

99-247



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3408/99

P1-99-247

350a

17/19

КАЛОРИМЕТРИЯ ЭЛЕКТРОЯДЕРНОЙ МИШЕНИ
ДЛЯ УРАН-СВИНЦОВОЙ СБОРКИ
ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 1,5 ГэВ

Направлено в журнал «Kerntechnik»

1999

Ц.Тумэндэлгэр, Д.Чултэм, М.И.Кривоустов, В.П.Перельгин, Ж.Сэрээтэр,
И.Адам, Д.В.Беляков, В.М.Дьяченко, Л.А.Ломова, А.Полански,
Н.В.Прозорова, Е.В.Садовская, А.Н.Соснин, С.Г.Стеценко
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Э.-Й.Лангрок
Исследовательское бюро (IBL), Хоерсверда, Германия

Ж.Ганзориг, Ш.Гэрбиш
Государственный университет Монголии, Улан-Батор

Р.Брандт, М.Окс
Институт ядерной химии при университете Филлипса, Марбург, Германия

Р.Одой
Исследовательский центр (FZJ), Юлих, Германия

Коллаборация «Энергия+трансмутация»

1. Введение

Наиболее оптимальной конструкцией электроядерных установок для производства энергии и трансмутации ядерных отходов с помощью ускорителей на высокие энергии считается цилиндрическая сборка, в состав которой входят:

- нейтрон-генерирующая мишень из тяжелых элементов (Pb, Hg, W);
- бланкет из делящихся веществ (Th, U, Pu и их композиции);
- жидкометаллический теплоноситель (Pb, эвтектика PbBi, Na, Li).

Данная работа посвящена исследованию в области первого из этих компонентов и содержит результаты эксперимента на протяженной свинцовой мишени, выполненного на протонном пучке синхрофазотрона ОИЯИ. Эта мишень по своим габаритным размерам, химическому и изотопному составу близка к нейтрон-генерирующей мишени U/Pb-сборки, создаваемой в рамках проекта «Моделирование электроядерного способа получения энергии и изучение трансмутации радиоактивных отходов на пучках синхрофазотрона / нуклотрона ОИЯИ» - «Энергия+Трансмутация» [1,2].

Эта сборка по конструкции и принципу действия во многом похожа на адронные калориметры. Однако ее размеры значительно меньше, чем в калориметрах, сооружаемых для экспериментов по физике частиц при высоких и сверхвысоких энергиях. Среди характеристик сборки необходимо в специальных экспериментах определить ее размеры.

Исследование потерь энергии пучка в объеме исследуемой мишени в результате развития ядерного и электромагнитного ливня (дезинтеграции ядер и ионизации атомов) рассматривается как необходимый этап калориметрии уранового бланкета. Предварительные результаты, относящиеся к этой задаче, опубликованы в наших сообщениях [3] на конференции Third International Conference on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications (ADTTA-99, 7-11 июня 1999 г., Прага).

2. Методика эксперимента

Схема эксперимента по калориметрии свинцовой мишени U/Pb-сборки, облучаемой протонным пучком синхрофазотрона при энергии 1,5 ГэВ, приведена на рис. 1.

Свинцовая мишень имела цилиндрическую форму и состояла из 5 секций следующих размеров: диаметр 10 см и толщина 10 см каждая. В верхней части этого рисунка показано расположение пассивных (активационных и трековых) детекторов, регистрирующих ядерные фрагменты, и платиновых терморезисторов по длине секционированной мишени. Для обеспечения условия, близкого к адиабатическому, мишень была помещена в пенопластовый термостат.

Шесть комплектов детекторов, состоящих из тонкой (0,1 мм) свинцовой фольги и полиэтилентерефталатной пластики, были размещены в разных сечениях мишени на расстоянии 10 см друг от друга и предназначены для исследования эволюции выходов фрагментов расщепления и деления ядер свинца по мере проникновения протонного пучка в глубину мишени. Этот метод мы называем *активационной томографией* и *осколочной радиографией*.

Платиновые термодатчики были расположены внутри мишени и предназначены для измерений on-line пространственного и временного хода температуры с целью определения уровня и динамики тепловыделения внутри мишени при взаимодействии с пучком протонов.

Во время проведения эксперимента по облучению массивной мишени протонным пучком высокой энергии возникают вопросы радиационной защиты, связанные с повышенными требованиями к радиационной безопасности. С учетом того, что свинец – слабый замедлитель и слабый поглотитель нейтронов, была создана дополнительная защита из гранулиро-

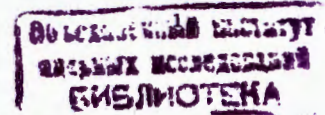


Схема расположения и нумерация детекторов между секциями мишени (n=1, 2 ...6)

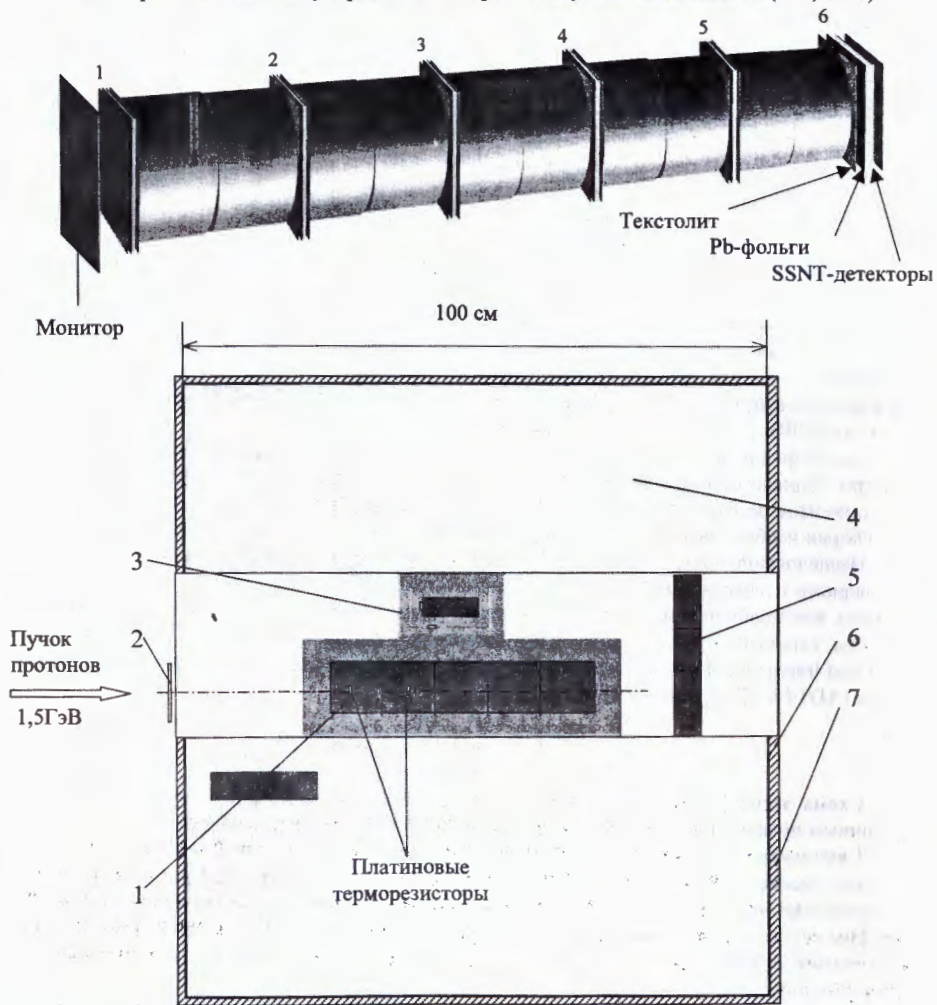


Рис. 1. Схема эксперимента (июнь 1998 г.) по калориметрии свинцовой мишени U/Pb-сборки, облучавшейся пучком протонов с энергией 1,5 ГэВ на синхрофазотроне ОИЯИ.

