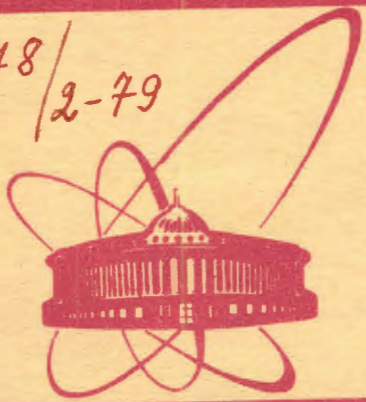


4478/2-79



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

С34501
3-177

5/11-79

16 - 12264

Л.Н.Зайцев, В.П.Зорин, С.А.Новиков, В.П.Сидорин,
В.В.Фролов, В.Б.Хвостов

ИССЛЕДОВАНИЕ
ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
В ЭЛЕМЕНТАХ СТРУКТУРЫ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ
(МАКЕТНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ)

Часть II. Характеристики поля излучения
при взаимодействии протонов с тонкой мишенью

1979

16 - 12264

Л.Н.Зайцев,* В.П.Зорин, С.А.Новиков, В.П.Сидорин,*
В.В.Фролов,* В.Б.Хвостов *

ИССЛЕДОВАНИЕ
ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
В ЭЛЕМЕНТАХ СТРУКТУРЫ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ
(МАКЕТНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ)

Часть II. Характеристики поля излучения
при взаимодействии протонов с тонкой мишенью



* Московский инженерно-физический институт.

Зайцев Л.Н. и др.

16 - 12264

Исследование пространственно-энергетического распределения излучения в элементах структуры высокоэнергетических ускорителей /макетный эксперимент/. Часть II. Характеристики поля излучения при взаимодействии протонов с тонкой мишенью

С целью получения экспериментальной информации о характеристиках поля излучения, возникающего на ионопроводе при взаимодействии протонного пучка с энергией 7,5 ГэВ с тонкой мишенью, используется экспериментальная установка, имитирующая дипольный магнит ускорителя.

Описана методика определения дозного поля и компонентного состава излучения, основанная на локальной оценке адронных спектров методом Монте-Карло. Выполнено сравнение результатов расчета с литературными данными. Измерены распределения флюенса частиц и поглощенной дозы. Измерения выполнены активационными детекторами, термолуминесцентными дозиметрами и ионизационными камерами. Сравнение результатов расчета и измерений позволяет использовать расчетную методику для прогнозирования полей излучения в ускорительных структурах.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Zaitsev L.N. et al.

16 - 12264

Investigation of Space-Energy Distribution of Radiation in Structure Elements of High-Energy Accelerators (Model Experiment). Part II. Characteristics of Radiation Field by Interaction of Protons with a Thin Target

A method of calculating absorbed dose in material of accelerator structure has been considered. The partial contribution in dose of particle with $E \leq 20$ MeV has been estimated. The comparison of results on the radiation field calculation with published data, has been performed.

The results of measurements of the secondary particles flux density and absorbed dose are given. The measurements were performed by using activation detectors, thermoluminescent dosimeters and ionization chambers. Comparison of calculation and measurement results permits to use calculation methods to predict radiation fields in acceleration structures.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

Радиационные нагрузки на элементы ускорительных структур обусловлены потерями частиц на внутренней поверхности вакуумной камеры. Потери на камере возникают вследствие выбывания первичных частиц из режима ускорения, а также из-за потерь вторичных частиц после взаимодействия пучка с мишенями.

Как правило, максимальные радиационные нагрузки на материалы ускорительных структур имеют место вблизи мишеней. В литературе имеется информация, как расчетная, так и экспериментальная, относящаяся к определению характеристик поля излучения при сбросе пучка высокоэнергетических протонов на мишень. Однако экспериментальное определение величины энерговыделения выполнено лишь для внешней поверхности магнитов. В связи с этим представляет интерес проведение расчетов по разработанной нами методике для сопоставления с литературными данными и получения детальной экспериментальной информации о поле излучения внутри материала магнита.

Расчет спектров протонов, нейтронов и заряженных π -мезонов с $E > E_{\text{пор}}$ /в наших расчетах $E_{\text{пор}} = 20$ МэВ/ осуществлялся методом Монте-Карло при использовании локальной оценки потока в фиксированных точках внутри вещества.

