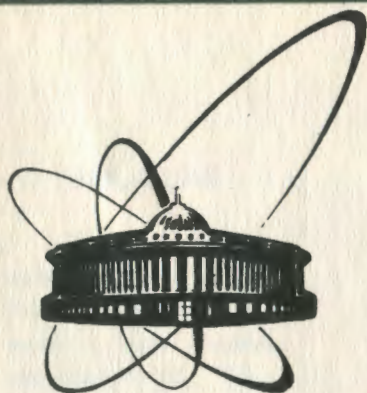


90-138



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

З-177

P6-90-138

Н.Г.Зайцева, Ч.Дептула, О.Кнотек, Ким Сен Хан,  
С.Миколаевский, П.Микец, Э.Рураж, В.А.Халкин,  
В.А.Конов\*, Л.М.Попиненкова\*

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ И ВЫХОДЫ  
РАДИОНУКЛИДОВ ДЛЯ ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЫ,  
ПОЛУЧАЕМЫХ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ  
С ЭНЕРГИЕЙ  $\leq 100$  МэВ

Направлено в журнал "Radiochimica Acta"

\* Институт физики высоких энергий, Серпухов

1990

## ВВЕДЕНИЕ

При производстве больших количеств циклотронных радионуклидов на практике наиболее широко используют ускорители протонов. Выходы нуклидов в ядерных реакциях под действием протонов оказываются, как правило, выше, чем в реакциях с другими заряженными частицами ( $d$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ )<sup>1, 2</sup>. Среди различных типов ускорителей линейный ускоритель протонов с энергией 100 МэВ может служить как эффективная установка для производства целого ряда радионуклидов для ядерной медицины. Энергетический интервал от 100 МэВ до полного поглощения энергии в этом случае охватывает область, в которой среди реакций типа  $(p, xY)$ , где  $Y = n, p, d, \alpha$ , с наибольшей вероятностью протекают реакции  $(p, xn)$ . Выбор соответствующих ядер-мишеней и энергетического интервала позволяет обеспечить оптимальные условия для получения тех или иных нуклидов как с точки зрения выхода, так и радионуклидной чистоты. Следует также отметить, что на линейном ускорителе проще, чем на циклотронах, решаются проблемы вывода пучка ускоренных ионов и, следовательно, вопросы организации облучений и конструкций мишеней.

В большинстве работ, посвященных исследованию условий получения радионуклидов, основное внимание уделяется определению сечений реакций их образования. При этом детально измеряются функции возбуждения реакций как для исследуемого нуклида, так и для побочных продуктов с тем, чтобы определить условия, обеспечивающие максимальный выход и чистоту радионуклидов.

Анализ литературных данных показывает, что в области энергий протонов от 40 до 100 МэВ, и особенно в интервале от 70 до 100 МэВ, существует определенный пробел в такой информации<sup>1, 2</sup>. Важность постоянного пополнения сведений об экспериментальных и расчетных величинах сечений образования и выходов продуктов ядерных реакций и их сравнения, в частности, для наиболее применяемых в ядерной медицине радионуклидов, неоднократно отмечалась за последние годы в публикациях, посвященных этим вопросам<sup>1, 2</sup>.

При выборе радионуклидов для решения прикладных задач, в частности для ядерной медицины, как правило, руководствуются критериями, обеспечивающими такие требования, как:

- действительный спрос или заметный потенциальный интерес;
- достаточно высокий выход и возможность наработки больших количеств при относительно низкой стоимости;
- знание функций возбуждения ядерных реакций и на основании этого выбор материала мишени (преимущественное использование дешевых материалов);
- относительно простое радиохимическое отделение от материала мишени и наличие достаточно многосторонней химии для приготовления радиофармацевтических препаратов (РФП).

Цель настоящей работы заключалась в определении сечений образования и выходов ряда важных в практике ядерной медицины радионуклидов  $^{52}\text{Fe}$ ,  $^{77}\text{Kr}$  ( $^{77}\text{Br}$ ),  $^{82}\text{Sr}$ ,  $^{123}\text{Xe}$  ( $^{123}\text{I}$ ),  $^{128}\text{Ba}$ ,  $^{201}\text{Tl}^{131}$  при облучении мишеней протонами с начальной энергией  $\leq 100$  МэВ для того, чтобы на основе полученных данных оценить перспективы получения радионуклидов на линейном ускорителе протонов ЛУ-100.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В табл. 1 приведены краткие сведения о ядерно-физических характеристиках радионуклидов<sup>14</sup> и в табл. 2 — ядерные реакции их получения и экспериментальные условия.

*Мишени.* Сечения реакций образования радионуклидов определяли методом "стопки фольг". В качестве материалов для мишеней использовали металлы или порошки солей квалификации "хч" или "оч". Из металлических фольг известной толщины (0,2 ÷ 0,5 мм) вырезали диски диаметром 10 или 15 мм, из порошков прессовали таблетки (0,4 ÷ ÷ 0,7 г/см<sup>2</sup>) диаметром 15 или 20 мм. Таблетки упаковывали в Al-фольгу (10 мкм) и, кроме того, таблетки KBr и NaI помещали в тонкую герметичную полиэтиленовую оболочку для исключения потерь радиоактивных криптона и ксенона в процессе облучения.

При облучении  $\text{Pb}_{\text{мет.}}$  обогащенного одним из изотопов  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$  или  $^{208}\text{Pb}$ , мишень представляла собой стопку фольг, состоящую из 60 дисков, чередующихся друг с другом триадами в порядке  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$  и т.д. (рис. 1). Такое устройство позволило проводить одновременные исследования для обогащенных мишеней свинца в широком интервале энергий протонов (48 ÷ 100 МэВ). В нескольких экспериментах аналогичное чередование образцов делалось в объединенной сборке  $\text{Mn}_{\text{мет.}}$  и  $\text{Co}_{\text{мет.}}$ . Сборку пронумерованных металлических дисков или таблеток помещали в тонкостенный цилиндрический контейнер из алюминия, в передней части которого (по направлению пучка протонов) перед образцами располагали Al-фольги ( $\sim 0,2$  г/см<sup>2</sup>), мониторирующие протонный ток.

Таблица 1. Ядерно-физические характеристики, использованные при определении сечений образования радионуклидов<sup>14</sup>

Нуклид	T <sub>1/2</sub>	Тип распада, %	E <sub>γ</sub> , кэВ	I <sub>γ</sub> , % на распад
<sup>52</sup> Fe	8,27 ч	β <sup>+</sup> (56), 33(44)	168,7	99,2
<sup>52m</sup> Mn	21,1 м	β <sup>+</sup> (98), 33(2)	1434,1	98,3
<sup>77</sup> Kr	1,2 ч	33(99,9), β <sup>+</sup> (1)	130 147	87,3 40,9
<sup>77</sup> Br	57 ч	33(99,3), β <sup>+</sup> (0,7)	239 521	23,8 21,4
<sup>82</sup> Sr	25,5 д	33(100)	-	
<sup>82</sup> Rb	1,27 м	β <sup>+</sup> (95), 33(5)	776,5	13,4
<sup>123</sup> Xe	2,08 ч	33(87), β <sup>+</sup> (13)	148,9	48,6
<sup>123</sup> I	13,2 ч	33(100)	159,0	83,3
<sup>128</sup> Ba	2,43 д	33(100)	273	14,5
<sup>128</sup> Cs	3,62 м	β <sup>+</sup> (51), 33(49)	443	35
<sup>204</sup> Pb	73,5 ч	33(100)	135,3 167,4	2,8 10,6

Облучение. Для облучения алюминиевый контейнер вставляли в коллиматор, диаметр которого был на 1-2 мм меньше диаметра образцов. Мишени облучали выведенным пучком протонов на линейном ускорителе ЛУ-100 в Институте физики высоких энергий (Протвино). Начальная энергия протонного ускорителя равна (100 ± 0,5) МэВ; максимальный ток 2,8 мкА. Поток протонов, проходящий через мишень, измеряли с помощью мониторинговой реакции <sup>27</sup>Al(p, 3pn)<sup>24</sup>Na<sup>15</sup>. Выбор интенсивности пучка протонов (от 30 до 100 нА) и времени облучения (от 0,5 до 8 час) зависел от материала мишени и периодов полураспада радионуклидов (табл. 2). Поглощение энергии протонов в сборке образцов рассчитывали по табличным данным<sup>16</sup>. Для соединений, отсутствующих в таблицах, расчеты проводили в соответствии с правилом аддитивности Брэгга.