- 1 – свинцовая мишень с двумя платиновыми термометрами сопротивления и шестью комплектами активационных и трековых детекторов в пенопластовом термостате;
- 2 – монитор протонного пучка;
- 3 – термостат с урановым стержнем и двумя кварцевыми резисторами;
- 4 – гранулированный полиэтилен с добавкой карбида бора (общий вес около 900 кг);
- 5 – свинцовая защита от гамма-излучения;
- 6 – листовой кадмий толщиной 1 мм;
- 7 – контейнер из многослойной фанеры в виде куба (100×100×100 см)

ванного полиэтилена с добавкой карбида бора (размеры контейнера 100×100×100 см) и листового кадмия, имеющего толщину 1 мм.

Контейнер с замедлителем, мишенью и детекторами устанавливался на подвижную платформу, которая перемещалась по рельсам из закрытого помещения на место облучения: фокус – Ф3 в измерительном павильоне Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Направление бомбардирующего пучка, падающего на мишень, совпадало с ее геометрической осью. Юстировка мишени относительно направления протонного пучка, а также определение профиля пучка выполнялись с помощью высокочувствительных поляроидных пленок. Средняя интенсивность пучка в данном эксперименте была $7,4 \times 10^{10}$ протонов в импульсе, при этом временной интервал между импульсами составлял около 9 с. В качестве монитора интенсивности и флюенса протонного пучка использовались ионизационные камеры и активационные алюминиевые фольги.

Методические результаты по использованию кварцевых резонаторов для измерения температуры (см. рис.1) в настоящей работе, которая посвящена калориметрии свинцовой мишени, не рассматриваются.

3. Активационная и трековая томография

Энергия протонов (1,5 ГэВ) выбрана на основе результатов специального эксперимента, проведенного на синхрофазотроне по оптимизации удельного выхода нейтронов. Это значение энергии соответствует области, где неупругие ядерные взаимодействия уже доминируют над ионизационным торможением, а рождение мезонов с последующим их распадом по электромагнитному и слабому каналам еще не дает существенного вклада.

Расходование энергии пучка на неупругие ядерные взаимодействия ядер снаряда и мишени может быть разделено на следующие характеристики:

- энергию дезинтеграции ядер-мишеней;
- энергию возбуждения фрагментов;
- кинетическую энергию продуктов фрагментации ядер-мишеней.

Первая из этих составляющих определяется суммой энергий связи нуклонов, вылетевших в процессе внутриядерного каскада. Поэтому определение выходов нуклидов, образующихся в многоканальных ядерных реакциях фрагментации (расщепления и деления), с помощью радиохимического метода позволяет оценить энергию дезинтеграции ядер мишени. Две другие составляющие энергозатрат могут быть измерены термометрическими методами вместе с другими источниками тепловыделения (см. раздел 4 настоящей работы).

3.1. Идентификация нуклидов и определение их выходов. Спектры гамма-квантов радиоактивных нуклидов, образующихся в каждой из шести свинцовых фольг, были измерены с помощью Ge(Li)-спектрометра. На рис. 2 для иллюстрации показаны типичные спектры гамма-квантов исследуемых свинцовых фольг, измеренные в различных временных интервалах. Идентификация нуклидов производилась по энергиям и соотношениям интенсивностей гамма-линий с учетом их периодов полураспада. Энергия и интенсивность гамма-квантов определялись калибровкой спектрометра с использованием набора аттестованных источников гамма-излучения (ОСГИ).

С помощью компьютерных программ обработки сложных спектров удалось идентифицировать более 100 нуклидов, выходы которых зависят от расположения свинцовых фольг по длине мишени (см. верхнюю часть рис. 1).

Определение независимых выходов всех образовавшихся нуклидов представляет собой достаточно трудную задачу, которая требует экспрессного измерения спектров корот-

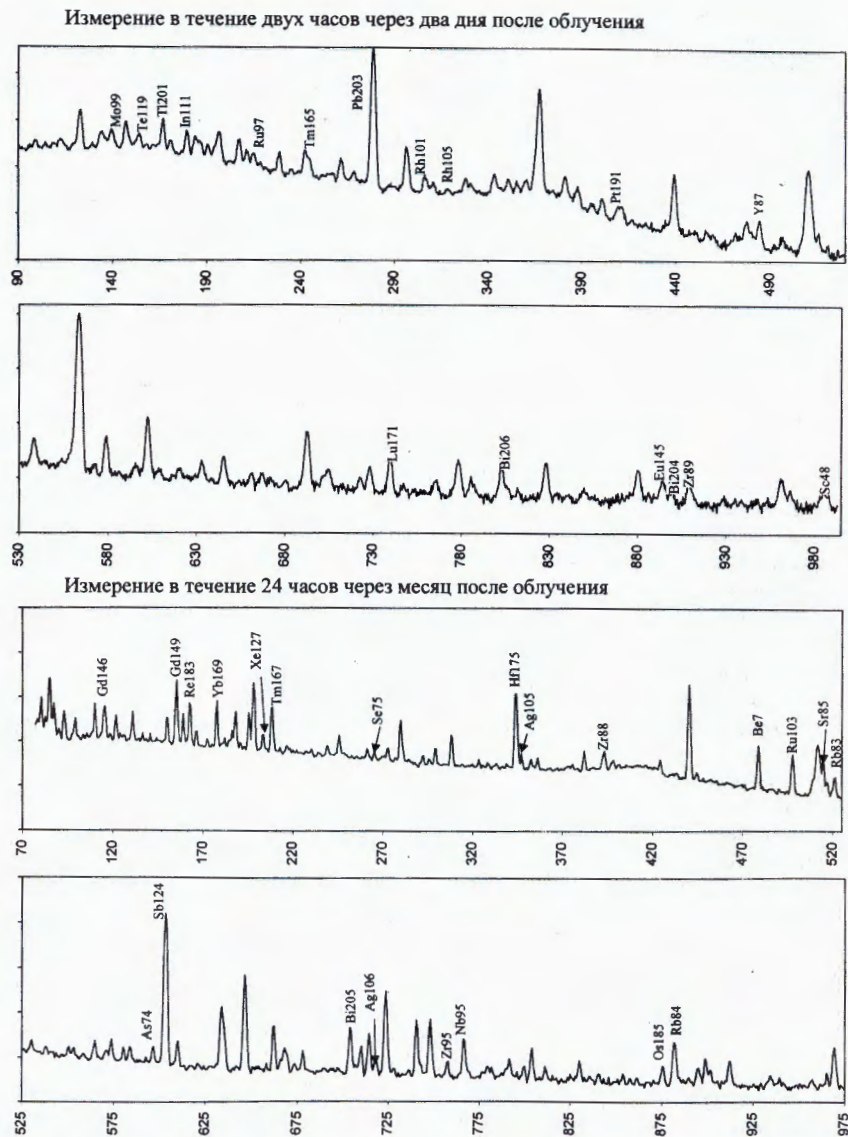


Рис. 2. Типичные спектры гамма-квантов исследуемых Pb-фольг, измеренные в различные временные интервалы (по оси абсцисс отложена энергия гамма-квантов в кэВ, а по оси ординат - число импульсов в логарифмической шкале в отн. ед.)