Программа MAGNET является модифицированным вариантом программы /1/, предназначенным для расчета полей излучения в сложной геометрии. Оценка потока быстрых нейтронов с энергией $3 \leq E \leq 20$ МэВ производилась путем экстраполяции расчетного спектра нейтронов вблизи энергии $E_{\text{пор}}$ в предположении, что спектр нейтронов можно аппроксимировать выражением $f(E) \sim E^{-\beta}$. Значение параметра β вычислялось исходя из расчетных значений спектра нейтронов при энергиях вблизи порогового значения $E_{\text{пор}}$.

Рассмотрим вклад в суммарное энерговыделение /поглощенную дозу/ в веществе вблизи точки детектирования $\vec{r}^*/\text{рис. 1/$, обусловленное следующими компонентами: D_1 - заряженными частицами с $E \geq E_{\text{пор}}$; D_2 - заряженными частицами, рожденными

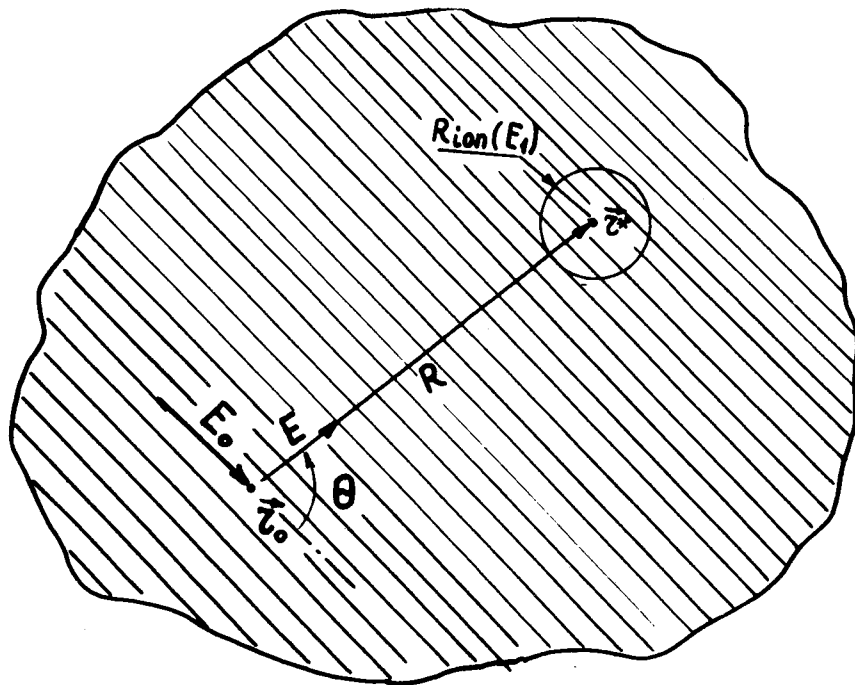


Рис. 1. К расчету энерговыделения в веществе.

вне сферического объема радиусом $R_{ion}(E_{пор})$, пришедшими в точку детектирования с $E < E_{пор}$; D_3 - заряженными частицами с $E < E_{пор}$, образованными в неупругих взаимодействиях высокоэнергетических частиц в пределах сферического объема радиусом $R_{ion}(E_{пор})$; D_4 - нейтронами с $E < E_{пор}$.

В настоящем сообщении рассмотрен способ оценки вклада в поглощенную дозу низкоэнергетических частиц с $E < E_{пор}$, поскольку их спектры не рассчитываются непосредственно методом Монте-Карло. Для проверки правильности методического подхода к оценке дозы выполнены тестовые расчеты, в том числе и для геометрии установки "Модель" ^{2/} при взаимодействии пучка с внутренней мишенью.

1. РАСЧЕТ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ

Пусть известно пространственно-энергетическое распределение $\Phi_i(E, \vec{r}^*)$, где $i = p, \pi^{\pm}$ с $E \geq E_{пор}$. Тогда из-за потерь энергии на ионизацию и возбуждение атомов вещества:

$$D_1(\vec{r}^*) = \sum_{i=p, \pi^{\pm}} \int_{E_{пор}}^{E_{max}} \Phi_i(E, \vec{r}^*) \beta_i(E) dE, \quad /1/$$

где $\beta_i(E) = -\frac{dE}{dx}(E)_i$ - тормозная способность вещества.