Таблица 2. Условия облучения мишеней протонами с энергией  $\leq 100$  МэВ

Буквид	Реакция получения	Материал мишени	Изотопное содержание, %	Диаметр образца, см	Толщина вольфрамовой мишени, г/см <sup>2</sup>	$I_p$ , нА	Время облучения, ч
52Fb	$^{55}\text{Mn}(p,4n)$	Mnмет	$^{55}\text{Mn}(100)$	1,5	~II	50-70	3-8
	$^{59}\text{Co}(p,2p6n)$	Coмет, CoCl <sub>2</sub>	$^{59}\text{Co}(100)$	"	~6,5	"	"
77Kr	$^{88,81}\text{Br}(p,3n) + (p,5n)$	KBr	$^{80}\text{Br}(50,69)$ $^{81}\text{Br}(49,31)$	1,5	~II,5	30	0,5-0,75
82Sr	$^{85,87}\text{Rb}(p,4n) + (p,6n)$	RbCl	$^{85}\text{Rb}(72,17)$ $^{87}\text{Rb}(27,83)$	1,5	~I2	70-100	3-8
123Xe	$^{127}\text{I}(p,5n)$	NaI	$^{127}\text{I}(100)$	2,0	~I2	30-40	I
128Ba	$^{133}\text{Cs}(p,6n)$	CsCl	$^{133}\text{Cs}(100)$	2,0	~I4	30-100	3-4
204Pb	$^{206}\text{Pb}(p,6n)$	Pbмет	$^{206}\text{Pb}(94,0)\text{***}$	1,0	~II	30-50	3-5
	$^{207}\text{Pb}(p,7n)$		$^{207}\text{Pb}(89,0)\text{***}$				
	$^{208}\text{Pb}(p,8n)$		$^{208}\text{Pb}(97,5)\text{***}$				
	$^{204}\text{Bi} \rightarrow ^{204}\text{Pb} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$						

Примечание: содержание других изотопов Pb, %:

\*  $^{204}\text{Pb}(0,01)$ ;  $^{207}\text{Pb}(4,04)$ ;  $^{208}\text{Pb}(1,96)$ ;

\*\*  $^{204}\text{Pb}(0,01)$ ;  $^{206}\text{Pb}(2,66)$ ;  $^{208}\text{Pb}(8,24)$ ;

\*\*\*  $^{204}\text{Pb}(0,08)$ ;  $^{206}\text{Pb}(0,82)$ ;  $^{208}\text{Pb}(1,6)$ .

**Измерение активности.** Активность облученных образцов измеряли с помощью гамма-спектрометра, состоящего из Ge(Li)-детектора (40 см<sup>3</sup>) и 4096-канального амплитудного анализатора. Эффективность регистрации гамма-лучей детектором определяли с помощью набора стандартных источников. Каждый образец измеряли 3-6 раз через различные интервалы после конца облучения, определяемые периодами полураспада радионуклидов, которые идентифицировали по энергии известных гамма-линий. Обработку гамма-спектра проводили с помощью программы ЭТАП на ЭВМ ЕС1010 и СМ4<sup>17</sup>. Полученные значения

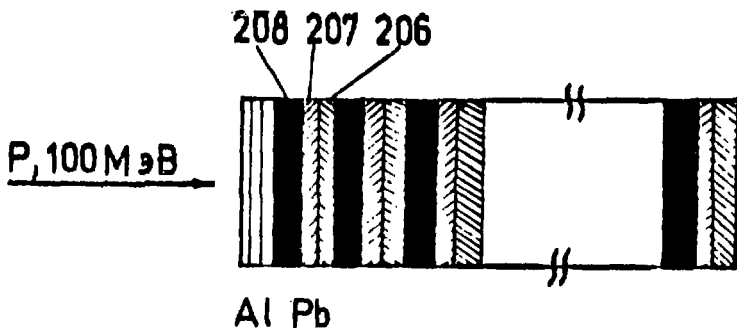


Рис. 1. Расположение образцов Al и Pb в мишени относительно направления пучка протонов.

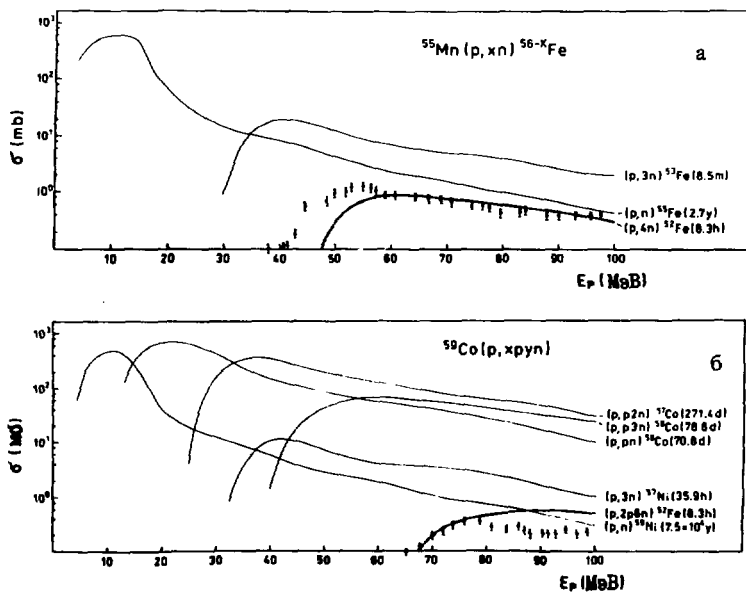


Рис. 2. Измеренные (точки) и рассчитанные (кривые) функции возбуждения реакций: а)  $^{55}\text{Mn}(p, xn)^{56-x}\text{Fe}$ ,  $x = 1, 3, 4$ ; б)  $^{59}\text{Co}(p, xn)^{60-x}\text{Ni}$ ,  $x = 1$  и  $3$ ;  $^{59}\text{Co}(p, pxn)^{59-x}\text{Co}$ ,  $x = 1 \div 3$  и  $^{59}\text{Co}(p, 2pn)^{52}\text{Fe}$ .

площадей под фотопиками гамма-линий использовали для расчета сечений образования и выходов радионуклидов по известным формулам<sup>18</sup>. Приведенные ниже величины представляют среднеарифметические значения нескольких измерений в нескольких независимых опытах. Стандартные отклонения от среднеарифметических величин колебались в пределах  $\pm 10\%$ ; систематическая ошибка оценивалась величиной  $\pm 20\%$ , и она определялась, в основном, ошибками измерений эффективности детектора, потока протонов, данными распада радионуклидов.

*Расчеты функций возбуждения по программе ALICE.* Функции возбуждения ядерных реакций, приводящих к образованию радионуклидов, были рассчитаны по известной программе ALICE, основанной на механизме равновесных и предравновесных ядерных реакций в соответствии с гибридной моделью<sup>19</sup>. Расчеты делали шагами 1 МэВ в интервале энергий от 5 до 10 МэВ, шагами 2,5 МэВ для области  $10 \div 20$  МэВ, шагами 5 МэВ для области  $50 \div 100$  МэВ. Расчеты проводили на ЭВМ CYBER в польском Институте ядерных исследований (Сверк).

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2-10 показаны функции возбуждения ядерных реакций ( $p, xn$ ) и, в ряде случаев, ( $p, pxn$ ) на ядрах  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{79+81}\text{Br}$ ,  $^{85+87}\text{Rb}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ . Точками обозначены определенные в эксперименте величины, кривыми — функции возбуждения, рассчитанные по программе ALICE. Как известно, функции возбуждения характеризуются такими параметрами, как максимальное значение сечения реакции, энергетическое положение максимума, его ширина на половине высоты. Следует отметить, что при рассмотрении результатов, описанных ниже, мы не ставили целью обсуждение механизма ядерных реакций, а проводили сравнение экспериментальных данных с расчетными с точки зрения использования последних для оценки оптимальных условий производства радионуклидов.

В табл. 3-7 приведены выходы радионуклидов для мишеней в зависимости от энергии протонов.