коживущих нуклидов, удаленных от линии стабильности, и учета сложной генетической связи в изобарных цепочках [4-6]. Однако изобарные выходы нуклидов могут быть определены через кумулятивные выходы.

В табл. 1 и на рис. 3 приведены кумулятивные выходы 35 изобарных цепочек, которые были использованы для определения кумулятивных выходов всех изобар, включая стабильные нуклиды. Эти цепочки имеют то преимущество, что кумулятивный выход последнего нуклида можно считать равным сумме независимых выходов всех нуклидов в данной цепочке. Ядерные фрагменты, образующиеся в фольгах, могут быть условно разделены на три группы, которые различаются между собой по массам и выходам:

- от $A = 207$ до $A = 140$ - расщепление ($\Delta A_{sp} = 67$),
- от $A = 140$ до $A = 50$ - деление ($\Delta A_f = 90$),
- $A < 50$ - мультифрагментация (нуклоны и фрагменты промежуточной массы - IMF).

Такая закономерность известна из ряда работ по исследованию фрагментации ядер в столкновениях высокоэнергетических частиц с тонкими мишенями из тяжелых элементов (см., например, публикации [7-10]).

На рис. 4 показано расположение этих фрагментов на карте нуклидов. Фрагменты первой группы завершают нейтронно-дефицитные цепочки бета-распада, длины которых составляют несколько звеньев. Они нестабильны по отношению β^+ /ЕС-распаду и идентифицируются как продукты расщепления ядер свинца.

Длины цепочек бета-распада фрагментов второй группы в среднем составляют 1-2 звена. Ряд фрагментов (^{95}Nb , ^{95}Zr , ^{103}Ru , ^{105}Ag и ^{105}Rh) являются нейтронно-избыточными и нестабильными по отношению β^- -распаду. Нечетно-нечетные нуклиды: ^{48}Sc , ^{74}As , ^{84}Rb и ^{106}Ag , распадаются обоими способами бета-распада: β^- или β^+ . Фрагменты этой группы идентифицируются как осколки высокопорогового деления ядер свинца. Такое утверждение согласуется с результатами измерения треков, приведенными в п. 3.4.

3.2. Энергозатраты на дезинтеграцию ядер свинца с образованием фрагментов в интервале масс от $A = 140$ до $A = 207$. Для определения этой величины прежде всего необходимо знать кумулятивные выходы фрагментов в каждой изобарной цепочке. С этой целью мы делаем приближение с помощью линейной параметризации кумулятивных выходов в логарифмической шкале:

$$\log Y_i = A_i \cdot S + H,$$

$$\text{где } S = \frac{13 \sum_{i=1}^{13} A_i \log Y_i - \sum_{i=1}^{13} A_i \sum_{j=1}^{13} \log Y_j}{13 \sum_{i=1}^{13} A_i^2 - (\sum_{i=1}^{13} A_i)^2} \quad \text{и} \quad H = \frac{\sum_{i=1}^{13} A_i^2 \sum_{j=1}^{13} \log Y_j - \sum_{i=1}^{13} A_i \sum_{j=1}^{13} A_j \log Y_j}{13 \sum_{i=1}^{13} A_i^2 - (\sum_{i=1}^{13} A_i)^2}$$

параметры, определенные методом наименьших квадратов по кумулятивным выходам 13 представительных цепочек (табл. 1) для каждой из шести фольг (табл. 2). Такое приближение вполне достаточно для оценки следующих величин.

3.2.1. Потеря энергии пучка на дезинтеграцию ядер свинца $\epsilon_{sp}(n)$ с образованием нуклидов, принадлежащих к 67 изобарным цепочкам, определяется формулой

$$\epsilon_{sp}(n) = BE \cdot \sum_{A=140}^{207} (207-A) \cdot 10^{A \cdot S + H},$$

где $BE \approx 8 \cdot 10^{-3}$ ГэВ - среднее значение энергии связи нуклона в интервале масс от $A = 140$ до $A = 207$, а n - номер положения свинцовой фольги - детектора в секционированной мишени по ходу пучка ($n = 1, 2, \dots, 6$; см. верхнюю часть рис. 1).

Таблица 1. Кумулятивные выходы изобар ($Y/10^6$) в активационных Pb - фольгах

Нуклиды	$T_{1/2}$, дн	E_γ , кэВ	I_γ , %	n – номер активационных Pb - фольг					
				1	2	3	4	5	6
Pb203	2,16	279,2	80,1	858	939	583	346	178	85
Tl201	3,05	167,4	9,4	765	884	562	255	140	71
Pt191	2,90	409,5	8,0	234	150	118	68	39	22
Os185	93,6	874,8	6,6	261	235	172	127	75	0
Re183	70,00	162,3	24,0	284	241	151	95	53	23
Hf175	70,00	343,4	87,0	283	199	123	72	29	19
Lu171	8,24	739,8	48,1	240	87	57	30	15	7
Yb169	32,00	177,2	21,5	233	143	82	42	20	0
Tm167	9,24	207,8	41,0	79	51	41	18	12	5
Tm165	1,25	242,9	35,0	88	35	20	12	6	2
Gd149	9,25	149,9	41,9	82	47	19	7	0	0
Gd146	48,30	115,7	44,0	47	22	13	5	0	0
Eu145	5,93	893,7	100,0	38	14	6	4	0	0
Xe127	36,40	202,9	68,0	19	12	4	4	2	1
Te119	4,69	153,6	66,7	21	12	6	2	2	2
In111	2,83	171,3	90,3	26	17	10	5	2	2
Ag106	8,46	717,3	29,1	56	43	20	27	10	0
Rh105	1,48	318,9	19,2	32	12	10	11	5	5
Ag105	41,30	344,5	41,6	40	38	23	23	25	17
Ru103	39,20	497,1	89,5	41	36	23	13	7	3
Rh101	4,34	306,9	86,3	47	19	16	12	7	1
Mo99	2,75	140,5	90,7	31	23	14	10	9	2
Ru97	2,88	215,7	86,0	34	16	11	5	3	1
Zr95	64,00	756,7	54,5	21	20	15	9	0	0
Nb95	34,90	765,8	99,8	33	31	21	16	9	0
Zr89	3,27	909,2	99,0	33	14	11	4	0	0
Zr88	83,40	392,9	97,3	23	15	8	5	0	4
Y87	3,35	484,9	92,2	43	18	12	10	7	1
Sr85	64,80	514,0	99,3	45	30	20	10	6	4
Rb84	32,90	881,7	67,9	33	20	12	11	1	6
Rb83	86,20	529,7	30,2	44	30	14	5	0	0
Se75	120,00	265,0	59,2	21	9	9	3	0	0
As74	17,80	595,9	60,2	17	13	6	3	1	3
Sc48	1,82	983,5	100,0	11	6	3	2	0	0
Be7	53,30	477,6	10,4	531	463	270	157	81	40

Таблица 1а. Выходы ($Y/10^6$) изотопов висмута и сурьмы, а также число актов деления в свинцовых фольгах, полученное трековой методикой ($N_T/10^6$)