Если в некоторой точке внутри вещества \vec{r}^* , отстоящей от точки детектирования на расстояние R /см. рис. 1/, произошло взаимодействие высокоэнергетической частицы с энергией E_0 с ядром вещества, то вклад в суммарный спектр заряженных частиц, например протонов, от такого взаимодействия в точке детектирования \vec{r}^* для протонов с $E_1 \approx E_{пор}$ учитывается выражением

$$\Delta\Phi_p(E_1, \vec{r}^*) = \frac{\beta(E)}{\beta(E_1)} \cdot \frac{d^2N}{dE d\Omega}(E_0, E, \theta) \phi(R, E), \quad /2/$$

где $\frac{d^2N}{dE d\Omega}$ - двойное дифференциальное распределение протонов; $\phi(R, E)$ - ослабление протонов с первоначальной энергией E . Величина E определяется из соотношения $R_{ion}(E) = R_{ion}(E_1) + R$, где $R_{ion}(E)$ - ионизационный пробег частицы с энергией E . Аналогичное выражение можно записать и для частиц с энергией $E_2 < E_1$:

$$\Delta\Phi_p(E_2, \vec{r}^*) = \frac{\beta(E')}{\beta(E_2)} \cdot \frac{d^2N}{dE d\Omega}(E_0, E', \theta) \phi(R, E'), \quad /3/$$

где

$$R_{ion}(E') = R + R_{ion}(E_2).$$

Различие энергий E и E' в формулах /2/ и /3/ невелико, т.к. практически всегда $R \gg R_{ion}(E_1) > R_{ion}(E_2)$. В этом случае можно записать:

$$\frac{\Delta\Phi_p(E_2, \vec{r}^*)}{\Delta\Phi_p(E_1, \vec{r}^*)} \approx \frac{\beta(E_1)}{\beta(E_2)}. \quad /4/$$

Следовательно, поглощенная доза

$$D_2(\vec{r}^*) \approx \sum_{i=p, \pi^{\pm}} \Phi_i(E_{пор}, \vec{r}^*) \beta_i(E_{пор}) \cdot E_{пор}. \quad /5/$$

Низкоэнергетические заряженные частицы с $E < E_{пор}$ (p, d, t, ³He, α) образуются в основном на испарительной стадии процесса неупругого взаимодействия высокоэнергетических частиц с веществом и имеют угловое распределение, близкое

к изотропному, а энергетическое - близкое к максвелловскому. Поле высокоэнергетических частиц в пределах сферического объема радиусом $R_{\text{ион}}(E_{\text{пор}})$ можно считать постоянным и интерпретировать как объемный источник заряженных частиц:

$$q_j(E, \vec{r}^*, \vec{\Omega}) \approx \frac{1}{4\pi} \sum_{i=p,n,\pi} \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} \sum_i^{\text{in}}(E_0) \Phi_i(E_0, \vec{r}^*) \frac{dN_{ij}}{dE}(E_0, E) dE_0, \quad /6/$$

где $\sum_i^{\text{in}}(E_0)$ - сечение неупругого взаимодействия частиц сорта i с энергией E_0 ; $\frac{dN_{ij}}{dE}$ - энергетическое распределение испарительных заряженных частиц сорта j .

Предположим, что имеется объемный источник заряженных частиц с плотностью $q(E, \vec{r}) = \frac{f(E)}{4\pi}$, где $f(E)$ - нормированное на 1 энергетическое распределение частиц. Тогда плотность потока определяется соотношением

$$\Phi(E, \vec{r}) = \frac{1}{\beta(E)} \int_0^{E'_{\text{max}}} f(E) dE, \quad /7/$$

где E'_{max} - максимальное значение энергии заряженных частиц в спектре $f(E)$.

Поглощенная доза будет равна:

$$D(\vec{r}) = \int_0^{E_{\text{max}}} dE \int_E^{E'_{\text{max}}} f(E) dE = \int_0^{E_{\text{max}}} E \cdot f(E) dE = \bar{E}, \quad /8/$$

где \bar{E} - средняя энергия частиц в спектре $f(E)$. Это эквивалентно локальному поглощению заряженных частиц в месте их образования. С учетом выражений /7/, /8/ поглощенная доза равна:

$$D_3(\vec{r}^*) = \sum_{i=p,n,\pi} \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} \Phi_i(E_0, \vec{r}^*) \sum_i^{\text{in}}(E_0) \sum_{j=p,d,t,\dots} \Delta E_j(E_0) dE_0, \quad /9/$$

где $\Delta E_j(E_0) = \bar{N}_j(E_0) \cdot \bar{E}_j(E_0)$ - кинетическая энергия заряженных частиц сорта j ; $\bar{N}_j(E_0)$ - среднее количество частиц сорта j при неупругом взаимодействии с $E < E_{\text{пор}}$; $\bar{E}_j(E_0)$ - средняя энергия частиц сорта j .

