

С 349а + С 345с

К-636

21/vii 65 ✓

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2231



М.М. Комочков, В.Н. Лебедев

ОЦЕНКА УРОВНЕЙ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ВБЛИЗИ СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ НА 10 ГЭВ

P-2231

2461/1. чр.

М.М. Комочков, В.Н. Лебедев

ОЦЕНКА УРОВНЕЙ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ВБЛИЗИ СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ НА 10 ГЭВ

Объединенный институт  
ядерной энергии  
БИБЛИОТЕКА

В настоящее время пока еще отсутствуют достаточно строго обоснованные методы расчета поля излучения вблизи ускорителей протонов с энергией выше 1 Гэв. Такое положение является следствием двух причин. Первая причина – отсутствие достаточного количества необходимых экспериментальных данных. Вторая определяется тем фактом, что уровни излучения обусловлены действием большого числа факторов, которые трудно или невозможно учесть при расчетах. В результате оценка толщины защиты для вновь строящихся ускорителей высокой энергии производится сугубо приближенно, на основе не проверенных на практике допущений, что в конечном счете ведет к неоправданной затрате средств как в случае завышения толщины защиты, так и в случае ее занижения, когда впоследствии требуется создание дополнительной защиты. В такой ситуации любая дополнительная информация может оказаться полезной. В данной работе предпринята попытка вычислить величину дозы, обусловленной основными компонентами излучения, на основе простейшей модели распространения излучения вблизи синхрофазотрона на 10 Гэв с учетом конфигурации основных элементов его конструкции.

### 1. Конструктивные особенности синхрофазотрона и его защиты

Синхрофазотрон является протонным синхротроном со слабой фокусировкой. Максимальная энергия ускоренных протонов – 10 Гэв. Протоны предварительно ускоряются в линейном ускорителе до энергии ~ 8 Мэв, а затем вводятся в вакуумную камеру синхрофазотрона. Вакуумная камера имеет апертуру  $2 \times 0,36 \text{ м}^2$  при общей длине 208 м. Боковые стенки камеры двойные: внутренние выполнены из нержавеющей стали толщиной 5 мм, внешние – из дюралюминия. Камера расположена между полюсами кольцевого магнита, состоящего из четырех квадрантов. Квадранты разделены восьмиметровыми прямолинейными промежутками и состоят из 48 парных секций, как это изображено на рисунке. С обеих сторон каждой секции имеются окна, предназначенные для размещения в них приводов пневматических мишеней, линий вакуумных насосов и т.д.

Толщина ярма магнита 1,67 м с внутренней стороны кольца и 1,48 м - с внешней стороны. Более подробную характеристику и описание синхрофазотрона читатель может найти в работе /1/.

При проектировании синхрофазотрона предполагалось, что функции основной защиты будет нести ярмо магнита. По этой причине и в связи с тем, что проектный ток пучка протонов должен был составлять  $10^8-10^9$  протонов  $\cdot$ сек $^{-1}$ , основные стены здания ускорителя были выполнены из кирпича толщиной 0,8 м и с большим количеством оконных проемов. Для размещения физической аппаратуры и персонала имеются два павильона (18,20 на рис. 1). Один из них (18) отделен от главного зала монолитной стеной из обычного бетона толщиной 8 м. Второй\*павильон (20) отделен двумя бетонными стенами общей толщиной в плоскости орбиты протонного пучка около 4 м. Лабораторные помещения размещены в покоем этаже за павильонами на 1-2 метра ниже плоскости орбиты. Верхние перекрытия этих помещений выполнены из монолитного бетона толщиной 1 м. Более детальное описание конструкции защитных стен и здания в целом можно найти в работе /2/.

В настоящее время синхрофазотрон работает при интенсивности внутреннего пучка более  $1 \cdot 10^{11}$  протонов-цикл $^{-1}$  и частоте повторения 6,6 цикла в минуту.

## 2. Основные предпосылки для расчета уровней радиации вблизи синхрофазотрона

Основными источниками излучений являются стенки вакуумной камеры, на которые оседают вышедшие из ускорения протоны, и мишени внутри камеры синхрофазотрона. Можно выделить три основных участка ускорителя, через которые проникает излучение от источников: прямолинейные промежутки, "окна" в ярме магнита и щели между секциями квадранта магнита, а также само ярмо магнита.