Bi206	6,24	803,1	98,9	82	65	40	19	12	5
Bi205	15,30	703,5	31,1	117	101	66	45	14	12
Bi204	0,47	899,2	98,5	10	7	4	3	1	1
Sb124	60,20	1691,0	47,1	2129	2297	2133	1912	1550	1319
SSNTD				1389	961	633	264	147	71

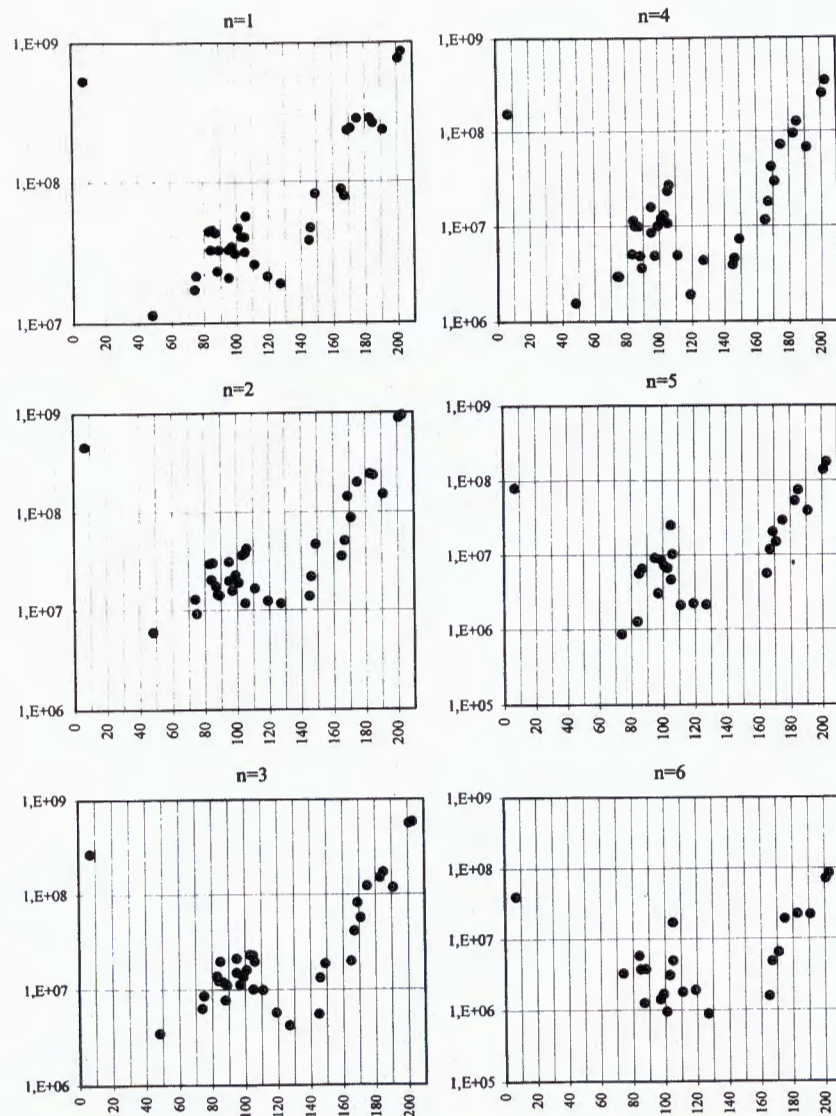


Рис.3. Кумулятивные выходы изобар в разных сечениях свинцовой мишени (n-номера положений свинцовых детекторов, показанных на рис. 1). По оси абсцисс отложено массовое число нуклидов, а по оси ординат-выходы нуклидов

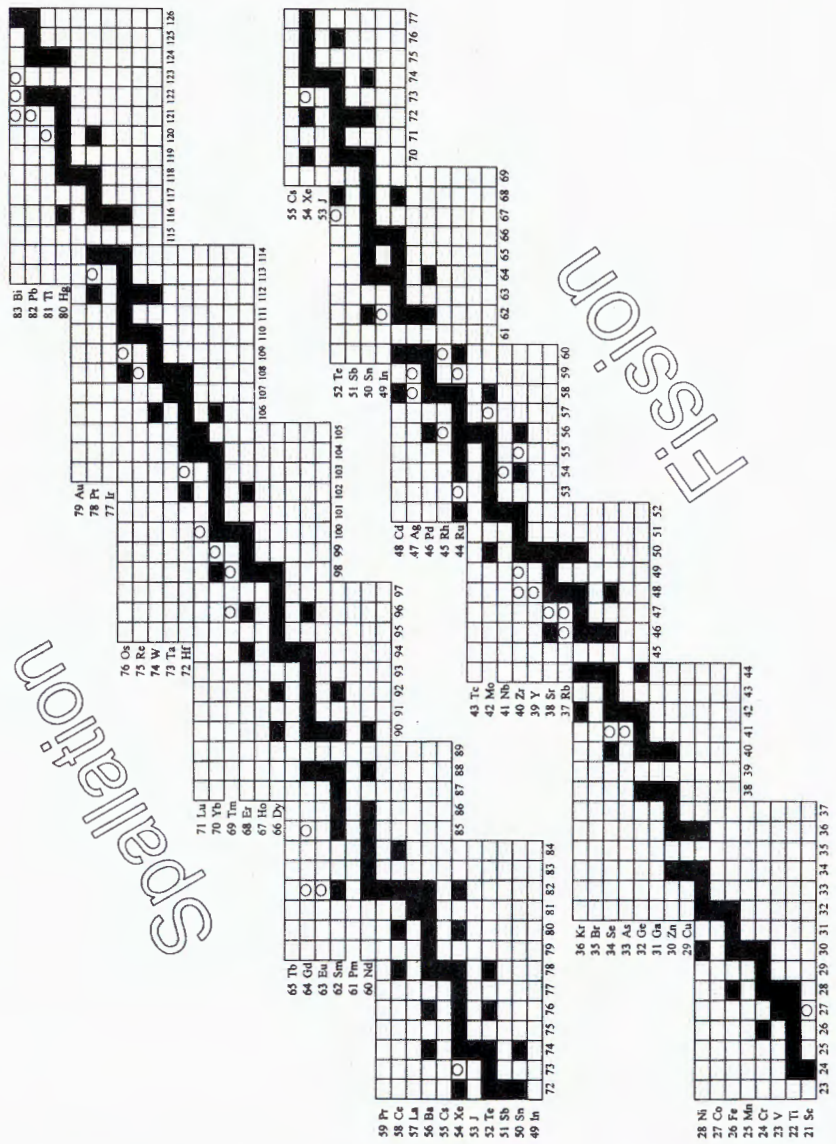


Рис. 4. Расположение на карте нуклидов радиоактивных фрагментов, приведенных в табл. 1, показано светлыми кружками. Черными прямоугольниками обозначены стабильные нуклиды. По оси абсцисс отложено число нейтронов, а по оси ординат - порядковые номера и названия элементов

Полученные значения $\epsilon_{sp}(n)$ приведены в табл. 2 и на рис.5а.