На рис. 2 представлена зависимость величины $\sum_{j=p,d,\dots} \Delta E_j(E_0)$ от энергии частицы, испытавшей неупругое взаимодействие с ядром меди /кривая 1/. Зависимость получена путем интерполяции результатов расчета процесса испарения /3/. Наибольшая часть кинетической энергии заряженных частиц уносится испарительными протонами. На рис. 2 /кривая 4/ показан вклад $\Delta E_p(E_0)$ с учетом низкоэнергетических протонов, испущенных в каскадной стадии процесса. Как видно из сопоставления кривых /1/ и /4/, кинетическая энергия, уносимая сложными

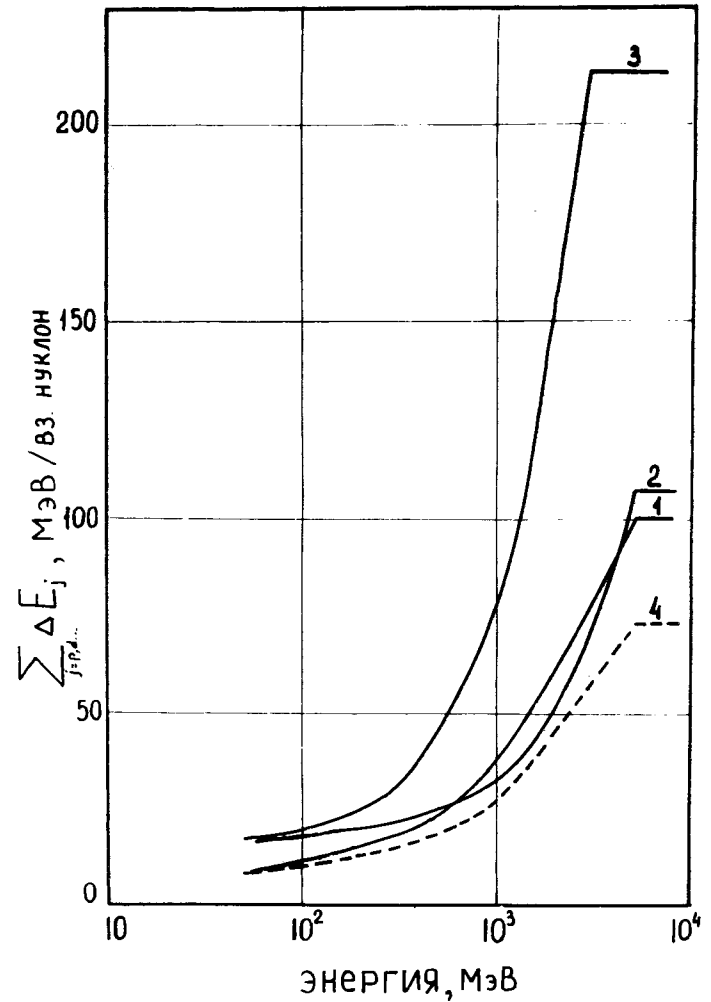


Рис. 2. Энергетическая зависимость средней величины энергии заряженных частиц с $E < 20$ МэВ, образованных в акте неупругого взаимодействия нуклонов с ядром Fe: 1 - расчет по данным работы /2/, 2 - расчет по формуле /10/ с использованием аппроксимации \bar{E}^* из работы /8/. 3 - расчет по формуле /10/ с использованием аппроксимации \bar{E}^* из работы /9/. 4 - расчет только для протонов с $E < 20$ МэВ /10/.

частицами (d, t, ^3He , α), возрастает с ростом энергии первичной частицы и достигает ~40% при энергии первичной частицы $E_0 \approx 5$ ГэВ.

Кинетическая энергия заряженных частиц, уносимая в процессе испарения $\sum_{j=p,d,t,\dots} \Delta E_j(E_0)$, непосредственно связана со средней энергией возбуждения ядра-остатка после прохождения каскадной стадии процесса неупругого взаимодействия. В расчетах Ранфта предполагается, что величина $\sum \Delta E_j(E_0) \approx \bar{\epsilon}^*(E_0)$ составляет одну треть средней энергии возбуждения $\bar{\epsilon}^*(E_0)$:

$$\sum_{j=p,d,t,\dots} \Delta E_j(E_0) \approx \frac{1}{3} \bar{\epsilon}^*(E_0). \quad /10/$$

После того, как определено поле нейтронов вблизи точки детектирования $\Phi_n(E, \vec{r}^*)$, расчет поглощенной дозы может быть осуществлен с использованием керма-факторов $k_n(E)^{1/4}$. Поглощенная доза от быстрых нейтронов оценивается с помощью выражения:

$$D_n(\vec{r}^*) = \int_{E < 20 \text{ МэВ}} k_n(E) \Phi_n(E, \vec{r}^*) dE. \quad /11/$$