**Железо-52.** Среди различных ядерных реакций, приводящих к образованию  $^{52}\text{Fe}$  при взаимодействии заряженных частиц с ядрами мишеней и используемых на циклотронах<sup>10</sup>, реакция  $^{55}\text{Mn}(p, 4n)^{52}\text{Fe}$  протекает с наибольшим выходом (0,67 мКи/мкА·ч). Функция возбуждения этой реакции была измерена единственный раз в интервале энергий протонов  $73 \div 39$  МэВ<sup>11</sup>. Другая ядерная реакция из приведенного в

Таблица 3. Выход  $^{52}\text{Fe}$  при облучении Mn и Co протонами с энергией 100 МэВ (на конец облучения)

Mn			Co		
$E_p, \text{МэВ}$ (вход-выход)	Выход мкКи/мкА-ч		$E_p, \text{МэВ}$ (вход-выход)	Выход мкКи/мкА-ч	
	"тонкая" мишень	"толстая" мишень		"тонкая" мишень	"толстая" мишень
99,5—95,4	40	40	99,6—97,7	7,2	7,2
95,4—91,5	40	80	97,7—93,7	5,8	13,0
91,5—87,3	38	118	93,7—92,1	6,4	19,4
87,3—86,2	39	157	92,1—90,0	7,9	27,3
86,2—81,8	46	203	90,0—86,8	8,1	35,4
81,8—77,1	47	250	86,8—84,8	9,8	45,2
77,1—73,7	62	312	84,8—81,8	7,4	52,6
73,7—69,1	70	382	81,8—79,9	9,9	62,5
69,1—64,1	78	460	79,9—77,0	10,5	73,0
64,1—58,0	98	558	77,0—74,9	9,6	82,6
58,0—51,9	150	708	74,9—72,8	7,6	90,2
51,9—45,1	70	778	72,8—71,2	6,8	97,0
45,1—40,5	20	798	71,2—68,3	4,8	101,8
40,5—36,4	11	809	68,3—67,1	2,4	104,2
			67,1—63,7	1,7	105,9

работе<sup>[10]</sup> списка, а именно  $^{59}\text{Co}(p, 2p6n)^{52}\text{Fe}$ , была изучена много лет назад для энергий протонов  $98 + 59 \text{ МэВ}$ <sup>[12]</sup>. Следовательно, о сечениях указанных реакций имеются лишь отдельные сведения, поэтому проведение повторных и более полных исследований было весьма желательным.

Функции возбуждения реакций  $^{55}\text{Mn}(p, 4n)^{52}\text{Fe}$  и  $^{59}\text{Co}(p, 2p6n)^{52}\text{Fe}$ , изученные в настоящей работе, приведены на рис. 2а, б. Максимальные сечения образования  $^{52}\text{Fe}$  были равны 1,3 мб ( $E_p \sim 55 \text{ МэВ}$ ) на  $^{55}\text{Mn}$  и 0,36 мб ( $E_p \sim 77 \text{ МэВ}$ ) на  $^{59}\text{Co}$ . Они хорошо согласуются с известными данными<sup>[11,12]</sup>. Сравнение экспериментальных результатов с расчетными кривыми для реакции  $^{55}\text{Mn}(p, 4n)$  (рис. 2а) показывает, что положение максимума, полученное в нашем эксперименте и в работе<sup>[11]</sup>,



Таблица 4. Выходы  $^{76}, ^{77}, ^{79}\text{Kr}$  при облучении  $\text{K}^{79+81}\text{Br}$  протонами с энергией 100 МэВ (на конец облучения)

$E_p, \text{МэВ}$ (вход-выход)	Выход, мКи/мкА-ч					
	$^{76}\text{Kr}$		$^{77}\text{Kr}$		$^{79}\text{Kr}$	
	"тонкая" мишень	"толстая" мишень	"тонкая" мишень	"толстая" мишень	"тонкая" мишень	"толстая" мишень
99,5—96,7	0,13	0,13	3,3	3,3	0,21	0,21
96,7—93,8	0,18	0,31	4,5	7,8	0,25	0,46
93,8—90,8	0,26	0,57	5,1	12,9	0,25	0,71
90,8—87,3	0,22	0,79	7,8	20,7	0,24	0,95
87,3—85,2	0,27	1,06	5,1	25,8	0,35	1,30
85,2—82,2	0,26	1,32	10,1	35,9	0,34	1,64
82,2—78,6	0,21	1,53	8,7	44,6	0,39	2,03
78,6—74,3	0,24	1,77	11,7	56,3	0,53	2,56
74,3—69,7	0,39	2,16	15,9	72,2	0,72	3,28
69,7—64,2	0,62	2,78	12,7	84,9	0,70	3,98
64,2—57,6	0,57	3,35	14,7	99,6	0,85	4,83
57,6—54,5	0,60	3,95	14,9	114,5	0,90	5,73
54,5—50,4	0,67	4,62	13,0	127,5	1,32	7,05
50,4—45,3	0,73	5,35	15,6	143,1	1,92	8,98
45,3—42,6	0,28	5,63	15,7	158,8	1,37	10,35
42,6—39,5	0,18	5,81	22,1	180,9	1,94	12,29
39,5—37,3	0,12	5,93	23,9	204,8	2,06	14,34
37,3—35,1	0,07	6,00	29,4	234,2	3,10	17,45
35,1—33,0	-	-	28,6	262,5	2,11	19,56
33,0—30,0	-	-	25,8	288,6	2,15	21,71
30,0—27,5	-	-	18,5	307,1	2,03	23,74
27,5—22,0	#	-	6,2	313,3	0,77	24,51

смещено на  $5 \div 7$  МэВ в сторону меньшей энергии. В высокоэнергетической области данные хорошо совпадают. Для реакции  $^{59}\text{Co}(p, 2p6n)$  наблюдается обратная картина — хорошее согласие данных в области до  $\sim 78$  МэВ, а затем вплоть до энергии 100 МэВ расчетная кривая проходит существенно выше экспериментальных точек (рис. 26).

На рис. 2а, б также показаны рассчитанные функции возбуждения для некоторых других ядерных реакций, сечения которых в эксперименте не измерялись. Нам представлялось полезным сделать приблизи-

тельную оценку сечений образования таких нуклидов, как  $^{55}\text{Fe}$  (рис.2а),  $^{57}\text{Co}$  и  $^{57}\text{Ni}$  (рис. 2б).

Выход  $^{52}\text{Fe}$  приведен в табл. 3. Он равен 0,8 мКи/мкА-ч из  $^{55}\text{Mn}$  и 0,1 мКи/мкА-ч из  $^{59}\text{Co}$  в интервалах энергии протонов 100 + 35 МэВ и 100 + 65 МэВ соответственно. Исходя из этих данных, для получения  $^{52}\text{Fe}$  на протонном пучке с  $E_p \leq 100$  МэВ разумно использовать реакцию  $^{55}\text{Mn}(p, 4n)^{52}\text{Fe}$ , и на ускорителе ЛУ-100 при среднем токе протонов 2 мкА за 15 часов облучения (это время можно считать оптимальным для накопления  $^{52}\text{Fe}$  в мишени) можно будет получить ~24 мКи  $^{52}\text{Fe}$ . Такое количество достаточно для приготовления генератора  $^{52}\text{Fe}/^{52\text{m}}\text{Mn}^{131}$ . При этом примесь  $^{55}\text{Fe}$  ( $T_{1/2} = 2,7$  л), составляющей по оценкам работ<sup>111, 141</sup> 0,45 ÷ 0,7% от активности  $^{52}\text{Fe}$ , можно пренебречь в том случае, когда  $^{52}\text{Fe}$  используется как генератор для  $^{52\text{m}}\text{Mn}$ .

*Криптон-77/бром-77.* Косвенный (генераторный) метод получения  $^{77}\text{Br}$  из  $^{77}\text{Kr}$  в реакциях  $^{79, 81}\text{Br}(p, xn)^{77}\text{Kr}$  описан в целом ряде работ<sup>115-201</sup>. Однако определенные разными авторами сечения реакций существенно различались по величине: от ~100 до ~500 мб. Возможно, одна из причин большого разброса данных — неконтролируемые потери криптона из мишеней во время облучения.

В настоящей работе для реакций  $^{79, 81}\text{Br}(p, xn)$  исследован более широкий энергетический интервал ( $\leq 100$  МэВ) по сравнению с тем, что было сделано ранее ( $\leq 52$  МэВ,  $\leq 65$  МэВ или  $\leq 85$  МэВ)<sup>116, 117, 201</sup>. Определенные в эксперименте "эффективные" сечения образования радионуклидов  $^{76}\text{Kr}$ ,  $^{77}\text{Kr}$  и  $^{79}\text{Kr}$  из  $^{79, 81}\text{Br}$  и рассчитанные функции возбуждения показаны на рис. 3а, б, в. Видно, что они наиболее удовлетворительно согласуются друг с другом в области более высоких энергий протонов. Максимальное сечение образования  $^{77}\text{Kr}$  равно 107 мб в области  $E_p \sim 35$  МэВ,  $^{76}\text{Kr}$  — 28 мб в области  $E_p \sim 49$  МэВ и для  $^{79}\text{Kr}$  — 215 мб при  $E_p \sim 32$  МэВ.