Таблица 2

N	S	H	$\epsilon_{sp}/10^9$, ГэВ
1	0,0204	4,7234	2,60
2	0,0274	3,3154	1,77
3	0,0303	2,5885	1,10
4	0,0321	2,0077	0,61
5	0,0323	1,6840	0,32
6	0,0367	0,4973	0,13

3.2.2. Полная потеря энергии пучка на дезинтеграцию ядер свинца с образованием нуклидов в этих изобарных цепочках во всей свинцовой мишени, имеющей длину 50 см:

$$E_{sp} = \int_0^{50} \epsilon_{sp}(Z) dZ \approx \frac{D}{d} \cdot \left[\frac{\epsilon_{sp}(1) + \epsilon_{sp}(6)}{2} + \sum_{n=2}^5 \epsilon_{sp}(n) \right] = 5,1 \times 10^{12} \text{ ГэВ},$$

где $D = 10$ см, толщина каждой из пяти секций свинцовой мишени, $d = 0,01$ см, толщина свинцовых фольг-детекторов.

Таким образом, энергозатраты на дезинтеграцию ядер свинца с образованием фрагментов в интервале атомных масс от $A = 140$ до $A = 207$ составляют около 4% от энергии пучка (флюенс пучка, равный $8,9 \times 10^{13}$ протонов, $\times 1,5 \text{ ГэВ} \approx 1,3 \times 10^{14} \text{ ГэВ}$).

3.3. Энерговыделение при делении Pb [11,12]. Под энерговыделением (ϵ_f) подразумевается произведение числа событий деления (N_f) и значения энергии деления (Q_f):

$$N_f^{act} = \Delta A_f \frac{\sum_{i=1}^{21} Y_i}{2 * 21},$$

где Y_i – изобарные выходы осколков деления,

$Q_f \approx 0,135 \text{ ГэВ}$ – кинетическая энергия осколков деления свинца.

В табл. 3 и на рис. 5б показано распределение энерговыделения за счет деления свинца $\epsilon_f(n)$ по глубине мишени. Отметим, что систематическая ошибка определения числа актов деления, найденного с помощью активационной и трековой методик (N_f^{act} и N_f^{tr}), составляет порядка 10 %.

Суммарная энергия деления ядер свинца, выделяющаяся в мишени за все время ее облучения протонным пучком при энергии 1,5 ГэВ, составляет

$$E_f = \int_0^{50} \epsilon_f(Z) dZ \approx \frac{D}{d} \cdot \left[\frac{\epsilon_f(1) + \epsilon_f(6)}{2} + \sum_{n=2}^5 \epsilon_f(n) \right] = 3,69 \times 10^{11} \text{ ГэВ}.$$

Эта величина в 360 раз меньше энергии, вносимой протонным пучком в мишень.

3.4. Треки осколков деления. В разделе 2 настоящей работы отмечено, что свинцовые фольги и трековые детекторы использовались для регистрации осколков деления. Эти де-

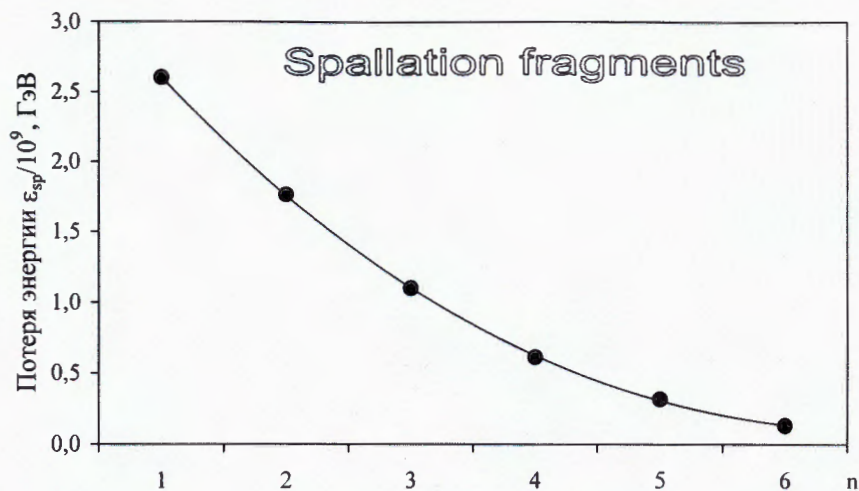


Рис. 5а. Энергозатраты на дезинтеграцию ядер свинца с образованием фрагментов в интервале атомных масс от A =140 до A=207

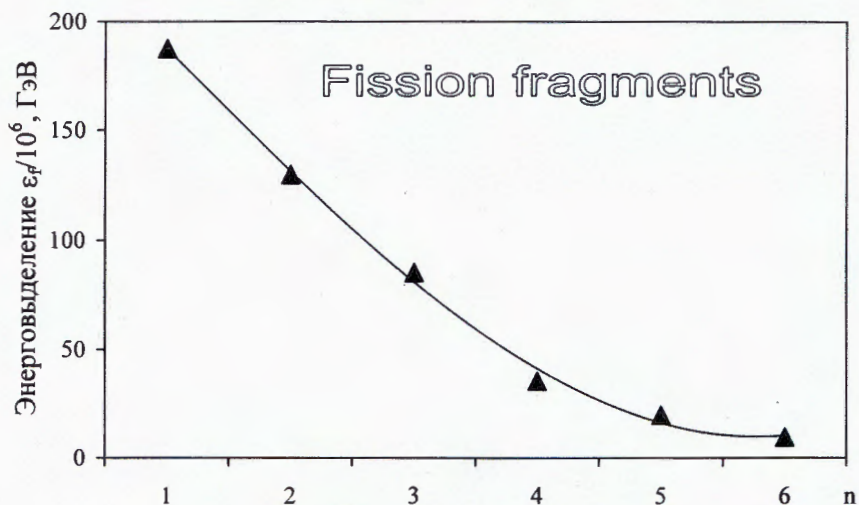


Рис. 5б. Энерговыделение при делении ядер свинца в фольгах

Примечание: На рис. 5а, б и 6 по оси абсцисс указаны номера положений фольг-детекторов. Линии на этих рисунках проведены методом наименьших квадратов.

тректоры были плотно прижаты друг к другу, чтобы все осколки, вылетевшие из свинцовой фольги, полностью зарегистрировались трековым детектором.

Таблица 3

n	$N_f^{act}/10^5$	$N_f^{tr}/10^5$	$\epsilon_f/10^7$, ГэВ
1	14,4	13,9	18,80
2	9,3	9,6	13,00
3	5,8	6,3	8,54
4	4,1	2,6	3,56
5	2,0	1,5	1,99
6	1,1	0,7	0,96

Измерения с помощью микроскопа и визуальная оценка размеров пятен, образуемых треками на всех лавсановых детекторах, показывают, что они имеют приблизительно одинаковые размеры. Это свидетельствует о малой расходимости частиц пучка, инициирующих деление ядер свинца.

Зная толщину эффективного слоя выхода осколков деления из свинца ($\Delta d \approx 0,005$ мм) при регистрации их лавсановым детектором (см. работы [13-15]) и эффективность их регистрации детектором, равную 0,90, получаем абсолютное число актов деления N_f^{tr} в полной толщине свинцовой фольги, которое приведено в табл. 3:

$$N_f^{tr} \approx (d / \Delta d) \times N_{tr}$$

где $d/\Delta d \approx 20$ – число эффективных слоев, укладываемых в этой фольге,

N_{tr} – число треков, зарегистрированных в лавсановом детекторе.

Из табл. 3 и рис. 6 видно, что числа событий деления в свинцовых фольгах, полученные активационными и трековыми детекторами, находятся в удовлетворительном согласии.