Основным выражением для расчета плотности потока нейтронов высоких энергий  $\Phi^B$  ( $E_N \approx 20$  Мэв) в некоторой точке А от всех возможных мишеней в том числе и от стенок камеры ускорителя будет

$$\Phi^B = f \sum_j \frac{i_j g_j(\theta)}{r_j^2} e^{-\frac{x_j}{\lambda}} \quad (1)$$

Здесь  $i_j$  - поток ускоренных протонов в импульсе, падающих на  $j$ -ую мишень,  $f$  - частота импульсов;  $g_j(\theta)$  - поток нейтронов с энергией, больше 20 Мэв, под углом  $\theta$  к пучку протонов в телесном угле 1 стер на один протон от  $j$ -ой мишени;

$r_j$  - расстояние от мишени до точки А;  $x_j$  - толщина защиты в направлении  $\vec{r}_j$ ;  $\lambda$  - длина ослабления потока нейтронов с энергиями более 20 Мэв.

Плотность потока быстрых нейтронов  $\Phi^6$  с энергиями от 0,1 до 20 Мэв, вылетающих из мишени, толщина которой равна длине неупругого взаимодействия протонов с ядрами, будем определять с помощью формулы:

$$\Phi = \frac{f \cdot i \cdot k}{4\pi r^2}, \quad (2)$$

где  $k$  - среднее число быстрых нейтронов, образующихся при одном неупругом соударении протонов с ядрами элементов, входящих в состав мишени. На основании данных работы<sup>/3/</sup> величину "к" выбираем равной  $\sim 10$  для меди и железа. При установлении формулы (2) считали, что снижение выхода быстрых нейтронов за счет ослабления потока первичных протонов в мишени компенсируется образованием быстрых нейтронов вторичными частицами высоких энергий<sup>/4/</sup>.

Расчет будем проводить при следующих допущениях:

1. Поток протонов, рассеянных мишенью или выведенных из пучка вследствие потерь при ускорении, при рассеянии на газе или по другим причинам равномерно оседает на стенки вакуумной камеры ускорителя. При тонкой внутренней мишени почти весь поток ускоренных протонов рассеивается в вакуумной камере. В этом случае  $i_j = \frac{I}{L} \Delta L_j$ , где  $I$  - полный поток протонов в импульсе, а  $L$  - длина вакуумной камеры.

2. Толщину всех мишеней, в том числе и эффективную толщину стенок камеры вдоль направления движения падающих на стенку камеры протонов, примем равной длине неупругого взаимодействия протонов с ядрами ( $\sim 100$  г/см<sup>2</sup>). Это близко к реальным условиям и позволяет воспользоваться данным о величинах  $g(\theta)$ , оцененных Мойером<sup>/3/</sup> для энергий протонов 6,3 Гэв.

3. Выход каскадных нейтронов из мишени, на которую падают протоны с энергией 10 Гэв -  $g_{10}(\theta)$ , на основании работ<sup>/3,5/</sup> можно определить с помощью следующего соотношения:

$$g_{10}(\theta) \approx 1,5 g_{6,3}(\theta), \quad (3)$$

где  $g_{6,3}(\theta)$  - поток нейтронов с энергией более 150 Мэв при взаимодействии с мишенью протона с энергией 6,3 Гэв,  $g_{10}(\theta)$  - поток нейтронов с энергией более 20 Мэв при взаимодействии с мишенью протона с энергией 10 Гэв.

4. Длина ослабления потока нейтронов от мишени не зависит от угла  $\theta$  и составляет для нейтронов с энергиями более 20 Мэв величины равные: для обычного бетона ( $\rho = 2350 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$ ) -  $1430 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-2/8/}$ ; для тяжелого бетона ( $\rho = 3850 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$ ) -  $1800 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-2/7/}$ ; для железа -  $1800 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-2/8,7/}$ .

5. Отношение потока быстрых нейтронов с энергиями от 0,1 до 20 Мэв  $\Phi^6$  к потоку нейтронов с энергиями более 20 Мэв за защитой находится с помощью следующего соотношения:

$$\frac{\Phi^6}{\Phi^B} = \frac{\sigma_{\text{нУ}} k_3}{\sigma_{\text{выв}}^6 - \sigma_{\text{выв}}^B} \quad (4)$$