Соотношение между рассмотренными компонентами по их вкладу в поглощенную дозу в веществе существенно зависит от спектра излучения в точке детектирования и соотношения нейтральных и заряженных частиц. При принятом способе рассмотрения механизма энерговыделения для частиц с $E > E_{\text{пор}}$ поглощенная доза определяется компонентами D_1 и D_3 . Введем коэффициенты перехода от потока к дозе из соотношения

$$k(E) = \frac{D(E)}{\Phi(E)}. \quad \text{Тогда для адронов с } E > E_{\text{пор}} :$$

$$k_i(E) = \begin{cases} k_1^i(E) + k_2^i(E), & i = p, \pi^\pm, \\ k_2^i(E), & \end{cases} \quad /12/$$

где

$$k_1^i = 1,6 \cdot 10^{-8} \beta_i^i(E) \quad /\text{рад. см}^2/\text{частица сорта } i /,$$

$$k_2^i = 1,6 \cdot 10^{-8} \sum_i^{in} \Delta E_j(E) \quad /\text{рад. см}^2/\text{частица сорта } i /.$$

Величину k_2^i можно приближенно считать не зависящей от типа частицы, испытавшей неупругое взаимодействие. Зависимость коэффициентов k_1^i и k_2^i для железа представлена на рис. 3. Как видно из рис. 5, величина коэффициентов k_1 во много раз превышает величину коэффициента k_2 и вклад ядерных

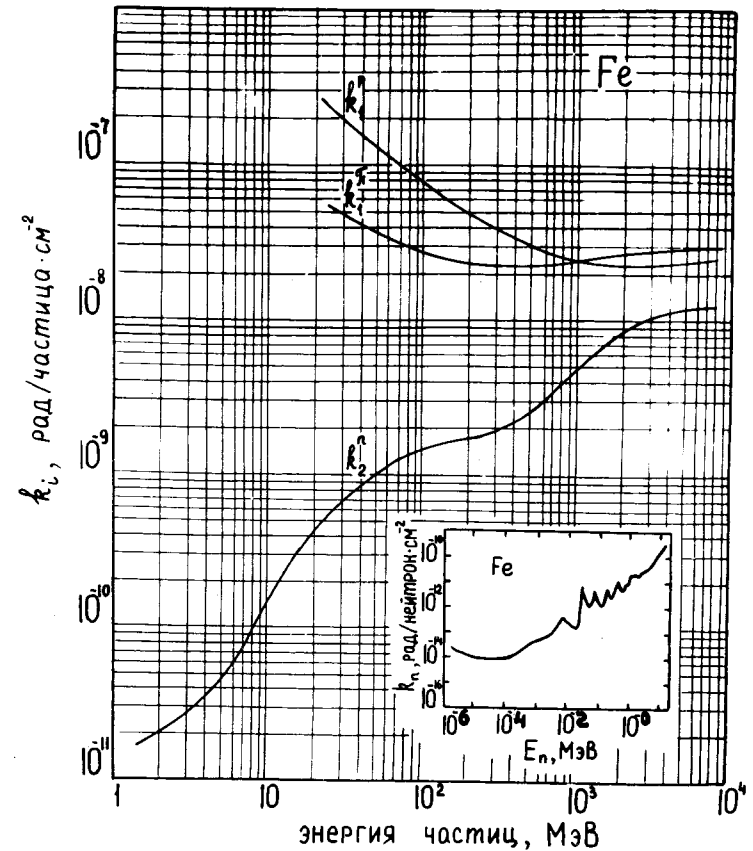


Рис. 3. Энергетическая зависимость коэффициентов перехода от потока к дозе в железе, обусловленной ионизационными потерями протонов и π -мезонов $/k_1^p$ и k_1^π соответственно/, а также процессом неупругого ядерного взаимодействия $/k_2^n/$. В центре - энергетическая зависимость керма-фактора для нейтронов $/k_n/$.

взаимодействий в поглощенную дозу для заряженных частиц с энергиями несколько ГэВ не превышает ~30%.

Коэффициент перехода от потока к дозе для нейтронов с $E < E_{\text{пор}}$ равен керма-фактору и также представлен на рис. 3. Доза от гамма-квантов по порядку величины совпадает с дозой от нейтронов с $E < E_{\text{пор}}$.