В табл. 4 приведены выходы радионуклидов  $^{76}\text{Kr}$ ,  $^{77}\text{Kr}$  и  $^{79}\text{Kr}$  из мишеней КВг. Примеси  $^{76}\text{Kr}$  и  $^{79}\text{Kr}$  относительно активности  $^{77}\text{Kr}$  (313 мКи/мкА-ч), как можно видеть из таблицы, составляют на конец облучения ~2% (6 мКи/мкА-ч) и ~8% (23,5 мКи/мкА-ч) соответственно.

Для получения  $^{77}\text{Br}$  генераторным методом из  $^{77}\text{Kr}$  оптимальное время облучения и время накопления, равные 2 ч и 6,8 ч соответственно, выбираются с таким расчетом, чтобы примесь  $^{76}\text{Br}$  ( $T_{1/2} = 16,1$  ч), образующегося при распаде  $^{76}\text{Kr}$  ( $T_{1/2} = 14,6$  ч), была минимальной<sup>1221</sup>. Согласно нашим экспериментальным результатам, количество  $^{77}\text{Br}$ , которое может быть получено на ЛУ-100 при токе 2 мкА, времени облу-

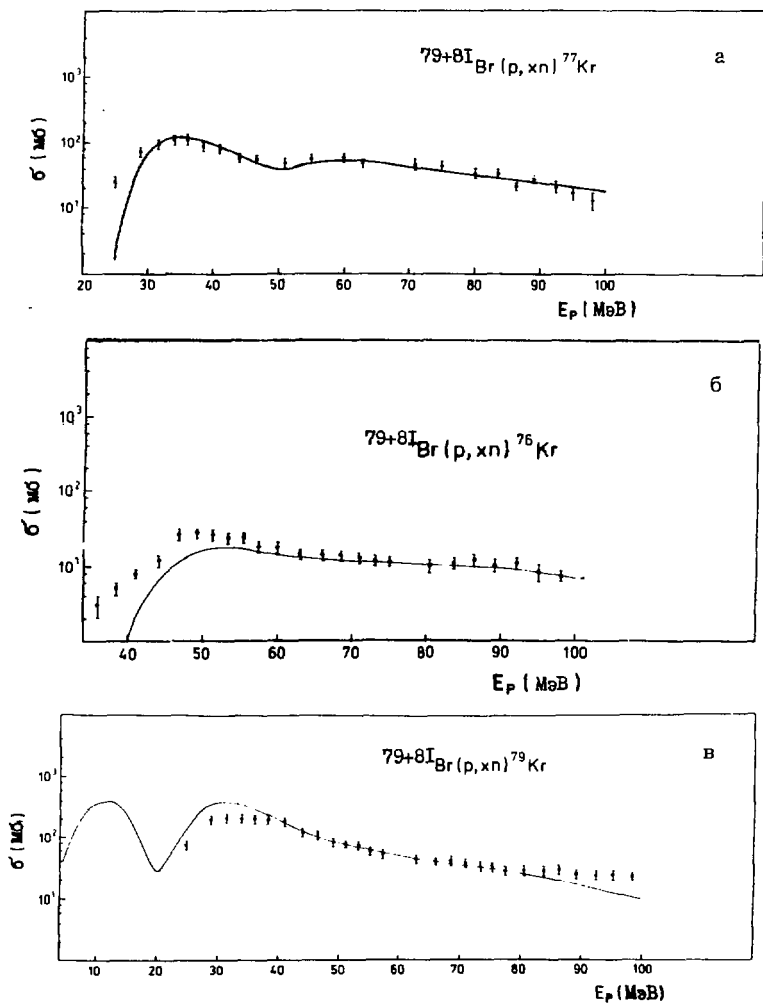


Рис. 3. Измеренные (точки) и рассчитанные (кривые) функции возбуждения реакций: а)  $\text{прир}\cdot\text{Br}(p, xn)^{77}\text{Kr}$ , б)  $\text{прир}\cdot\text{Br}(p, xn)^{76}\text{Kr}$ , в)  $\text{прир}\cdot\text{Br}(p, xn)^{79}\text{Kr}$ .

чения 2 ч и времени выдержки радиокриптона в ловушке  $\sim 7$  ч, составляет около 25 мКи. За 2-3 таких последовательных цикла "облучение — накопление" можно наработать  $50 \div 75$  мКи  $^{77}\text{Br}$ .

*Стронций-82/рубидий-82.* На рис. 4 представлена рассчитанная "эффективная" функция возбуждения и экспериментальные результаты для реакций  $(p, xn)$  на природной смеси изотопов рубидия. На рис. 5а, б приведены рассчитанные функции возбуждения реакций  $(p, xn)$  на ядрах  $^{85}\text{Rb}$  и  $^{87}\text{Rb}$  и показаны известные из работы<sup>[2,3]</sup> экспериментальные результаты для реакции  $^{85}\text{Rb}(p, 4n)^{82}\text{Sr}$  при  $E_p \leq 70$  МэВ. В последнем случае наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и рассчитанными данными в области  $E_p \geq 45 \div 50$  МэВ, ниже 45 МэВ экспериментальные величины сечений оказались значительно меньше расчетных. Максимальное сечение образования  $^{82}\text{Sr}$  из  $^{85}\text{Rb}$  и из обогащенного  $^{85}\text{Rb}$ <sup>[2,3]</sup> практически было одинаковым (18 и 200 мб при  $E_p \sim 52$  МэВ).

Функции возбуждения, рассчитанные для реакций  $(p, xn)$  на ядрах  $^{85}\text{Rb}$  и  $^{87}\text{Rb}$ , позволяют оценить примеси  $^{82}\text{Sr}$  и  $^{83}\text{Sr}$  по отношению к  $^{82}\text{Sr}$  (рис. 5а, б).

В табл. 5 приведен выход  $^{82}\text{Sr}$  из мишеней  $^{85}\text{RbCl}$ , откуда следует, что на ускорителе ЛУ-100 при токе 2 мкА за 100 часов облучения можно наработать около 80 мКи  $^{82}\text{Sr}$ .

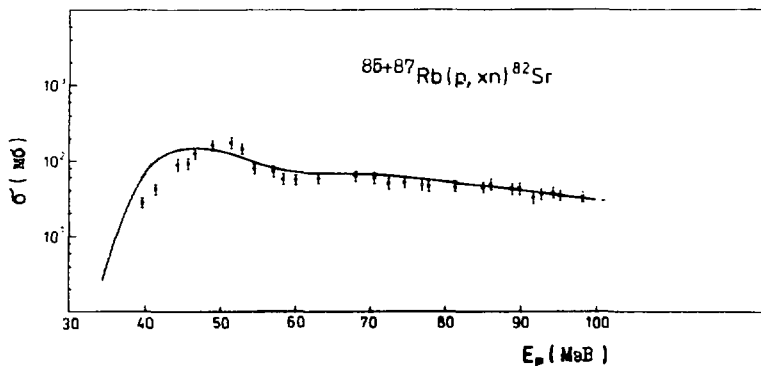


Рис. 4. Измеренная (точки) и рассчитанная (кривая) функции возбуждения реакций  $^{85}\text{Rb}(p, xn)^{82}\text{Sr}$ ,  $x = 4$  и  $6$ .

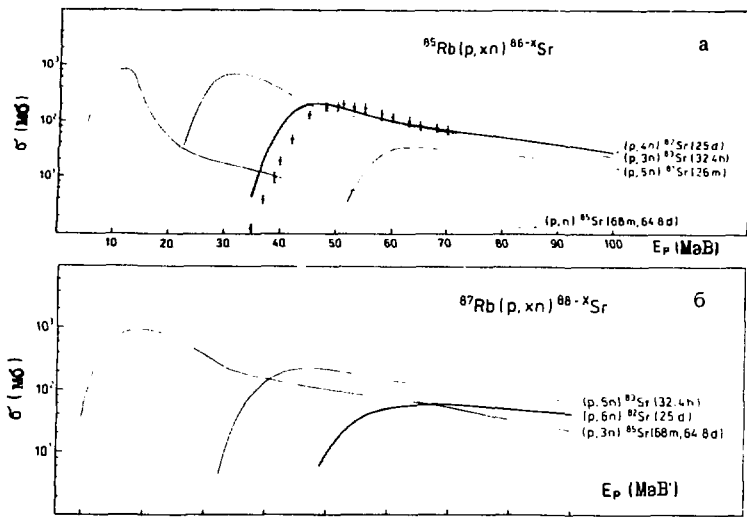


Рис. 5. Рассчитанные функции возбуждений реакций: а)  $^{85}\text{Rb}(p, xn)^{86-x}\text{Sr}$ ,  $x = 1, 3 \div 5$ ; б)  $^{87}\text{Rb}(p, xn)^{88-x}\text{Sr}$ ,  $x = 3, 5, 6$ . Точки — из работы <sup>123</sup> /.