Здесь  $\sigma_{\text{нУ}}$  - сечение неупругого взаимодействия нейтронов высоких энергий ( $>100 \text{ Мэв}$ ) (в обзоре /8/ показано, что  $\sigma_{\text{нУ}}$  удовлетворяет эмпирическому соотношению:  $\sigma_{\text{нУ}} = 32 A^{3/4} \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ ),  $\sigma_{\text{выв}}^6$  и  $\sigma_{\text{выв}}^B$  - сечения выведения быстрых нейтронов и нейтронов высоких энергий соответственно;  $k_3$  - среднее число быстрых нейтронов, образующихся при одном неупругом соударении нейтронов высоких энергий с ядрами элементов защиты. Данные о величинах  $k_3$  также имеются в обзоре /8/. Выражение (4) легко может быть получено из условия экспоненциального закона ослабления нейтронов в защите. Для легких веществ (например, обычный бетон) величина  $\Phi^6/\Phi^B$  равна приблизительно 0,4, а для средних элементов (например, железо) это отношение составляет  $\sim 0,7$ . При оценке величины  $k_3$  предполагалось, что средняя энергия нейтронов высоких энергий равна нескольким сотням Мэв.

6. Поток нейтронов с энергией от 1 эв до 1,5 Мэв -  $\Phi^{\text{II}}$ , выходящих из толстой бетонной защиты, приблизительно в 3 раза превосходит поток нейтронов высоких энергий  $E > 20$ , прошедших защиту. Поток нейтронов  $\Phi^{\text{II}}$ , выходящих из железной защиты, может превышать поток нейтронов высоких энергий почти в 400 раз. Это происходит в результате накопления нейтронов промежуточных энергий, длина ослабления потока которых в железе больше, чем длина ослабления потока нейтронов высоких энергий. Для нейтронов промежуточных энергий, выходящих из защиты в направлении, обратном направлению пучка нейтронов высоких энергий, справедливо приблизительно следующее соотношение  $\Phi^{\text{II}}/\Phi^B = 0,6$  для бетона и  $\Phi^{\text{II}}/\Phi^B = 3,8$  для железа. Спектр промежуточных нейтронов, выходящих из защиты, может быть приближенно описан выражением  $1/E$ . Эти данные были получены при решении уравнения переноса в возрастном приближении.

7. Дозу излучения, обусловленную известным потоком нейтронов, вычисляли (с учетом предполагаемого спектра) исходя из следующих значений дозы на единичный поток нейтронов разной энергии:

0,1 мкбэр.нейтр<sup>-1</sup>см<sup>2</sup> ( E > 20 Мэв),

0,041 мкбэр.нейтр<sup>-1</sup>см<sup>2</sup> (20 Мэв > E > 0,1 Мэв),

0,0053 мкбэр.нейтр<sup>-1</sup>см<sup>2</sup> (1,5 Мэв > E > 1 эв),

0,0018 мкбэр.нейтр<sup>-1</sup>см<sup>2</sup> (0,1 Мэв > E > 1 эв).

Обоснованность принятых величин обсуждается в работе<sup>/5/</sup>. Указанные значения практически совпадают с рекомендуемыми в<sup>/9/</sup> величинами.

8. Доза гамма-излучения составляет 15% дозы, обусловленной нейтронами с энергией более 0,1 Мэв.

9. Вклад мезонов и тепловых нейтронов в полную биологическую дозу пренебрежимо мал.

Расчет плотности потоков быстрых нейтронов на больших расстояниях от синхрофазотрона проводили по методу, предложенному Линденбаумом<sup>/7/</sup>, и с помощью следующей эмпирической формулы, предложенной Томасом<sup>/10/</sup>:

$$\Phi = \frac{Q}{4\pi r^2} a \left( 1 - e^{-\frac{r}{\lambda_1}} \right) e^{-\frac{r}{\lambda_2}}, \quad (5)$$

где  $\lambda_1 = 58$  м;  $\lambda_2 = 267$  м;  $a = 2,8$ ;  $Q$  - полный поток нейтронов с энергией более 0,1 Мэв, вышедший за пределы ядра синхрофазотрона;  $r$  - расстояние от центра зала ускорителя до рассматриваемой точки.