Следует отметить, что доза от быстрых нейтронов и гамма-квантов в рассматриваемых нами задачах пренебрежимо мала по сравнению с дозой от сверхбыстрых частиц. Однако для материалов с большим содержанием водорода /биологическая ткань, полиэтилен/ доза от быстрых нейтронов может быть сравнима с дозой от сверхбыстрых частиц и даже превышать ее.

2. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА И РАСЧЕТА

Для проведения методики вычисления поглощенной дозы выполнены тестовые расчеты. На рис. 4 приведено сравнение результатов нашего расчета плотности потока адронов с $E > 20$ МэВ и поглощенной дозы с расчетами Ранфта ^{15/} и с данными эксперимента, проведенного в Брукхейвенской национальной лаборатории при $E_0 = 15$ ГэВ ^{16/}. Отмечается удовлетворительное согласие в распределении плотности потоков адронов, однако значение поглощенной дозы у Ранфта систематически выше.

На рис. 5 представлены результаты наших измерений и расчета плотности потока высокоэнергетических частиц и соответствующие величины дозовых нагрузок на расстоянии 100 см от тонкой мишени из меди. Выведенный из синхрофазотрона пучок протонов с импульсом 8,4 ГэВ/с сбрасывался на медную мишень толщиной 3 см и диаметром 9,8 см, расположенную перпендикулярно движению протонов. Сравнение с данными работы ^{17/} показывает, что наблюдается хорошее согласие результатов измерений между собой и с расчетными кривыми. Измерения пороговыми детекторами на основе серы /эффективный диапазон регистрации нейтронов 3 ÷ 25 МэВ/ показывают, что относительный вклад низкоэнергетических нейтронов в энерговыделение в железе незначителен.

Из рис. 5б видно, что измерения термолюминесцентными дозиметрами дают величину, близкую к величине поглощенной дозы в железе, вычисленной по вышеприведенной методике, причем показания ТЛД являются верхней оценкой радиационных нагрузок в железе.

Наряду с измерениями в воздухе выполнены измерения характеристик поля излучения в материале установки "Модель" ^{1/}. Установка юстировалась таким образом, чтобы ось пучка совпадала с осью установки z. Тонкая мишень /та же, что и в предыдущих измерениях / устанавливалась в ионопроводе на расстоянии $z = 31$ см от входа и полностью перекрывала апертуру ионопровода. Геометрия измерений представлена на рис. 6а. Расчетные и полученные путем измерений характеристики поля излучения представлены на рис. 6б-ж. Наблюдается удовлетворительное согласие результатов расчета и эксперимента.

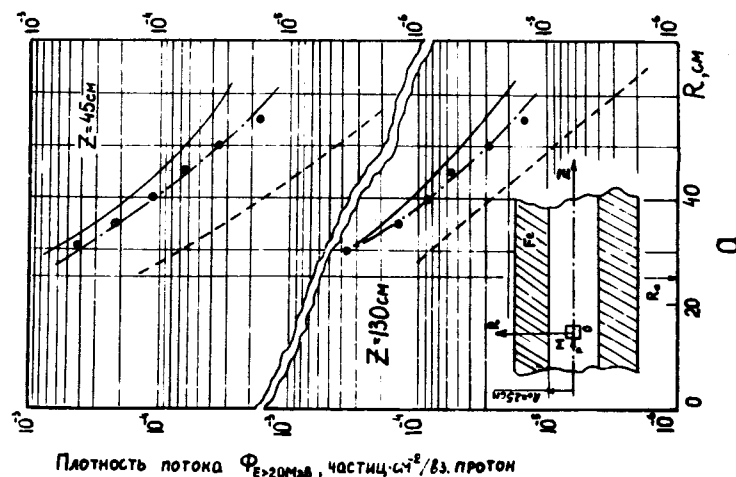
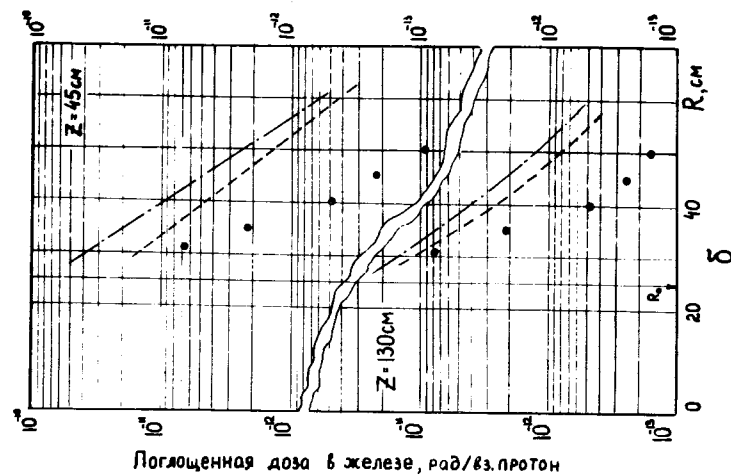