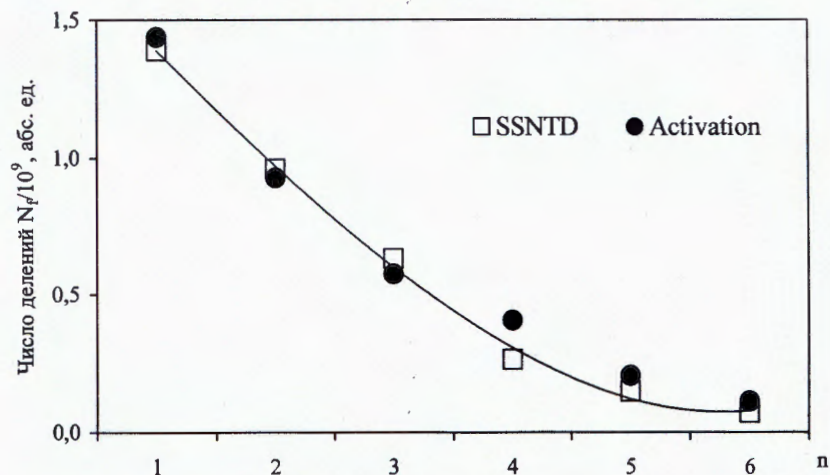


Рис. 6. Числа событий деления в свинцовых фольгах

3.5. Продольное распределение легких продуктов фрагментации ($A < 50$).

3.5.1. Нуклоны (нейтроны и протоны). В настоящей работе исследованы распределения выходов изотопов висмута ($A=204, 205$ и 206), образующихся в реакциях $^{nat}\text{Pb}(p, xn)$ при взаимодействии как первичных (пучковых), так и вторичных протонов с ядрами свинца (см. табл. 1а и рис. 7а). Эти распределения свидетельствуют о значительном затухании протонного компонента ливня по длине исследуемой мишени, что подтверждает правильность выбора длины нейтрон-генерирующей мишени, которая принята равной 50 см, для создаваемой по проекту «Энергия+Трансмутация» полномасштабной U/Pb-сборки [2,3,17].

Кроме того, в табл. 1а и на рис. 7б показано продольное распределение выхода реакции $^{123}\text{Sb}(n, \gamma)^{124}\text{Sb}$ ($\sigma_{th}=4,2$ барн, $I_{res} = 122,4$ барн). По данным рентгенофлуоресцентного анализа примесная концентрация изотопа ^{123}Sb в свинцовых фольгах составляла $\approx 2\%$. В отличие от реакции с поглощением протонов в свинце, распределение радиационного поглощения нейтронов в сурьме имеет медленный спад.

В наших сообщениях [1,3,17] были представлены результаты исследования поперечного распределения нейтронов в большой свинцовой мишени ($50 \times 50 \times 80$ см), облучаемой протонным пучком при энергии 1,5 ГэВ, с помощью активационно-томографического метода, в котором в качестве детекторов использовались золотые фольги.

3.5.2. Фрагменты промежуточной массы (ПМФ). Известно, что при взаимодействии релятивистских протонов и ядер с тяжелыми ядрами, кроме продуктов spallation process и деления, образуются легкие фрагменты ($A < 50$), выходы которых растут при уменьшении массового числа A в результате реакции мультифрагментации. Из-за особенностей активационной методики и ряда других причин оказалось невозможным оценить энергозатраты на мультифрагментацию. Укажем, например, что (1) легкие ядра имеют в основном короткие времена жизни, (2) инклюзивный характер измерений не позволяет определить энергии и массы фрагментов и (3) крайне мало данных о сечениях образования и множественностях фрагментов.

В табл. 1 и на рис. 3 из легких фрагментов показаны выходы только для ^7Be ($T_{1/2} = 53,3$ дня), имеющего достаточно большую величину, сравнимую с кумулятивными выходами нуклидов с массами A от 190 до 203 во всех шести фольгах, расположенных по глубине мишени.

3.6. Отметим, что полученные в описываемом эксперименте результаты по выходам остаточных нуклидов, которые образуются во взаимодействиях релятивистского протонного пучка с ядрами свинцовой электроядерной мишени (см. табл. 1. и рис. 3), вместе с известными сечениями поглощения нейтронов этими нуклидами, будут использованы для дальнейшего изучения особенностей процессов зашлаковывания и отравления электроядерного реактора при высоких потоках нейтронов [18].

4. Тепловыделение – электронный компонент энерговыделения

4.1. Источники тепловыделения. Взаимодействие высокоэнергетичных заряженных частиц с протяженной мишенью из тяжелого элемента приводит к сильной диссипации энергии пучка в результате возбуждения и ионизации атомов среды, возбуждения и фрагментации ядер, включая деление, а также рождения частиц как в ядерных реакциях, так и в радиоактивных распадах. Как показывают экспериментальные результаты, описанные в разделе 3, ядерная (адронная) составляющая этого сложного ливня в мишени служит источником корпускулярного излучения (например, нейтронов), проникающего в окружающую сре-

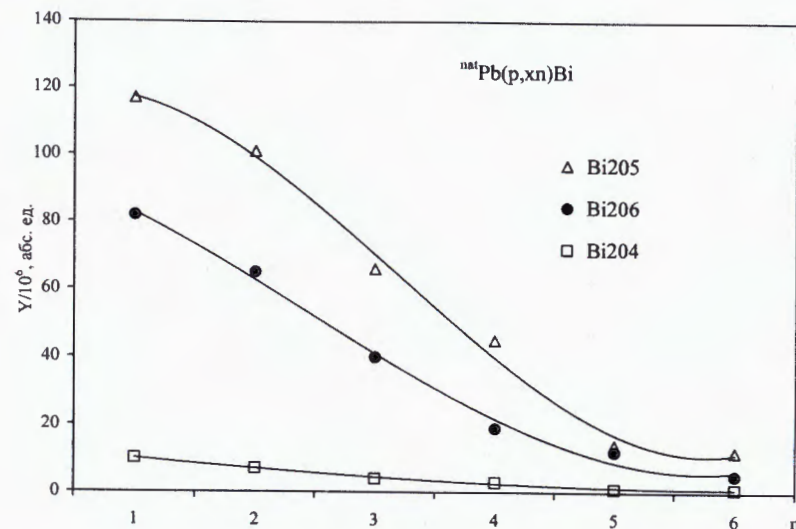


Рис. 7а. Выходы изотопов висмута Y в активационных свинцовых фольгах

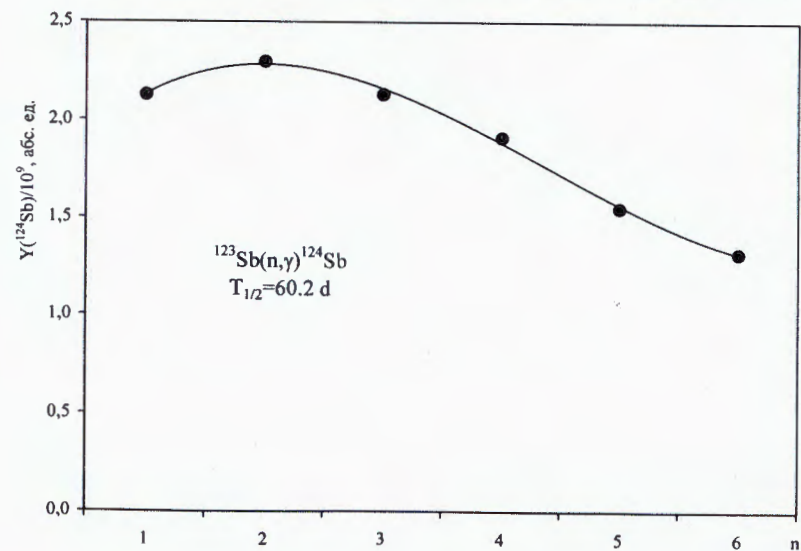


Рис. 7б. Выходы изотопа ^{124}Sb Y в активационных свинцовых фольгах с 2% примесью изотопа ^{123}Sb , размещенных в свинцовой мишени

ду (бланкет из делящихся веществ, образцы из радиоактивных отходов для изучения их трансмутации и технологические материалы, изделия и др.). В то же время атомная (электронная) составляющая энергии представляет собой источник тепловыделения в самой мишени.