### 3. Результаты расчета. Сравнение с экспериментом

Результаты расчета уровней излучений вблизи синхрофазотрона представлены в таблице 1, в которой для сравнения даны также экспериментальные данные. Номера точек, к которым относятся данные расчета и измерений, обозначены на рисунке. Нейтроны и протоны высоких энергий регистрировали по наведенной в углероде радиоактивности ( $E_n \geq 20$  Мэв); быстрые, промежуточные и тепловые нейтроны регистрировали с помощью счетчика BF<sub>3</sub> в парафиновых экранах - замедлителях различной толщины, гамма-излучение - с помощью воздушных ионизационных камер и рентгеновских пленок. Все экспериментальные данные заимствованы из работ<sup>/5,11/</sup>. Рассчитанные и измеренные величины уровней радиации приведены к току протонов, равному  $10^{10}$ , при положении мишени 21 внутри квадранта перед прямолинейной секцией, отмеченной на рисунке цифрой 6. Сравнение измеренных и рассчитанных уровней излучений показывает, что хотя по суммарной дозе и наблюдается хорошее согласие данных, однако, по отдельным компонентам радиации расхождение между экспериментом и расче-

том может быть значительным (2-2,5 раза). Это расхождение обусловлено чрезвычай-но сложным пространственным распределением источников и поглотителей, учесть кото-рое в расчетах очень трудно.

В таблице 2 проведено сравнение рассчитанных и измеренных величины потоков нейтронов на сравнительно больших расстояниях от центра синхрофазотрона. Полный поток нейтронов с энергиями больше 1,5 Мэв - Q (см. формулу 2) складывается из потока нейтронов от прямолинейных промежутков, равного  $2,8 \cdot 10^{10}$  нейтр.  $10^{-10}$  протон, и потока нейтронов, выходящих из "окон" в ярме магнита, равного  $0,18 \cdot 10^{10}$  нейтр.  $10^{-10}$  протон. Сравнение данных таблицы 2 показывает, что эмпирическая формула (2) хуже выражает зависимость потока нейтронов от расстояния, чем выражение, выведенное Линден-баумом<sup>17/</sup>. Заметная разница в абсолютных величинах потоков нейтронов, приведенных в /11/ и полученных расчетным путем, обусловлена тем обстоятельством, что не уч-ли при расчете, с одной стороны, вклада в поток нейтронов с энергиями менее 0,1 Мэв, а с другой - ослабления потока стенами здания.

Таблица 1

Уровни излучений вблизи синхрофазотрона на 10 Гэв

№ то-чек на рис. 1	Плотность потока частиц, част./см <sup>2</sup> 10 <sup>10</sup> прот		Доза гамма-излучения, мкр/10 <sup>10</sup> прот.		Суммарная доза, мкбэр 10 <sup>-10</sup> прот.	
	нейтроны: E > 20 мэв	нейтроны: E > 0,1 мэв	нейтроны: промежут.	нейтроны: "окна"	измерено	расчет
22	1640	1300	1900	-	31	220
23	700	630	700	960	13,6	94
24	130	120	210	630	3,1	30
25	140	120	210	840	3,1	24
26	170	120	210	520	3,1	24
27	160	120	210	380	3,1	27
28	100	120	210	760	3,1	21
29	1150	670	1650	2300	19,0	185
30	700	670	1500	3250	19,0	155
31	85	90	400	730	3,4	19,2
32	950	900	750	1120	16,4	130
33	20	20	9	23	0,3	2,9
34	140	150	150	250	3,2	20
35	30	55xx	16	32	1,1	3,7
36	-	18	3,5	9	0,3	1,4
37	42	35	58	122	~ 1	7
38	12	16	11	25	~ 0,5	8,7
39	364	300	820	-	~ 0,5	4,3
40	127	60	160	-	9,5	~ 76
			230	-	1,9	~ 26

x при расчете учитывали ослабление потока быстрых нейтронов кирпичной стеной ( $\lambda_g = 2,4$  см)  
 xx при расчете не учитывали ослабление потока нейтронов в магнитных линзах.



Таблица 2

Плотность потока нейтронов на больших расстояниях от синхрофазотрона

Расстояние от геометрического центра зала синхрофазотрона, метр	123	185	255	314	384	485
Плотность потока быстрых и промежуточных нейтронов ( $10^4 < E < 20 \text{ МэВ}$ )	14,2	7,5	2,82	1,84	1,28	0,82
Расчет по формуле (5)	24,0	8,70	4,15	2,10	1,13	0,52
Расчет по методу Линденбаума [6]	27,0	13,0	7,45	4,40	2,75	1,52
Сравнение результатов:	$\phi_1/\phi_2$	1,7	1,2	1,5	0,9	0,6
	$\phi_3/\phi_1$	1,90	1,73	2,6	2,4	1,85