Рис. 4. Сравнение результатов расчета плотности потока адронов /а/ и энерговыделения в железе ^{16/} по программам Ранфта ^{15/} с нашими расчетами и экспериментом BNL ^{16/}, выполненным при сбросе протонов с импульсом 15 ГэВ/с на мишень. - - - - расчеты Ранфта по программе MAGKA; - - - - - расчеты Ранфта по программе MAGKO; ● - наши расчеты; ----- эксперимент BNL.

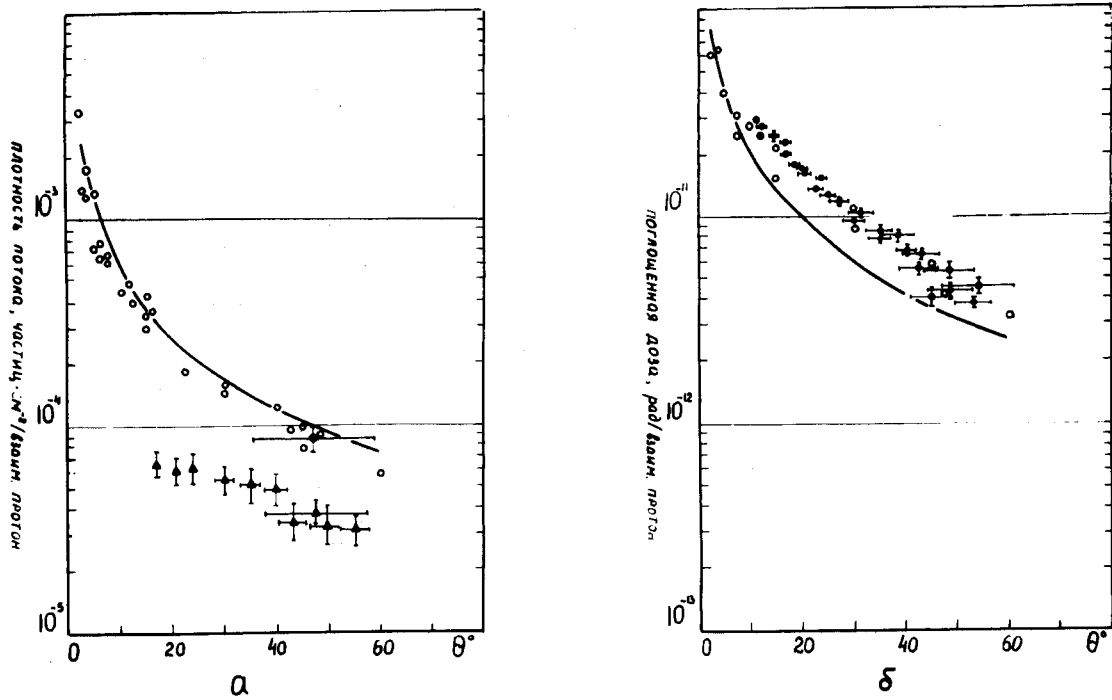


Рис. 5. Плотность потока частиц /а/ и поглощенная доза, измеренная ТЛД, на расстоянии 100 см от мишени из Си при сбросе на нее пучка протонов с импульсом 8,4 ГэВ/с. На рис. 5а: ----- - наши расчеты; о - измерено детектором на основе ¹²С /7/; ◻ - измерено детектором на основе ¹²С /наши измерения/; ▴ - измерено детектором на основе ³²S /наши измерения/. На рис. 5б: ◻ - наши измерения ТЛД; о - работа /7/ - ТЛД; ----- - наши расчеты.