Ниже перечислены основные физические процессы, за счет которых происходит нагрев протяженной свинцовой мишени при облучении ее релятивистскими ядерными пучками.

- Ионизационные потери энергии первичного пучка (протонов)

$$\Delta E(x_1, x_2) = \int_{x_1}^{x_2} e^{-x/\lambda} \left| \frac{dE}{dx} \right| dx,$$

где $\lambda = 1/\Sigma_{in}$ – ядерная длина поглощения,

Σ_{in} – макроскопическое сечение неупругого взаимодействия,

$\frac{dE}{dx}$ – тормозная способность вещества мишени, которая выражается известной формулой Бете–Блоха.

- Ионизационные потери энергии вторичных заряженных продуктов:
 - легких ядер (p, D, T, He и др.), образующихся в реакциях расщепления ядер мишени;
 - α - и β^\pm - частиц, испускаемых при распаде большого числа радиоактивных ядер с короткими и умеренными периодами полураспада;
 - осколков высокопорогового деления свинца протонами;
 - заряженных пионов (π^\pm), образующихся в неупругих (p+Pb)-взаимодействиях.
- Ионизационные потери энергии ядер отдачи при упругом и неупругом рассеянии быстрых нейтронов.

• Энергии гамма-квантов, испущенных в различных ядерных процессах, таких как возбуждение продуктов ядерных реакций, радиоактивный распад ядер, рассеяние нуклонов и пионов, распад нейтрального пиона на два гамма-кванта с энергией 67 МэВ каждый. Энергия этих гамма-квантов утилизируется через электронно-фотонные ливни и процессы фотоэффекта и комптоновского рассеяния, сечения которых, как известно, растут с увеличением атомного номера элемента. Этим обусловлено использование свинца в качестве защитного материала от сильнопроникающего гамма-излучения. В то же время свинец достаточно прозрачен для нейтронов, ибо наиболее распространенный изотоп ^{208}Pb имеет замкнутую нейтронную оболочку (N=126). Следовательно, электрически нейтральные продукты ядерных процессов (гамма-кванты и нейтроны) в разной степени участвуют в нагреве свинцовой мишени. Другие нейтральные продукты радиоактивного распада (электронные и мюонные нейтрино) фактически не дают вклада в тепловыделение.

Из вышесказанного видно, что источники тепловыделения в традиционных реакторах [14] и электроядерных системах имеют разный состав.

4.2. *Высокочувствительная термометрия.* Вследствие того, что в высокоэнергетических взаимодействиях «пучок+мишень» тепловыделение представляет собой весьма сложный процесс, инициируемый разными источниками, определение роли каждого из них является труднейшей задачей, тем более многие характеристики исследуемых процессов, такие как сечения ядерных реакций в области промежуточных и высоких энергий, до настоящего времени изучены мало. По этой причине измерялось лишь суммарное тепловыделение как во всей мишени, так и в ее отдельных частях (секциях).

Раздельное измерение тепловыделения в мишени и бланкете U/Pb-сборки связано с коэффициентом усиления мощности. Для моделирования этой важной проблемы описывае-

мый эксперимент выполнялся на ускорителе с пучком малой интенсивности. Именно этим обусловлена необходимость применения высокочувствительных термометрических методик, например, на основе платиновых термометров сопротивления, которые являются образцовыми приборами при измерении температуры в диапазоне 13,8+903,9 К по Международной практической температурной шкале МПТШ-68 [19].

Одной из целей данного эксперимента была разработка и применение теплофизической методики на основе платиновых термометров сопротивления для определения нагрева протяженной мишени. Эти термометрические датчики размещались по оси мишени на расстояниях 4,5 и 15 см от входа пучка (см. рис. 1 и 8а). Платиновые термометры сопротивления представляют собой металлическую проволоку, намотанную (или напыленную) на жесткий электроизолирующий материал.

На рис. 8б показаны термограммы, которые иллюстрируют мгновенную реакцию термометрических датчиков на изменения режима подачи пучка на свинцовую мишень, что позволяет измерять скорости нагрева и охлаждения мишени за счет циклического характера интенсивности пучка. Этот методический эксперимент показал, что с помощью платиновых термометров сопротивления достигается высокая точность измерения температуры в свинцовой мишени (до 2-3 мК) и что такие термометры могут быть использованы в автоматизированной системе измерения тепловыделения в бланкете U/Pb-сборки. Предполагается, что в целях оптимизации подобные исследования будут проводиться в разных вариантах композиционного состава электроядерной системы: мишень + бланкет.

В нашей работе [17] приведены результаты использования теплофизической методики на основе малоинерционных микротермопар для исследования пространственно-временного распределения температурных полей и уровня энерговыделения в свинцовой мишени (50×50×80 см).

Эти две методики – платиновые терморезисторы и малоинерционные микротермопары – будут применяться (в ряду других) для изучения теплофизических процессов в полномасштабной U/Pb-сборке экспериментальной установки «Энергия + Трансмутация» [1,2].

5. Заключение

В настоящей работе с помощью анализа пространственного и массового распределения выходов ядерных фрагментов, образующихся в реакциях расщепления и деления ядер свинца, изучено расходование энергии релятивистского протонного пучка на (1) дезинтеграцию ядер и (2) энерговыделение при делении ядер в протяженной свинцовой мишени.

Расход энергии на дезинтеграцию ядер состоит только из разностей энергий связи ядер мишеней и образовавшихся фрагментов. А кинетическая энергия фрагментов и энергия их возбуждения могут быть измерены с помощью термометрических методов вместе с другими видами тепловыделения, включая энергию осколков деления. Именно для этих целей разрабатывается высокочувствительный метод на основе терморезисторов.

Что касается высокопорогового деления ядер свинца, то энергия этой экзотермической реакции измерена в настоящей работе двумя независимыми методами и совпадение полученных результатов показывает их высокую достоверность. Энергия деления ядер в протяженной свинцовой мишени (диаметр 10 см и длина 50 см), при облучении ее протонами с энергией 1,5 ГэВ составляет лишь 0,3% от энергии, вносимой пучком в мишень.

Авторы выражают глубокую благодарность академику А.М.Балдину за поддержку исследований по электроядерной тематике, а также А.И.Малахову, В.Н.Пеневу, И.А.Шелаеву, Ю.С.Анисимову и П.И.Зарубину за содействие в подготовке и проведении экспериментов на пучках синхрофазотрона.