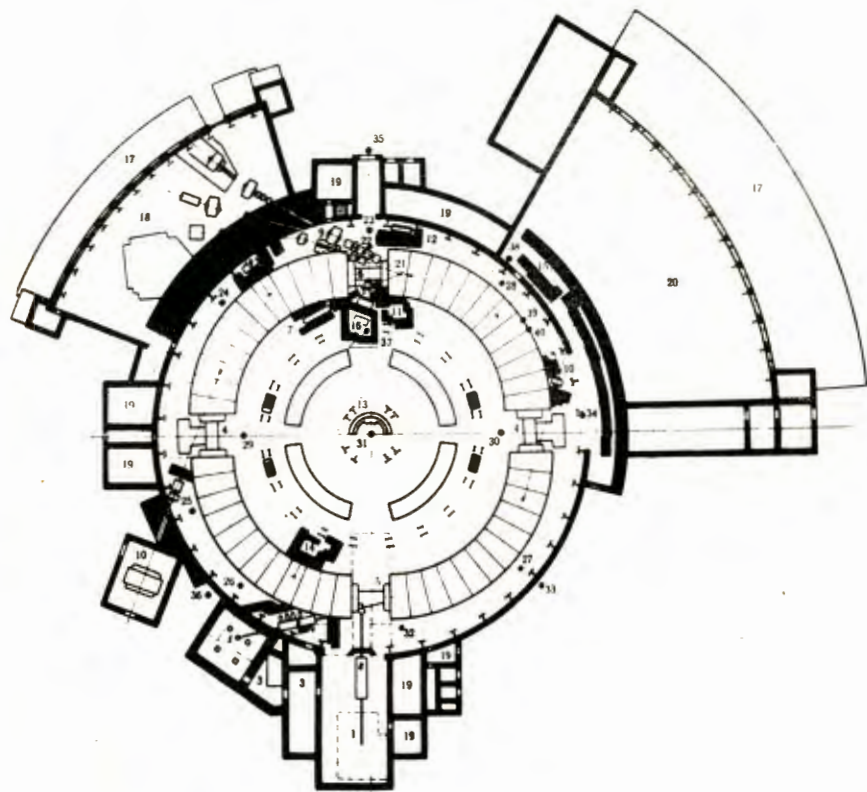


Рис. 1. План здания синхрофазотрона и размещение местной защиты (толщина зачерненных участков пропорциональна толщине защиты).

1 - помещение форнижектора на 570 кэв, 2 - линейный ускоритель на 8 Мэв, 3 - пульт управления ЛУ, 4 - ускоряющие прямолинейные промежутки, 5 - вводной прямолинейный промежуток, 6 - выводной прямолинейный промежуток, 7 - канал положительных К-мезонов, 8 - канал медленных К-мезонов, 9 - каналы отрицательных  $\pi$ -мезонов, 10 - каналы нейтральных частиц, 11 - бетонный домик, 12 - канал медленных К-мезонов, 13 - вспомогательный пульт управления, 14 - канал положительных К-мезонов, 15 - канал нейтральных К-мезонов, 16 - канал положительных  $\pi$ -мезонов, 17 - лабораторные помещения в покоем этаже, 18 - физический павильон, 19 - вспомогательные помещения, 20 - физический павильон, 21 - рабочие мишени, при которых производились измерения, 22-40 - точки измерения.

## Л и т е р а т у р а

1. В.И. Векслер и др. Атомная энергия, 4, 22 (1956).
2. А.Н. Комаровский. Строительные конструкции ускорителей. Атомиздат, Москва (1958).
3. B.I. Moyer. Method of calculation of the Shielding enclosure for the Berkely Bevatron. Premier Colloque International sur la Protection Aupres des Grands Accelérateurs. , Presses Universitaires de France, 108 Bd St Germain, Paris (1962).
4. I. A. Geibel and I. Ranet. Nucl. Instr. and Methods, 32, 65-69 (1965).
5. Л.С. Золин, В.Н. Лебедев, М.И. Салацкая. Препринт ОИЯИ 2251 , Дубна, 1965.
6. М.М. Комочков, Б.С. Сычев. Атомная энергия 15, вып. 4, 325 (1963).
7. S.J. Lindenbaum. App. Rev. of Nuclear Science, 11, 213 (1961).
8. М.М. Комочков. Препринт ОИЯИ Р-1349, Дубна (1963).
9. Санитарные правила работы с радиоактивными веществами и источниками концентрирующихся излучений № 333-80, Госатомиздат, М, (1960).
10. R.N. Thomas. Berkeley California, частное сообщение.
11. В.Н. Лебедев, Л.С. Золин, М.И. Салацкая. Препринт ОИЯИ Р-2177, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 июня 1965 г.