Таблица 5. Выход  $^{82}\text{Sr}$  при облучении  $\text{RbCl}$  протонами с энергией 100 МэВ (на конец облучения)

$E_p, \text{МэВ}$ (вход-выход)	Выход, мкКи/мкА-ч	
	"тонкая" мишень	"толстая" мишень
99,5—95,6	21	21
95,6—92,0	21	42
92,0—87,3	23	65
87,3—83,1	25	90
83,1—79,0	25	115
79,0—74,6	27	142
74,6—70,2	27	169
70,2—65,7	30	199
65,7—60,5	33	232
60,5—54,8	35	267
54,8—48,6	106	373
48,6—42,7	45	418
42,7—36,5	11	429

*Ксенон-123/йод-123.* Функция возбуждения реакции  $^{127}\text{I}(p, 5n)^{123}\text{Xe}$  была неоднократно исследована экспериментально<sup>/24-26/</sup> и оценена расчетным методом<sup>/27/</sup> при энергии протонов ниже 70 МэВ; при более высоких энергиях известны экспериментальные результаты нескольких работ<sup>/17, 28-30/</sup>. Во всех этих работах изучалась также реакция  $^{127}\text{I}(p, 3n)^{125}\text{Xe}$ , приводящая при распаде  $^{125}\text{Xe}$  ( $T_{1/2} = 16,9$  ч) к образованию нежелательного нуклида  $^{125}\text{I}$  ( $T_{1/2} = 60$  д). Результаты исследований показывают, что максимум функции возбуждения реакции  $(p, 5n)$  лежит в области  $E_p = 55 \pm 5$  МэВ, а его величина, определенная разными авторами, колеблется от  $\sim 250$  до  $\sim 480$  мб<sup>/17, 24-26, 28-30/</sup>. Столь заметное различие сечений образования  $^{123}\text{Xe}$  обосновывало необходимость повторных исследований функции возбуждения  $^{127}\text{I}(p, 5n)^{123}\text{Xe}$ , которые были сделаны в последнее время для энергии протонов  $67,5 \pm 5,3$  МэВ<sup>/26/</sup> и  $100 \pm 45$  МэВ<sup>/30/</sup>.

На рис. 6 показаны экспериментальные сечения образования  $^{123}\text{Xe}$  и  $^{125}\text{Xe}$  и рассчитанные функции возбуждения реакций  $^{127}\text{I}(p, 5n)$  и  $^{127}\text{I}(p, 3n)$ . Измеренные максимальные сечения этих реакций, равные 350 мб при  $E_p \sim 57$  МэВ и 730 мб при  $E_p \sim 30-32$  МэВ, соответственно, согласуются с данными работ<sup>/25, 26/</sup>. На рис. 6 приведена та часть функции возбуждения реакции  $(p, 3n)$ , а именно для  $E_p \geq 40$  МэВ, которая важна при оценке содержания примеси  $^{125}\text{I}$  в  $^{123}\text{I}$ .

Сравнение экспериментальных сечений реакции  $(p, 5n)$  с расчетными показывает, что положение максимума на кривой сдвинуто в сторо-

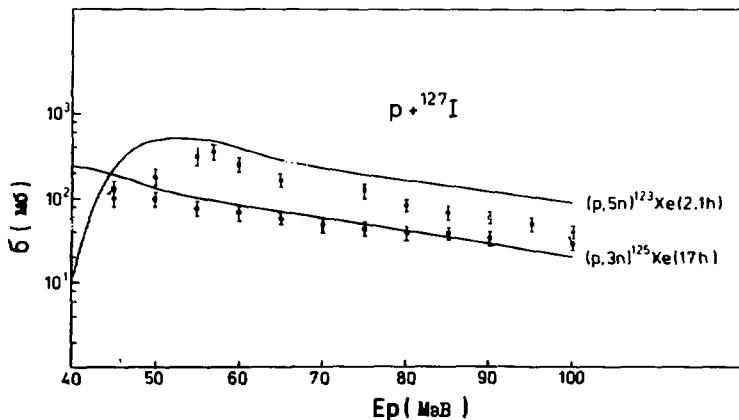


Рис. 6. Измеренные (точки) и рассчитанные (кривые) функции возбуждения реакций  $^{127}\text{I}(p, xn)^{128-x}\text{Xe}$ ,  $x = 3$  и  $5$ .

Таблица 6. Выходы  $^{123}\text{I}$  и  $^{125}\text{I}$  при облучении NaI протонами с энергией 100 МэВ (время облучения 2 ч, время накопления 6 ч)

Энергетический интервал, МэВ	Выход, мКи/мкА-ч		$^{125}\text{I}$ $^{123}\text{I}$	Ссылка
	$^{123}\text{I}$	$^{125}\text{I}$		
100—48	27	0,038	0,14	настоящая работа
65—46	21	0,021	0,1	/25/
67—46	21	0,021	0,1	/26/
66—46	19—20	0,019—0,020	0,1	/31/
65—46	20	0,018	0,09	/27/

ну более низкой энергии ( $E_p = 50 \div 52$  МэВ), а вся кривая проходит несколько выше экспериментальных точек. Для реакции  $(p, 3n)$  получено хорошее согласие экспериментальных величин с расчетной кривой.

По экспериментальным величинам сечений образования  $^{123}\text{Xe}$  и  $^{125}\text{Xe}$  были рассчитаны выходы  $^{123}\text{I}$  и  $^{125}\text{I}$  для массивной ( $\sim 9,6$  г/см<sup>2</sup>) мишени NaI (табл. 6). Надо отметить, что использование более широкой энергетической области при облучении йода протонами (100 + 48 МэВ) в определенной мере облегчает решение вопросов, связанных с конструкцией мишени<sup>730/</sup>.

Оценка показывает, что на ЛУ-100 при токе 2 мкА можно получать примерно 110 мКи  $^{123}\text{I}$  при условии облучения мишени в течение двух часов и накоплении  $^{123}\text{I}$  из  $^{123}\text{Xe}$  в течение шести часов. Проводя последовательно 2-3 таких цикла "облучение — накопление", можно поработать за 6-часовой сеанс работы ускорителя 200 + 300 мКи  $^{123}\text{I}$ <sup>730/</sup>.

**Барий-128/цезий-128.** На рис. 7а, б приведены рассчитанные функции возбуждения реакций  $^{133}\text{Cs}(p, xn)^{133-x}\text{Ba}$  и  $^{133}\text{Cs}(p, pxn)^{133-x}\text{Cs}$  и результаты экспериментальных определений сечений образования нуклидов  $^{128}\text{Ba}$ ,  $^{131}\text{Ba}$ ,  $^{131}\text{Cs}$ , полученные при различных начальных энергиях протонов:  $\leq 100$  МэВ (настоящая работа) и 65 МэВ<sup>732/</sup>. Прежде всего следует отметить хорошее согласие экспериментальных результатов обеих работ; например, максимальное сечение образования  $^{128}\text{Ba}$  равно 322 мб при  $E_p \sim 63$  МэВ (настоящая работа) и 298 мб при  $E_p = 65$  МэВ<sup>732/</sup>. Сравнение же эксперимента с расчетом показывает различие в величинах сечений образования для нуклидов  $^{128}\text{Ba}$ ,  $^{131}\text{Ba}$  (рис. 7а) и  $^{132}\text{Cs}$  (рис. 7б). Из рис. 7 видно, что основные радионуклидные примеси при приготовлении генератора  $^{128}\text{Ba}/^{128}\text{Cs}$  обусловлены

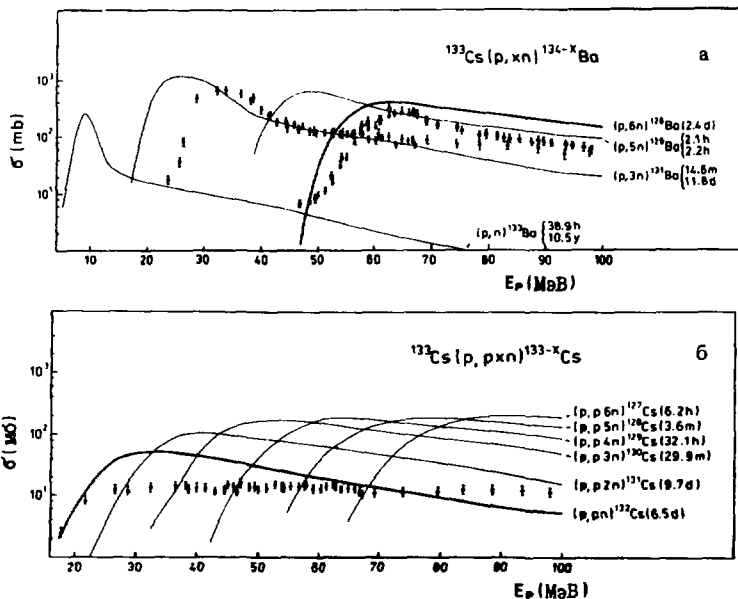


Рис. 7. Измеренные (точки) и рассчитанные (кр. линии) функции возбуждения реакций: а)  $^{133}\text{Cs}(p, xn)^{134-x}\text{Ba}$ ,  $x = 1, 3, 5, 6$ ; б)  $^{133}\text{Cs}(p, pxn)^{133-x}\text{Cs}$ ,  $x = 1 \div 6$ .  $\times$ ,  $\circ$  — настоящая работа,  $\oplus$ ,  $\ominus$  — работа [2, 7];  $\bullet$  — настоящая работа,  $\circ$  — работа [3, 2].