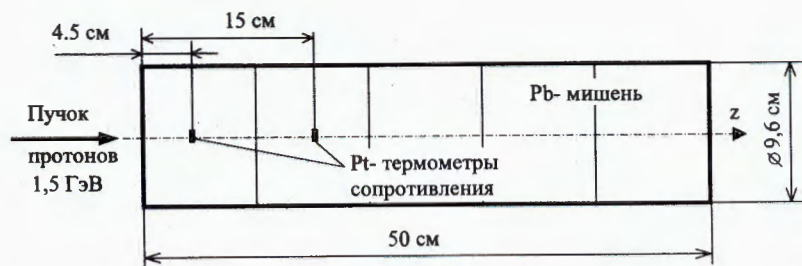


Рис. 8а. Схема размещения платиновых термометров сопротивления в секционированной нейтрон - генерирующей свинцовой мишени (см. рис. 1), являющейся центральной частью U/Pb - сборки (эксперимент-июнь 1998 г.)

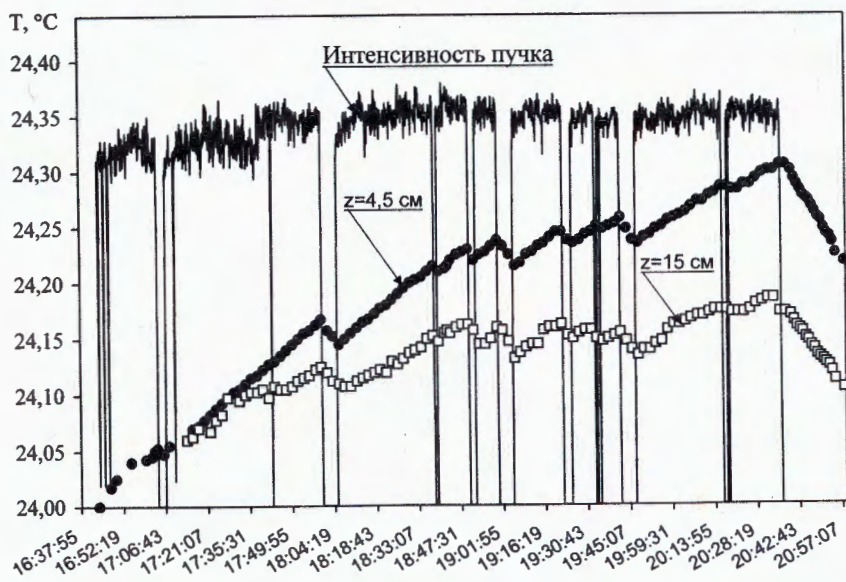


Рис. 8б. Термограммы разогрева свинцовой мишени, облучаемой пучком протонов с энергией 1,5 ГэВ синхрофазотрона. Измерения температуры проводились с помощью платиновых термометров сопротивления. По оси абсцисс отложено астрономическое время проведения облучения этой мишени, а по оси ординат - ее температура

Персонал инженерно-технических служб Лаборатории высоких энергий ОИЯИ под руководством А.Д.Коваленко авторы благодарят за обеспечение работы синхрофазотрона при облучении свинцовой мишени. Авторы выражают признательность В.М.Дробину за содействие в подготовке термометрических измерений.

Авторы благодарят участников Объединенного научного семинара Лаборатории высоких энергий и Лаборатории физики частиц ОИЯИ (руководитель семинара В.А.Никитин) за конструктивное обсуждение результатов данного эксперимента.

Настоящая работа выполнена при поддержке целевых грантов, выделенных на исследования по электроядерной тематике Полномочными Представителями Монголии и Польши в ОИЯИ, и также целевого гранта дирекции Института на обеспечение работы ускорительных и реакторных установок Объединенного института ядерных исследований.

Литература

1. М.И.Кривоустов, Д.Чултэм. Об экспериментах по электроядерной технологии и трансмутации радиоактивных отходов атомной энергетики на пучках синхрофазотрона. "Новости ОИЯИ", 1998, 3 (ноябрь), 27, Дубна.
2. M.I.Krivopustov et al. Project «Energy + Transmutation»: Complex Investigation of Physical Aspects of Accelerator Driven Power Generation and Nuclear Radioactive Wastes Transmutation Using JINR (Dubna) Synchrophasotron/Nuclotron Beams. Abstracts for 3rd Int. conf. ADTTA-99, p. 55.
3. Ts.Tumendelger et al. Activation and Track Tomography and Calorimetry of Target for U/Pb-Assembly at Energy of Proton 1.5 GeV. Abstracts for 3rd Int. conf. ADTTA-99, p. 130.
4. D.Chultem et al. Investigation of Temperature and Neutron Fields in Lead Medium During the Interaction with Relativistic Protons. Abstracts for 3rd Int. conf. ADTTA-99, p. 130.
5. W.Rubinson. Equations of Radioactive Transformation in a Neutron Flux. J.Chem.Phys., 1949, 17, 542.
6. Ц. Дамдинсүрэн, П.Козьма, Б.Тумэндэмбэрэл, Р.Хоролжав, Д.Чултэм. Определение выходов нуклидов, образующихся во взаимодействии ядер с ядрами. Сообщение ОИЯИ P1-88-135, Дубна, 1988.
7. С.Дамдинсүрэн, В.И.Илюшенко, Р.Козьма, Д.Чултэм. Yields of Radionuclides Formed in the Interaction of 3,65A GeV ¹²C- Ions and Protons with ²⁰⁸Pb. JINR Communication E1- 89- 481, Dubna, 1989.
8. J.Hufner. Heavy Fragments Produced in Proton-Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions at Relativistic Energies. Physics Reports, 1985, 125 №4, 129.
9. С.К.Лynch. Nuclear Fragmentation in Proton and Heavy-Ion-Included Reactions. NPS, 1987, 37, 493.
10. T.Nishida, Y.Nakahara. Analysis of Produced Nuclei and Emitted Neutrons in Nuclear Spallation Reactions. Kerntechnik (1987), 50 №3, 193.
11. T.Nishida, Y.Nakahara. Mass Formula Dependence of Calculated Spallation Reaction Product Distributions. Kerntechnik (1990), 55 №3, 147.
12. R.Vandenbosch, J.R.Huizenga. Nuclear Fission. Academic Press, N-Y.London, 1973.
13. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, В.П.Перельгин. Регистрация и спектрометрия осколков деления. Москва, Энергоатомиздат, 1992.
14. Х.Абдуллаев, А.Капусцик, О.Отгонсүрэн, В.П.Перельгин, Д.Чултэм. Определение концентрации делящихся веществ в твердых телах. ПТЭ, 1968, №2, 73.
15. Е.С.Глушков, В.Е.Демин, Н.Н.Пономарев-Степной, А.А.Хрулев. Тепловыделение в ядерном реакторе. Энергоатомиздат, Москва, 1985.
16. J.F.Ziegler. Handbook of Stopping Cross Sections for Energetic Ions in All Elements. Pergamon, New York, 1980.
17. L.C.Northcliffe, R.F.Schilling. Nuclear Data Tables. (1970), A7, 233.
18. Р.Брандт, ...,М.И.Кривоустов, ..., Ц.Тумэндэлгэр, ..., Д.Чултэм и др. Исследование температурно и нейтронного полей в свинцовой среде при взаимодействии релятивистских протонов. Препринт ОИЯИ, P1-99-117, Дубна, 1999 (направлено в "Kerntechnik").
19. Б.Тумэндэмбэрэл, Д.Чултэм. Проблемы зашлаковывания и отравления электроядерного реактора. Краткие сообщения ОИЯИ 1(75)-96, Дубна, 1996.
20. Preston-Thomas H. Metrology. 1976, 12, 7.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 сентября 1999 года.