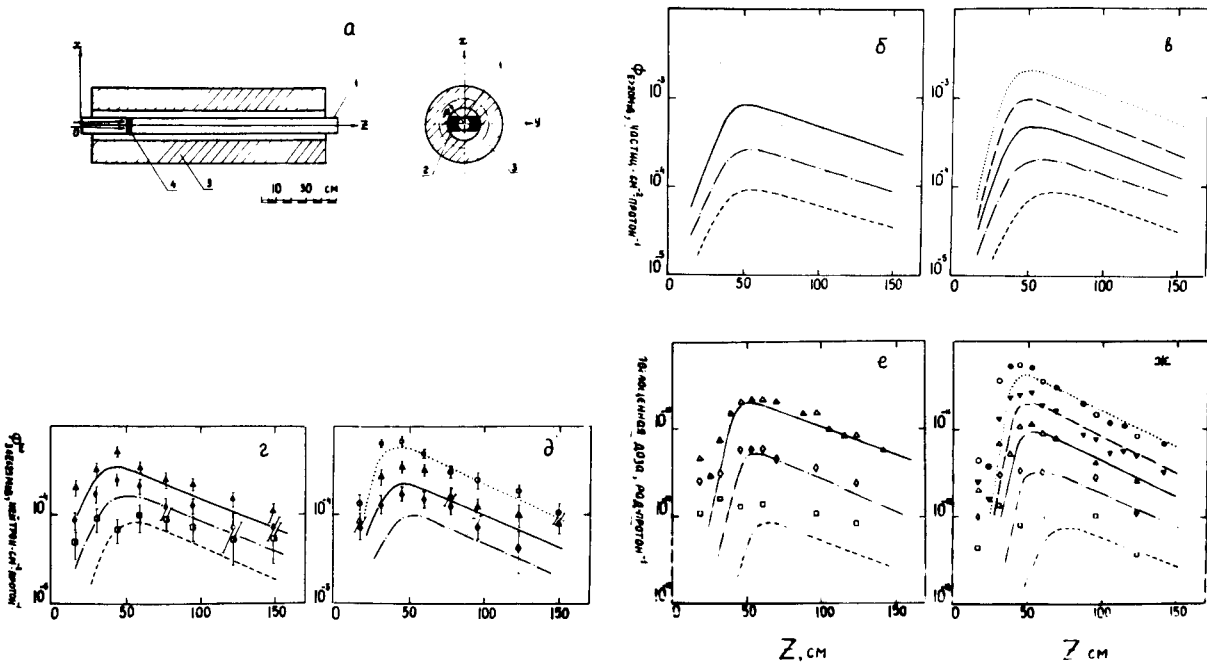


Рис. 6. Геометрия облучения установки "Модель" при наличии внутренней мишени /а/ и распределения плотности потока адронов с $E > 20$ МэВ /б,в/, плотности потока нейтронов с $3 < E < 25$ МэВ /г,д/ и поглощенной дозы /е,ж/ на различных расстояниях от оси установки в плоскости (xz) - /б,г,е/ и (yz) - /в,д,ж/. 1 - ионпровод; 2 - обмотка; 3 - ярмо; 4 - внутренняя мишень при $Z = 31$ см. $\rho = 6,5$ см; - расчет; ◻ - ³²S; О - ТЛД; ● - ионизационная камера. $\rho = 8,5$ см; --- расчет; ▽ - ТЛД; ▾ - ионизационная камера. $\rho = 11,5$ см; ----- расчет; ▴ - ³²S; Δ - ТЛД; ▲ - ионизационная камера. $\rho = 16$ см; - - - - - расчет; ◻ - ³²S; ◊ - ТЛД. $\rho = 22$ см; - - - - - расчет; ◻ - ³²S; ◊ - ТЛД.

При достаточно больших углах рассеяния $\theta \geq \pi/2$ наблюдается расхождение показаний ТЛД и ионизационных камер, которое обусловлено, по-видимому, низкоэнергетическими нейтронами. Характеристики детекторов и анализ результатов измерений поглощенных доз будут обсуждаться в последней части^{1/} настоящей работы.

Авторы выражают благодарность за обсуждение работы В.А.Григорьеву, Б.С.Сычеву, Г.П.Решетникову, а также Б.Д.Зельдичу, Е.Д.Клещенко, Н.И.Рублеву и Ю.В.Семенову за помощь при проведении измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев В.А. и др. В сб.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Атомиздат, М., 1973, вып. 13, с.38.
2. Волков В.И. и др. ОИЯИ, 16-10812, Дубна, 1977.
3. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. В кн.: Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
4. Abdon M.A., Maynard C.W. Nucl.Sci.Eng., 1975, 56, p.381.
5. Ranft J., Routti J.T. CERN LAB11-RA/71-4; Ranft J. CERN LAB11-RA/73-2.
6. Moore W.H. et al. BNL-16409, 1971.
7. Levine G.S. et al. CERN LAB11-RA/PP/72-7.
8. Van Ginneken A. Fermilab. FN-260, 1974.
9. Ranft J. Part. Accel., 1972, 3, p.129.
10. Кучинин С.Л. и др. ИФВЭ, ЛРИ-75-74, Серпухов, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 мая 1979 года.