$^{129}\text{Ba}/^{129}\text{Cs}$  и  $^{131}\text{Ba}/^{131}\text{Cs}$ . Но в выделенном через 20-24 ч после конца облучения радиоактивном барии из мишени  $\text{CsCl}$  практически не будет  $^{129}\text{Ba}$ . Загрязненными же  $^{131}\text{Cs}$  ( $T_{1/2} = 9,7$  д) можно пренебречь, т.к. его накопление при распаде  $^{131}\text{Ba}$  ( $T_{1/2} = 11,8$  д) происходит на несколько порядков медленнее, чем  $^{128}\text{Cs}$  ( $T_{1/2} = 3,6$  м) из  $^{128}\text{Ba}$  ( $T_{1/2} = 2,4$  д).

На основе экспериментальных сечений образования был определен выход  $^{128}\text{Ba}$  при облучении мишени  $\text{CsCl}$  протонами с энергией  $\leq 100$  МэВ (табл. 7), равный в интервале энергий  $100 \div 43$  МэВ  $8,4$  мКи/мкА-ч. Количество  $^{128}\text{Ba}$ , которое можно получить на ДУ-100, при токе  $2$  мкА, будет зависеть от времени облучения. Например, за  $24$  ч работы ускорителя можно получить примерно  $400$  мКи  $^{128}\text{Ba}$ .



Таблица 7. Выход  $^{128}\text{Ba}$  при облучении  $\text{CsCl}$  протонами с энергией 100 МэВ (на конец облучения)

$E_p, \text{МэВ}$ (вход-выход)	Выход, мКи/мкА-ч	
	"тонкая" мишень	"толстая" мишень
99,6—96,2	0,35	0,35
96,2—92,8	0,41	0,76
92,8—89,3	0,48	1,24
89,3—85,7	0,50	1,74
85,7—81,4	0,56	2,30
81,4—77,5	0,61	2,91
77,5—73,2	0,74	3,65
73,2—68,7	0,90	4,55
68,7—64,7	1,43	5,98
64,7—60,4	1,56	7,54
60,4—54,9	0,70	8,24
54,9—49,6	0,15	8,39
49,6—43,4	0,04	8,43

Таллий-201. При облучении свинца протонами с энергией  $\leq 100$  МэВ  $^{201}\text{Tl}$  получается преимущественно в реакциях  $\text{Pb}(p, xn)^{201}\text{Bi} + ^{201}\text{Pb} + ^{201}\text{Tl}$ . Другие ядерные реакции типа  $\text{Pb}(p, pxn)^{201}\text{Pb} + ^{201}\text{Tl}$  и  $\text{Pb}(p, axn)^{201}\text{Tl}$  (табл. 8) дают вклад в образование  $^{201}\text{Tl}$  в значительно меньшей степени. При производстве медицинских препаратов  $^{201}\text{Tl}$  обязательна оценка примесей возможных радиоактивных загрязнений  $^{200}\text{Tl}$  ( $T_{1/2} = 26,1$  ч) и  $^{202}\text{Tl}$  ( $T_{1/2} = 12,2$  дн).

Анализ литературных данных показывает, что до настоящего времени сведения о функциях возбуждения ядерных реакций на свинце ограничены немногочисленными результатами двух работ <sup>133, 134</sup>.

На рис. 8-10 (а, б) приведены рассчитанные нами функции возбуждения реакций  $(p, xn)$  и  $(p, pxn)$  на свинце, обогащенном изотопами  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$  или  $^{208}\text{Pb}$  (табл. 2). Сравнение расчетных данных с известными для реакций  $(p, xn)$  экспериментальными результатами <sup>133</sup> показывает, что положение максимума кривых смещено в сторону более низких энергий (рис. 8-10а). Для реакций  $\text{Pb}(p, pxn)$  мы не нашли литературных данных.

Исходя из функций возбуждения реакций протонов со свинцом, можно ожидать сравнительно высоких выходов ядер с массой 201.

Таблица 8. Ядерные реакции образования радионуклидов таллия-200, 201 и 202 при облучении свинца протонами с энергией  $\leq 100$  МэВ

Мишень Нуклид	$^{206}\text{Pb}$ (-Q, МэВ)	$^{207}\text{Pb}$ (-Q, МэВ)	$^{208}\text{Pb}$ (-Q, МэВ)	Продукты ядерных реакций
$^{200}\text{Tl}$	p, 7n(53,06)	p, 8n(59,80)	p, 9n(67,17)	$^{200}\text{Bi} \xrightarrow{36\text{м}} ^{200}\text{Pb} \xrightarrow{21,5\text{ч}} ^{200}\text{Tl}(26,1 \text{ ч})$
	p, p6n(46,07)	p, p7n(52,81)	p, p8n(60,18)	$^{200}\text{Pb} \longrightarrow ^{200}\text{Tl}$
	p, $\alpha$ 3n(16,80)	p, $\alpha$ 4n(23,34)	p, $\alpha$ 5n(30,71)	$^{200}\text{Tl}$
$^{201}\text{Tl}$	p, 6n(44,04)	p, 7n(50,78)	p, 8n(58,15)	$^{201}\text{Bi} \xrightarrow{1,8\text{ч} \text{ и } 59\text{м}} ^{201}\text{Pb} \xrightarrow{9,4\text{ч}} ^{201}\text{Tl}(73,5 \text{ ч})$
	p, p5n(38,83)	p, p6n(45,57)	p, p7n(52,94)	$^{204}\text{Pb} \longrightarrow ^{201}\text{Tl}$
	p, $\alpha$ 2n(8,40)	p, $\alpha$ 3n(15,14)	p, $\alpha$ 4n(22,51)	$^{201}\text{Tl}$
$^{202}\text{Tl}$	p, 5n(36,33)	p, 6n(43,07)	p, 7n(50,44)	$^{202}\text{Bi} \xrightarrow{1,7 \text{ ч}} ^{202}\text{Pb}(10^5 \text{ лет})$
	p, p4n(30,17)	p, p5n(36,91)	p, p6n(44,28)	$^{202\text{м}}\text{Pb} \xrightarrow[10\%]{3,7 \text{ ч}} ^{202}\text{Tl}(12,2 \text{ д})$
	p, $\alpha$ n(1,53)	p, $\alpha$ 2n(8,27)	p, $\alpha$ 3n(15,63)	$^{202}\text{Tl}$

Значения (-Q, МэВ) взяты из работы <sup>139</sup> /.

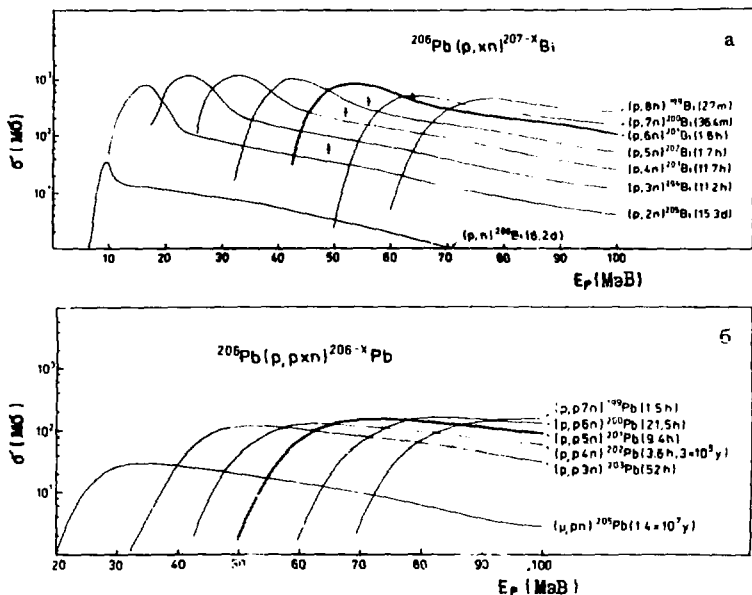


Рис. 8. Рассчитанные функции возбуждения реакций: а)  $^{206}\text{Pb}(p, xn)^{207-x}\text{Bi}$ ,  $x = 1 \div 8$ ; б)  $^{206}\text{Pb}(p, pxn)^{206-x}\text{Pb}$ ,  $x = 1,3 \div 7$ . Точки — из работы /33/.

