$ .
4.  $U^{238}(C^{12}, 5n)Cf^{245}$ .
5.  $U^{238}(C^{13}, 5n)Cf^{246}$ .
6.  $U^{238}(C^{13}, 6n)Cf^{245}$ .
7.  $U^{235}(C^{13}, 4n)Cf^{244}$ .
8.  $Th^{232}(O^{16}, 4n)Cf^{244}$ .
9.  $Pu^{241}(C^{13}, 4n)Fm^{250}$ .
10.  $U^{238}(O^{16}, 4n)Fm^{250}$ .
11.  $U^{238}(O^{16}, \alpha 4n)Cf^{246}$ .

Вид функций возбуждения реакций испускания 4-х, 5-ти и 6-ти нейтронов показывает, что эти реакции обусловлены механизмом испарения. Сечения растут по мере возрастания энергии над порогом реакций, достигают максимума и затем достаточно быстро падают. Полуширина кривых составляет 8—11 Мэв, что согласуется с величиной, ожидаемой из модели испарения.

Наиболее вероятным механизмом реакции ( $O^{16}, \alpha 4n$ ) является развал бомбардирующей частицы  $O^{16} \rightarrow C^{12} + He^4$  с по-

следующим захватом более тяжелого остатка  $C^{12}$  и испарением из образовавшегося таким образом ядра 4-х нейтронов. В пользу такого заключения говорит, например, ход функции возбуждения реакции при больших энергиях бомбардирующих частиц (нет спада с ростом энергии).

В таблице 1 представлены основные результаты, полученные при изучении реакций испарения нейтронов. В таблице приводятся максимальные значения сечений реакций испарения 4-х, 5-ти и 6-ти нейтронов ( $\sigma_{max}$ ), выраженные в  $см^2$ , и энергия бомбардирующих частиц в Мэв, отвечающая максимуму сечения реакции ( $E_{max}$ ).

В случае тяжелых ядер сечения реакций испарения нейтронов зависит главным образом от отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , где  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_f$  — парциальные ширины уровня возбужденного ядра по отношению к испусканию нейтрона и делению. Из сопоставления полученных сечений с сечениями деления тяжелых ядер под действием многозарядных частиц [4] видно, что для ядер Sm, Cf и Fm вероятность не подвергнуться делению в процессе последовательного испарения нейтронов из составного ядра в  $10^3$ — $10^5$  раз меньше вероятности испытать деление. Эта вероятность уменьшается по мере увеличения  $Z$  составного ядра.

Как видно из таблицы 1, сечение, например, реакции испарения 4-х нейтронов при облучении различных ядер ионами углерода падает более чем в 10 раз при переходе от  $Sm^{244}(Th^{232} + C^{12})$  к  $Fm^{254}(Pu^{241} + C^{13})$ . Аналогичная закономерность наблюдается и для реакций испарения 5-ти нейтронов.

Однако сечение реакций испарения нейтронов зависит не только от  $Z$  составного ядра. Влияние массового числа  $A$  ядра при фиксированном  $Z$  можно видеть на примере реакций испарения 5-ти нейтронов при облучении  $U^{238}$  ионами различных изотопов углерода:  $C^{12}$  и  $C^{13}$ . В этом случае большее сечение наблюдается для более тяжелого составного ядра  $Cf^{251}(U^{238} + C^{13})$ , более устойчивого по отношению к делению.

Здесь мы не останавливаемся на влиянии других факторов, таких как, например, величина кулоновского барьера, учет которых при оценке сечения реакций поддается численному расчету.