Однако со столь же большой вероятностью с увеличением энергии протонов образуются ядра с  $A = 200$ . На рис. 11 (а, б, в) показаны выходы  $^{200}\text{Tl}$ ,  $^{201}\text{Tl}$  и  $^{202}\text{Tl}$  из мишеней обогащенного свинца в зависимости от энергии протонов. Приведенные результаты представляют кумулятивные выходы радионуклидов таллия, образующихся в реакциях типа  $(p, xn)$ ,  $(p, pxn)$ ,  $(p, axn)$  (табл. 8). Для  $^{201}\text{Tl}$  и  $^{200}\text{Tl}$  определяющий вклад дают реакции  $(p, xn)$ , сечения которых в интервале энергий  $100 \div 50$  МэВ составляют несколько сот миллибарн (рис. 8-10а), тогда как для реакций  $(p, pxn)$  и  $(p, axn)$  сечения равны нескольким десяткам или единицам миллибарн (рис. 8-10б) и /35, 36/. Низкий выход  $^{202}\text{Tl}$  обусловлен каналами его образования (табл. 8).

Чистота  $^{201}\text{Tl}$ , получаемого при облучении мишеней, обогащенных  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , определяется энергетическим интервалом протонов. Лучшие условия для получения  $^{201}\text{Tl}$  создаются при облучении  $^{206}\text{Pb}$  протонами с энергией  $\leq 65$  МэВ /35, 36/. В этом случае активность  $^{201}\text{Tl}$  в выделенном препарате составляла менее 4% активности

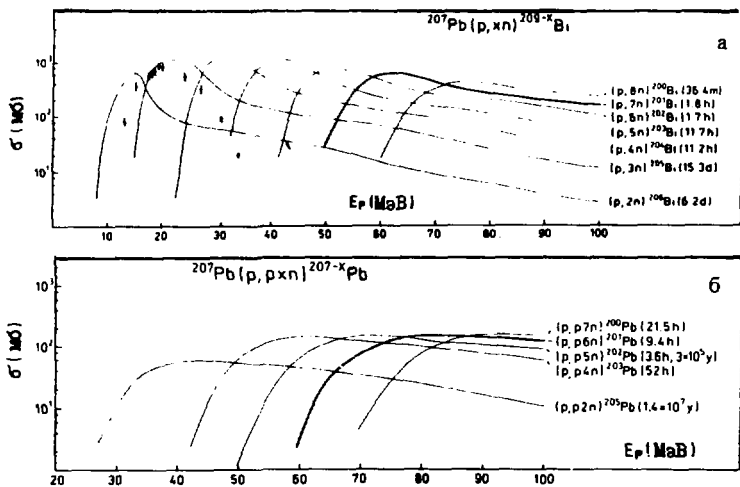


Рис. 9. Рассчитанные функции возбуждения реакций: а)  $^{207}\text{Pb}(p, xn)^{208-x}\text{Bi}$ ,  $x = 2 \div 8$ ; б)  $^{207}\text{Pb}(p, pxn)^{207-x}\text{Pb}$ ,  $x = 2, 4 \div 7$ . Точки — из работы <sup>133</sup> /.

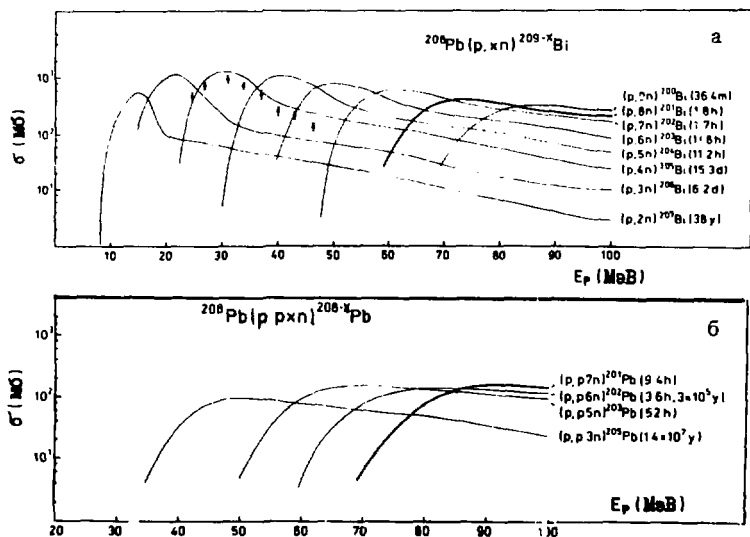
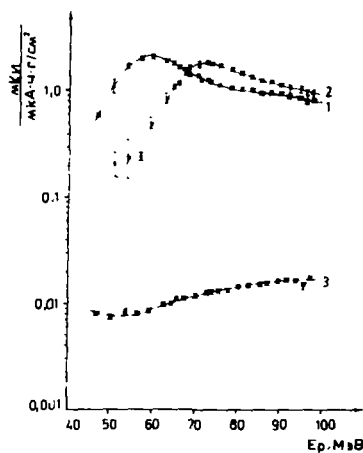
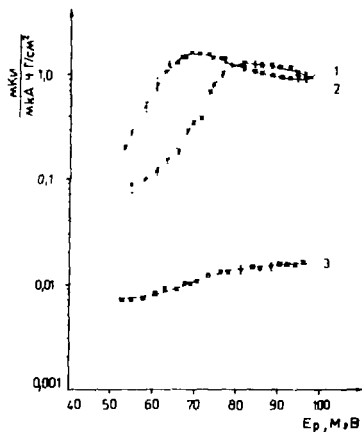


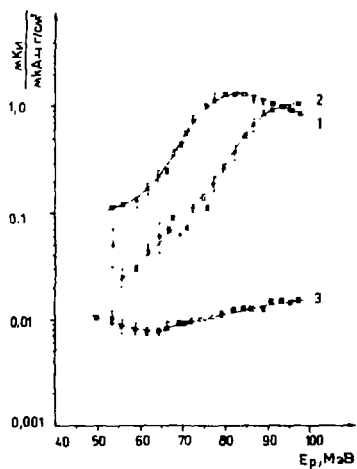
Рис. 10. Рассчитанные функции возбуждения реакций: а)  $^{208}\text{Pb}(p, xn)^{209-x}\text{Bi}$ ,  $x = 2 \div 9$ ; б)  $^{208}\text{Pb}(p, pxn)^{208-x}\text{Pb}$ ,  $x = 3, 5 \div 7$ . Точки — из работы <sup>133</sup> /.



а



б



в

Рис. 11. Выходы  $^{200}\text{Tl}$ ,  $^{201}\text{Tl}$ ,  $^{202}\text{Tl}$  из обогащенных мишеней  $^{206}\text{Pb}$  (а),  $^{207}\text{Pb}$  (б) и  $^{208}\text{Pb}$  (в) в зависимости от энергии протонов.

$^{201}\text{Tl}$ . Было показано, что облучение трехслойной мишени и высокообогащенных  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  коллимированным пучком протонов при использовании энергетического интервала  $76 \div 50$  МэВ позволяет вдвое увеличить выход  $^{201}\text{Tl}$  (8 мКи/мкА-ч) по сравнению с мишенью  $^{206}\text{Pb}$  ( $65 \div 50$  МэВ,  $\sim 4$  мКи/мкА-ч) и оставить при этом примеси  $^{200}\text{Tl}$  и  $^{202}\text{Tl}$  на том же уровне ( $\sim 4,5\%$  и  $\sim 0,5\%$  соответственно) <sup>[37, 38]</sup>.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В табл. 9 суммированы результаты, полученные при экспериментальном определении сечений образования и выходов ряда широко применяемых в ядерной медицине радионуклидов при облучении мишеней протонами с энергией  $\leq 100$  МэВ. Там же для сравнения приведены известные литературные данные. Как видно из табл. 9, большинство экспериментальных результатов для области  $E_p \geq 70 \div 100$  МэВ получены впервые. Анализ этих данных показывает, что использование пучка протонов с начальной энергией 100 МэВ позволяет в ряде случаев увеличить выход радионуклида при сохранении допустимого уровня радиоизотопных загрязнений.