Приведенные выше примеры иллюстрируют лишь качественно закономерности изменения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  в зависимости от  $Z$  и  $A$  составного или синтезируемого ядра. Нами было предпринято и более детальное выявление этих закономерностей. Для этого экспериментальные кривые функций возбуждения реакций испарения нейтронов аппроксимировались формулой:

$$\sigma_{xn}(E) = \sigma_c(E) \bar{G}_n^x P(E, x)$$

Мишень	Бомбардирующая частица	Реакция испарения			
		$4n$	$5n$	$6n$	
$Th^{232}$	$C^{12}$	$\sigma_{max}$	$8 \pm 0,8 \cdot 10^{-29}$		
		$E_{max}$	67		
$Th^{232}$	$C^{13}$	$\sigma_{max}$		$1,8 \pm 0,18 \cdot 10^{-29}$	
		$E_{max}$		74	
$U^{238}$	$C^{12}$	$\sigma_{max}$	$6 \pm 0,6 \cdot 10^{-29}$	$9 \pm 0,9 \cdot 10^{-29}$	
		$E_{max}$	67	76	
$U^{238}$	$C^{13}$	$\sigma_{max}$		$1,25 \pm 0,1 \cdot 10^{-29}$	$\geq 6 \cdot 10^{-29}$
		$E_{max}$		76	$\sim 82$
$U^{235}$	$C^{13}$	$\sigma_{max}$	$4 \pm 1,0 \cdot 10^{-29}$		
		$E_{max}$	67		
$Th^{232}$	$O^{16}$	$\sigma_{max}$	$\sim 1 \cdot 10^{-29}$		
		$E_{max}$	$\sim 90$		
$Pu^{241}$	$C^{13}$	$\sigma_{max}$	$6 \pm 1,0 \cdot 10^{-30}$		
		$E_{max}$	67		
$U^{238}$	$O^{16}$	$\sigma_{max}$	$1 \pm 0,15 \cdot 10^{-30}$		
		$E_{max}$	88		



В этой формуле сечение образования составного ядра  $\sigma_c$  рассчитывалось по формуле Максимова [5] на основании известных экспериментальных данных [4]. Функция  $P(E, x)$  — вероятность испарения ровно  $x$  нейтронов из возбужденного составного ядра, вычислялась на основе модели Джексона [6, 7]. Параметр  $\bar{G}_n$ , равный отношению  $G_n/G_n + G_f$ , усредненному для составного и промежуточных ядер, а также входящая в выражение  $P(E, x)$  ядерная температура  $T$  подбирались путем сопоставления экспериментальных и расчетных данных. Результаты аппроксимации приведены в таблице 2. Полученные при аппроксимации значения  $T$ , которые в данном случае характеризуют энергию возбуждения составного ядра, приходящуюся сверх энергии связи на каждый испущенный нейтрон, оказались несколько выше, чем в случае реакций под действием легких частиц — ионов  $He^4$ . Это может быть связано, с одной стороны, с более высокими возбуждениями составного ядра в случае реакций под действием тяжелых ионов ( $E^* \sim 55-60$  Мэв,  $T \sim \sqrt{E^*}$ ); с другой, — с проявлением [8] большого момента количества движения ( $h j_{max} \sim 45 h$ ).

Согласно [9], ожидалось, что повышенное значение момента количества движения, характерное для ядер, образующихся под действием тяжелых ионов, должно приводить к снижению барьера деления и, следовательно, к уменьшению  $G_n/G_f$ . Однако сопоставление найденных величин с значениями  $G_n/G_f$  для тех же ядер, но полученных с помощью 40-Мэв ионов  $He^4$ , где  $h j_{max} \sim 20 h$ , показало, что в пределах ошибок определения  $G_n/G_f$  ( $\sim 20\%$ ) такого снижения не наблюдается. Это обстоятельство является важным для решения задачи получения новых трансурановых элементов.

Было также установлено, что зависимость  $G_n/G_f$  от порядкового номера и массового числа образующихся ядер, энергии связи нейтронов и барьера деления хорошо согласуется с общепринятыми представлениями. Значения  $\ln G_n/G_f$  для ядер с одним и тем же  $Z$ , отложенные в зависимости от массового числа  $A$  рассматриваемого ядра, хорошо ложатся на прямую (получено 3 прямых отдельно для изотопов Cm, Cf и Fm). Зависимость  $G_n/G_f$  от эффективных значений [10] энергии связи нейтрона ( $B_n'$ ) и барьера деления ( $E_a'$ ) достаточно удовлетворительно описывается формулой, предложенной в работе [11]:

$$G_n/G_f \sim \exp \frac{E_a' - B_n'}{T}$$

Таблица 2

№	Реакция	„Среднее“ промежу- точное ядро	$(G_n/G_f)$	T (мэв)
1	$Th^{232}(C^{12}, 4n) Cm^{240}$	Cm <sup>242,5</sup>	0,22	1,3
2	$Th^{232}(C^{13}, 5n) Cm^{240}$	Cm <sup>243</sup>	0,27	1,5
3	$U^{238}(C^{12}, 4n) Cf^{246}$	Cf <sup>248,5</sup>	0,21	1,3
4	$U^{238}(C^{12}, 5n) Cf^{245}$	Cf <sup>248</sup>	0,24	1,3
5	$U^{238}(C^{13}, 5n) Cf^{246}$	Cf <sup>249</sup>	0,29	1,5
6	$U^{238}(C^{13}, 6n) Cf^{245}$	Cf <sup>248,5</sup>	0,29	1,6
7	$U^{235}(C^{13}, 4n) Cf^{244}$	Cf <sup>246,5</sup>	0,19	1,3
8	$Pu^{241}(C^{13}, 4n) Fm^{250}$	Fm <sup>252,5</sup>	0,12	1,3
9	$U^{238}(O^{16}, 4n) Fm^{250}$	Fm <sup>252,5</sup>	0,09	1,4
		Из сопоставления реакций:		
10	1 и 2	Cm <sup>245</sup>	0,81	
11	3 и 5	<del>Cf<sup>248</sup></del> Cf <sup>251</sup>	0,89	
12	4 и 6	Cf <sup>251</sup>	1,00	

#### Распределение осколков по массам при делении ядер многозарядными ионами

Исследовалось распределение по массам осколков деления ядер Rn и Es, образующихся при облучении  $Au^{197}$  и  $U^{238}$  ионами  $N^{14}$ . В качестве мишеней использовались металлические фольги толщиной 15—30 микрон. Энергия ионов  $N^{14}$  равнялась  $\sim 90$  мэв. После облучения из мишени химически выделялись 14 различных элементов. Идентификация выделенных продуктов деления по массовому числу производилась по периоду полураспада, энергии и знаку заряда  $\beta$ -частиц.

Относительные выходы идентифицированных в опытах ядер представлены в таблицах 3 [ $Au^{197}(N^{14}, f)$ ] и 4 [ $U^{238}(N^{14}, f)$ ]. Как видно из таблицы 3, основной выход продуктов деления, образующихся при облучении  $Au^{197}$  ионами  $N^{14}$ , сосредоточен в сравнительно узком интервале массовых чисел. Выход осколков деления довольно резко возрастает при изменении массового числа от 70 до 100, а затем для больших значений масс также резко падает. В этом случае спектр масс осколков деления описывается кривой с одним узким максимумом (полуширина пика составляет около 20 массовых единиц).

В случае деления  $U^{238}$  ионами  $N^{14}$  полученные значения выходов различных ядер (таблица 4) достаточно однозначно определяют кривую с одним широким максимумом. Выходы осколков деления в пределах изменения массового числа от 90 до 145 остаются почти постоянными. Полуширина распределения составляет не менее 50 массовых единиц.

Таким образом в первом случае преобладает симметричное деление, т. е. деление на осколке приблизительно равной массы, тогда как во втором — имеет место суперпозиция симметричного и асимметричного способов деления, представленная одним широким распределением.

Таблица 3

Ядро	Относительный выход	Ядро	Относительный выход
Ga <sup>72</sup>	0,022 ± 0,005	Nb <sup>97</sup>	0,29 ± 0,04
Ga <sup>73</sup>	0,024 ± 0,005	Mo <sup>99</sup>	1,00 ± 0,25
Rb <sup>96</sup>	0,060 ± 0,015	Ru <sup>103</sup>	1,05 ± 0,35
Sr <sup>89</sup>	0,26 ± 0,06	Ru <sup>105</sup>	0,62 ± 0,12
Sr <sup>91</sup>	0,16 ± 0,02	Ag <sup>111</sup>	0,120 ± 0,025
Sr <sup>92</sup>	0,12 ± 0,02	Ag <sup>112</sup>	0,062 ± 0,012
Y <sup>90</sup>	0,19 ± 0,04	Ag <sup>113</sup>	0,125 ± 0,025
Y <sup>91</sup>	0,31 ± 0,09	Cd <sup>115</sup>	0,045 ± 0,09
Y <sup>92</sup>	0,26 ± 0,05	Cd <sup>115M</sup>	0,085 ± 0,025
Y <sup>93</sup>	0,35 ± 0,05	Sn <sup>121</sup>	0,020 ± 0,006
Zr <sup>97</sup>	0,16 ± 0,02	Sn <sup>123</sup>	0,085 ± 0,025
Nb <sup>95</sup>	0,37 ± 0,11	T=40 мин.	
Nb <sup>96</sup>	0,37 ± 0,08	Sb <sup>122</sup>	0,130 ± 0,025
		Ba <sup>39</sup>	< 0,001