Функции возбуждения ядерных реакций, изученных в работе, рассчитаны по программе ALICE в большинстве случаев впервые в интервале энергий от порога реакции до 100 МэВ. Они дают новые сведения или для всего изученного интервала энергий протонов (до  $\leq 100$  МэВ), или, в ряде случаев, в области более высоких энергий ( $E_p \geq 65 \div 100$  МэВ), чем это было сделано до последнего времени ( $E_p \leq 70$  МэВ) <sup>[40]</sup>. Сравнение рассчитанных функций возбуждения с экспериментальными результатами показывает в одних случаях удовлетворительное согласие, в других — расхождение как в энергетическом положении максимума сечений, так и в величинах сечений реакций. Касаясь смещения максимума кривой, следует сказать, что его наблюдали и другие пользователи программы ALICE, например, авторы <sup>[42]</sup>.

Полученные результаты полезны для выбора условий получения изученных радионуклидов при облучении мишеней протонами с энергией  $\leq 100$  МэВ (оптимальный интервал энергии, выход радионуклида, вклад примесей от других изотопов) и оценки активности, которая может быть наработана в конкретных условиях.

Авторы выражают благодарность А.А.Наумову, К.Я.Громову, В.А.Теплякову за поддержку и интерес к работе; персоналу ускорителя ЛУ-100 за проведение облучений мишеней; Э.Харатиму за выполнение расчетов; В.Б.Бруданину, А.Ф.Новгородову за обеспечение работы из-

Таблица 9. Сечения образования и выходы радионуклидов при облучении мишеней протонами с  $E_p \leq 100$  МэВ

Радио- нуклиды	Реакция получения	Настоящая работа			Литературные данные			Ссылка
		Энергетич. интервал, МэВ	$\sigma_{max}(E_p)$ мб(МэВ)	мКи/мкА-ч	Энергетич. интервал, МэВ	$\sigma_{max}(E_p)$ , мб(МэВ)	мКи/мкА-ч	
$^{52}\text{Fe}$	$^{55}\text{Mn}(p,4n)$	100--36	1,3(55)	0,8	73--39	1,45(55)	0,67	/11/
	$^{59}\text{Co}(p,2p6n)$	100--64	0,36(77)	0,1	100--58	0,3:(77)	-	/12/
$^{77}\text{Kr}$	$^{79+81}\text{Br}(p,3n)+$	100--22	107(35)	313	45--32	100(35)	63	/18/
	+ (p,5n)				88--24	150(35)	324	/41/
$^{82}\text{Sr}$	$^{85+87}\text{Rb}(p,4n)+$ + (p,6n)	100--36	120(51)	0,43	70--37	200(51)	0,50	/23/
$^{123}\text{Xe}$	$^{127}\text{I}(p,5n)$	100--48	350(57)	270	67--46	380(56)	196	/26/
$^{128}\text{Ba}$	$^{133}\text{Cs}(p,6n)$	100--43	322(63)	8,4	67--47	298(65)	3,1	/32/
$^{201}\text{Tl}$	$^{206}\text{Tl}(p,6n) \rightarrow$	57--49		3,5	65--50		4,5	/37/
	$^{207}\text{Pb}(p,7n) \rightarrow$	68--57		3,0				
	$^{208}\text{Pb}(p,8n) \rightarrow$ $\rightarrow (^{201}\text{Bi} \rightarrow ^{201}\text{Pb} \rightarrow ^{201}\text{Tl})$	76--68		1,5				

мерительного центра; В.И.Соболеву, А.Рёш, Ен Син Хан за помощь в работе; М.Я.Кузнецовой за просмотр рукописи и полезные замечания. Один из нас (Э.Рураж) благодарит В.Г.Калинникова за поддержку и помощь.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gandarias-Cruz D., Okamoto K. — Status on the Compilation of Nuclear Data for Medical Radioisotopes Produced by Accelerators. Report INDC(NDC)-209/GZ, Vienna, 1988.
2. Proceed. IAEA Consultant's Meeting on Data Requirements for Medical Radioisotope Production (Tokyo, 20-24 April, 1987). Report INDC(NDC)-195/GZ, Vienna, 1988.
3. Silvester D.J. — Radiopharmaceuticals and Labelled Compounds. Proceed. Symp. Copenhagen, 26-30 March, 1973, v.I, Vienna, 1973, p.197.
4. Reus U., Westmeier W. — Gamma-Ray Catalog from Radioactive Decay. Atomic Data and Nuclear Data Tables, v.29, parts I, II, 1983.
5. Toballem J., Lassus St.-Genies, Leveque L. — CEA-N-1466(1), Saclay, 1971.
6. Janni J.F. — Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1982, v.27, parts I, II.
7. Голыч П.М. и др. — Совещание по программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 20-23 сентября, 1978. ОИЯИ, Д10.11-11264, 1978, с.330.
8. Lagunas-Solar M.C. et al. — Int. J. Appl. Radiat. Isot., 1978, v.29, p.159.
9. Blann M. — Overlaid ALICE Code, CCO/3494-29, Rochester, 1976.
10. Tendow Y. et al. — RIKEN Accel. Progr. Rep., 1986, v.20, p.154.
11. Suzuki K. — Radioisotopes, 1985, v.34, p.537.
12. Sharp R.A., Diamond R.M., Wilkinson G. — Phys. Rev., 1956, v.101, p.1493.
13. Atcher R.W., Friedman A.M., Huizenga J.R. — Int. J. Nucl. Med. and Radiology, 1980, v.7, p.75.
14. Ku T.H. et al. — Radiology, 1979, v.132, p.475.
15. Nozaki T., Iwamoto M., Itoh Y. — Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 1979, v.30, p.79.
16. De Jong D., Brinkman G.A., Lindner L. — Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 1979, v.30, p.188.
17. Lundqvist H. et al. — Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 1979, v.30, p.39.
18. Weinreich R., Knieper J. — Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 1983, v.34, p.1335.
19. Dikić M. et al. — Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 1977, v.28, p.885.
20. Dikić M. et al. — Phys. Rev., 1979, v.C19, p.1753.
21. Sakamoto K., Dohniwa M., Okada K. — Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 1985, v.35, p.481.
22. Qaim S.M., Stöcklin G., Weinreich R. — Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 1977, v.28, p.947.
23. Horiguchi T. et al. — Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 1980, v.31, p.141.
24. Wilkins S.R. et al. — Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 1975, v.26, p.279.
25. Paans A.M.J. et al. — Int. J. Appl. Rad. Isotopes, 1976, v.27, p.465.
26. Lagunas-Solar M.C. et al. — Appl. Rad. Isotopes, 1986, v.37, p.823.



27. Grabmayr P., Nowotny R. — *Int. J. Appl. Rad. Isotopes*, 1978, v.29, p.261.
28. Dikšić M., Yaffe L. — *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1977, v.39, p.1299.
29. Syme D.B. et al. — *Int. J. Appl. Rad. Isotopes*, 1978, с.29, p.29.
30. Зайцева Н.Г. и др. — Препринт ОИЯИ, Р6-85-803, Дубна, 1985; *Радиохимия*, 1987, т.29, с.391.
31. Weinreich R. et al. — *Proceed. Int. Conf. Radiopharm. Labelled Comp.* (Tokyo, Oct. 1984) IAEA-CN-45/60, p.55, Vienna, 1985.
32. Lagunas-Solar M.C., Little F.S., Moore H.A. — *Int. J. Appl. Rad. Isotopes*, 1982, v.33, p.619.
33. Bell R.E., Skarsgard H.M. — *Can. J. Phys.*, 1956, v.34, p.745.
34. Lagunas-Solar M.C. et al. — *Appl. Rad. Isotopes*, 1987, v.38, p.129.
35. Jackson J.D. — *Can. J. Phys.*, 1956, v.34, p.767.
36. Vimbot R., Lefort M. — *J. Physique*, 1966, No.7/8, p.385.
37. Зайцева Н.Г. и др. — Препринт ОИЯИ Р6-85-254, Дубна, 1985; *Радиохимия*, 1987, т.29, с.247.
38. Зайцева Н.Г. и др. — Препринт ОИЯИ Р6-85-804, Дубна, 1985.
39. Lagunas-Solar M.C., Little F.E., Jungerman J.A. — *Int. J. Appl. Rad. Isotopes*, 1981, v.32, p.817.
40. Nowotny R., Uhr M. — *Handbook on Nuclear Activation Data*, Techn. Rep., No.273, IAEA, Vienna, 1987, p.441.
41. Дмитриев П.П. — Выход радионуклидов в реакциях с протонами, дейтронами, альфа-частицами и гелием-3. М.: Энергоиздат, 1986, с.158.
42. Michel R. et al. — *Nucl. Phys.*, 1979, v.A322, p.40.

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 февраля 1990 года.