Характер распределения осколков деления по массам показывает, что деление ядер Es, образующихся в случае  $U^{238} + N^{14}$ , происходит при больших энергиях возбуждения, т. е. в самом начале процесса испускания нейтронов. В отличие от этого, вид спектра масс осколков деления Rn ( $Au^{197} + N^{14}$ ) говорит о том, что в этом случае деление происходит при небольших энергиях возбуждения. Это различие обусловлено тем, что  $\Gamma_f/\Gamma_n$  для ядер эйнштейния велико ( $\sim 3$ ), тогда как для тяжелых изотопов радона ( $Rn^{211}$ )  $\Gamma_f/\Gamma_n < 1$  и лишь по мере испускания нейтронов оно становится  $\sim 1$  (для  $Rn^{206}$ ).

Более детальная интерпретация полученных результатов была проделана на основе результатов работы Гейликмана [12]. Согласно работе [12] узкий центральный пик в спектре масс осколков деления, образующихся при облучении  $Au^{197}$  ионами  $N^{14}$ , может быть объяснен делением ядер  $Rn^{208}$ ,  $Rn^{207}$  и  $Rn^{206}$  при энергиях возбуждения  $\geq 10-15$  мэв. Небольшие выступы на краях центрального пика, которые могут рассматриваться как наложение двух горбов кривой асимметричного распределения, связаны, по-видимому, с асимметричным делением ядер  $Rn^{205}$  и  $Rn^{206}$  при малых энергиях возбуждения ( $E^* < 10$  мэв). За асимметрию деления здесь, вероятно, «ответственны» ядерные оболочки  $N=50$  в группе легких осколков деления и  $Z=50$  в группе тяжелых.

Ядро	Относительный выход	Ядро	Относительный выход
Ga <sup>73</sup>	0,03 ± 0,015	Cd <sup>115</sup>	0,80 ± 0,15
Sr <sup>89</sup>	0,65 ± 0,15	Cd <sup>115M</sup>	0,70 ± 0,25
Sr <sup>91</sup>	0,40 ± 0,05	Sn <sup>121</sup>	1,10 ± 0,30
Sr <sup>92</sup>	0,30 ± 0,05	Ba <sup>139</sup>	0,65 ± 0,15
Zr <sup>97</sup>	0,55 ± 0,10	Ba <sup>149</sup>	0,25 ± 0,06
Mo <sup>99</sup>	0,80 ± 0,20	Ce <sup>141</sup>	0,90 ± 0,25
Ag <sup>111</sup>	0,80 ± 0,15	Ce <sup>143</sup>	0,70 ± 0,15
Ag <sup>113</sup>	1,00 ± 0,15		

Такая интерпретация полученных результатов согласуется также и с данными других работ, в которых исследовался спектр масс осколков деления близких к радону ядер (Po, Ra, Ac).

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР Г. Н. Флерову за руководство и научным сотрудникам Л. И. Гусевой, К. В. Филипповой, В. В. Волкову, Ю. Б. Герли-ту и Б. Ф. Мясоедову за большую помощь в проведении экспериментов.

### Публикация

Результаты настоящей работы опубликованы в журналах «Атомная энергия» [13] и ЖЭТФ [14—19], в трудах Гатлинбургской конференции по ядерным реакциям с тяжелыми ионами (США) [20], доложены на Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях [21], на конференции по ядерным реакциям с многозарядными ионами в г. Дубне [21], вошли в доклад Г. Н. Флерова на Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии [23].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Флеров, С. М. Поликанов, А. С. Карамян, А. С. Пасюк, Д. М. Парфанович, Н. И. Тарантин, В. А. Карнауков, В. А. Друин, В. В. Волков, А. М. Семчинова, Ю. Ц. Оганесян, В. И. Хализов, Т. И. Хлебников. ДАН, 120, 73 (1958).
2. Г. Н. Флеров, С. М. Поликанов, А. С. Карамян, А. С. Пасюк, Д. М. Парфанович, Н. И. Тарантин, В. А. Карнауков, В. А. Друин, В. В. Волков, А. М. Семчинова, Ю. Ц. Оганесян, В. И. Хализов, Т. И. Хлебников, Б. Ф. Мясоедов, К. А. Гаврилов. ЖЭТФ, 38, 82 (1960).
3. A. Ghiorso, T. Sikkeland, J. Walton, G. T. Seaborg. Phys. Rev. Letters, 1, 18 (1958).
4. М. Э. Максимов. ЖЭТФ, 33, 1411 (1957).
5. В. А. Друин, С. М. Поликанов. Сборник «Ядерные реакции при малых и средних энергиях». М. 1958 г., стр. 507.
6. J. D. Jackson. Can. Journ. Phys., 34, 767 (1956).
7. R. Vandenbosch, T. D. Thomas, S. E. Vandenbosch, R. A. Glass, G. T. Seaborg. Phys. Rev. 111, 1358 (1958).
8. В. М. Струтинский. Сборник «Ядерные реакции при малых и средних энергиях». М. 1958 г., стр. 523.
9. Г. А. Пик-Пичак. Сборник «Ядерные реакции при малых и средних энергиях». М. 1958 г., стр. 525.
10. H. Hurwitz, Jr., H. A. Bethe. Phys. Rev. 81, 898 (1951).
11. Y. Fujimoto, Y. Yamaguchi. Progr. Theoret. Phys. Japan. 5, 76 (1950).
12. Б. Т. Гейликман. АЭ, 6, 290 (1959).
13. Л. И. Гусева, К. В. Филиппова, Ю. Б. Герлит, В. А. Друин, Б. Ф. Мясоедов, Н. И. Тарантин. АЭ, 2, 50 (1956).
14. Ю. Б. Герлит, Л. И. Гусева, Б. Ф. Мясоедов, Н. И. Тарантин, К. В. Филиппова, Г. Н. Флеров. ЖЭТФ, 33, 339 (1957).
15. Н. И. Тарантин, Ю. Б. Герлит, Л. И. Гусева, Б. Ф. Мясоедов, К. В. Филиппова, Г. Н. Флеров. ЖЭТФ, 34, 316 (1958).
16. В. В. Волков, Л. И. Гусева, А. С. Пасюк, Н. И. Тарантин, К. В. Филиппова. ЖЭТФ, 36, 762 (1959).
17. Л. И. Гусева, Б. Ф. Мясоедов, Н. И. Тарантин, К. В. Филиппова. ЖЭТФ, 37, 973 (1959).
18. В. В. Волков, Л. И. Гусева, Б. Ф. Мясоедов, Н. И. Тарантин, К. В. Филиппова. ЖЭТФ, 37, 1207 (1959).
19. Н. И. Тарантин. ЖЭТФ, 38, 250 (1960).
20. G. N. Flerov. Proceed. Conf. Reactions between Complex Nuclei. Gattlinburg, 1958.
21. Ю. Б. Герлит, Л. И. Гусева, Б. Ф. Мясоедов, Н. И. Тарантин, К. В. Филиппова, Г. Н. Флеров. Сборник «Ядерные реакции при малых и средних энергиях». М. 1958, стр. 511.
22. Н. И. Тарантин. Материалы конференции по ядерным реакциям с многозарядными ионами (март, 1958). г. Дубна. 1959 г., стр. 107.
23. Г. Н. Флеров. Вторая международная конференция по мирному использованию атомной энергии. Доклады советских ученых. Ядерная физика. М. 1959 г., стр. 272.