

С 3498  
В-676

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



21/11-77

4572/2-77

16 - 10812

В.И.Волков, Л.Н.Зайцев, В.П.Зорин, Е.Д.Клещенко,  
С.А.Новиков, Н.И.Рублев, Ю.В.Семенов, В.П.Сидорин,  
В.В.Фролов, В.Б.Хвостов

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

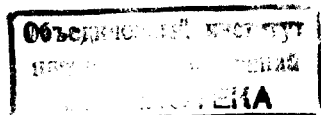
Часть 1. Экспериментальная установка  
и характеристики пучка протонов

**1977**

В.И.Волков, Л.Н.Зайцев,\* В.П.Зорин, Е.Д.Клешенко,\*  
С.А.Новиков, Н.И.Рублев,\* Ю.В.Семенов,\* В.П.Сидорин,\*  
В.В.Фролов,\* В.Б.Хвостов \*

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

Часть 1. Экспериментальная установка  
и характеристики пучка протонов



---

\* Московский инженерно-физический институт

Волков В.И. и др.

16 - 10812

Исследование пространственно-энергетического распределения излучения в элементах структуры высокоэнергетических ускорителей (макетный эксперимент). Часть I.

Экспериментальная установка и характеристики пучка протонов

Приводится описание экспериментальной установки, позволяющей имитировать с помощью пучка протонов распределение потерь в дипольных магнитах ускорителей. Показано, что результаты макетного эксперимента на пучке протонов медленного вывода из синхрофазотрона ОИЯИ с энергией 7,5 ГэВ могут быть использованы в качестве тестовой информации при расчётах полей излучений в элементах структур высокоэнергетических ускорителей методом Монте-Карло. Рассматривается методика определения пространственно-углового распределения протонов в пучках с достаточно большими эмиттансами (больше 100 мм на мрад) и пространственными распределениями, близкими к нормальным. Приводятся параметры пространственно-углового распределения протонов в пучке медленного вывода из синхрофазотрона ОИЯИ, измеренные активационным методом. Полученные результаты необходимы для определения условий облучения экспериментальной установки в макетном эксперименте.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

© 1977 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

В связи с разработкой сильноточных ускорителей типа "мезонных фабрик", синхротронов на сверхпроводящих магнитах, ускорителей релятивистских тяжелых ионов все большую актуальность приобретают задачи прогнозирования энерговыделения, наведенной радиоактивности и радиационной стойкости различных элементов структур ускорителей.

Величины радиационных нагрузок для большинства узлов и конструкций ускорителей определяются потерями частиц на вакуумной камере. Источник первичного излучения полностью характеризуется функцией дифференциальной плотности потерь  $S(E, \vec{r}, \vec{\Omega})$ , такой, что  $S(E, \vec{r}, \vec{\Omega}) dE d\Omega ds$  представляет собой число частиц с энергией в интервале  $E, E + dE$ , пересекающих поверхность вакуумной камеры  $ds$  вблизи точки  $\vec{r}$  и имеющих направление движения  $\vec{\Omega}$  в элемент телесного угла  $d\Omega$ .

Следует отметить, что экспериментальное определение дифференциальной плотности потерь на ускорителях невозможно и лишь в ряде случаев поддается расчетной оценке. Для решения некоторых задач защиты от радиационных излучений оказывается достаточным знание распределения "откликов" детекторов, называемых квази-потерями <sup>1-3/</sup>.

Однако для детального изучения методом Монте-Карло характеристик полей излучения в элементах структур ускорителей сложной геометрии необходимо знать функции дифференциальной плотности потерь  $S(E, \vec{r}, \vec{\Omega})$ .

Обычно программы расчета, основанные на методе Монте-Карло, не являются универсальными и зависят от класса решаемых задач /глубокое проникновение, обратный выход, косое падение под малыми углами и др./.

Соответственно и апробации расчетных программ следует производить по тем экспериментальным результатам, которые ближе к данному классу задач.

В литературе отсутствует экспериментальный материал, который мог бы служить тестовой информацией для программ расчета полей излучения в элементах структур ускорителей при потерях протонов на вакуумной камере. Измеренные радиационные нагрузки на существующих ускорителях /см., например, работы /4-6// также не могут быть использованы для этой цели, поскольку неизвестно, при каком источнике /потерях/ они получены.

Необходимость обоснованного расчета величин радиационных нагрузок и определения допустимых потерь частиц в проектируемых ускорителях стимулировала проведение макетного эксперимента. Работа разделяется на четыре части, каждая из которых публикуется отдельным сообщением:

1/ экспериментальная установка и характеристики пучка протонов;

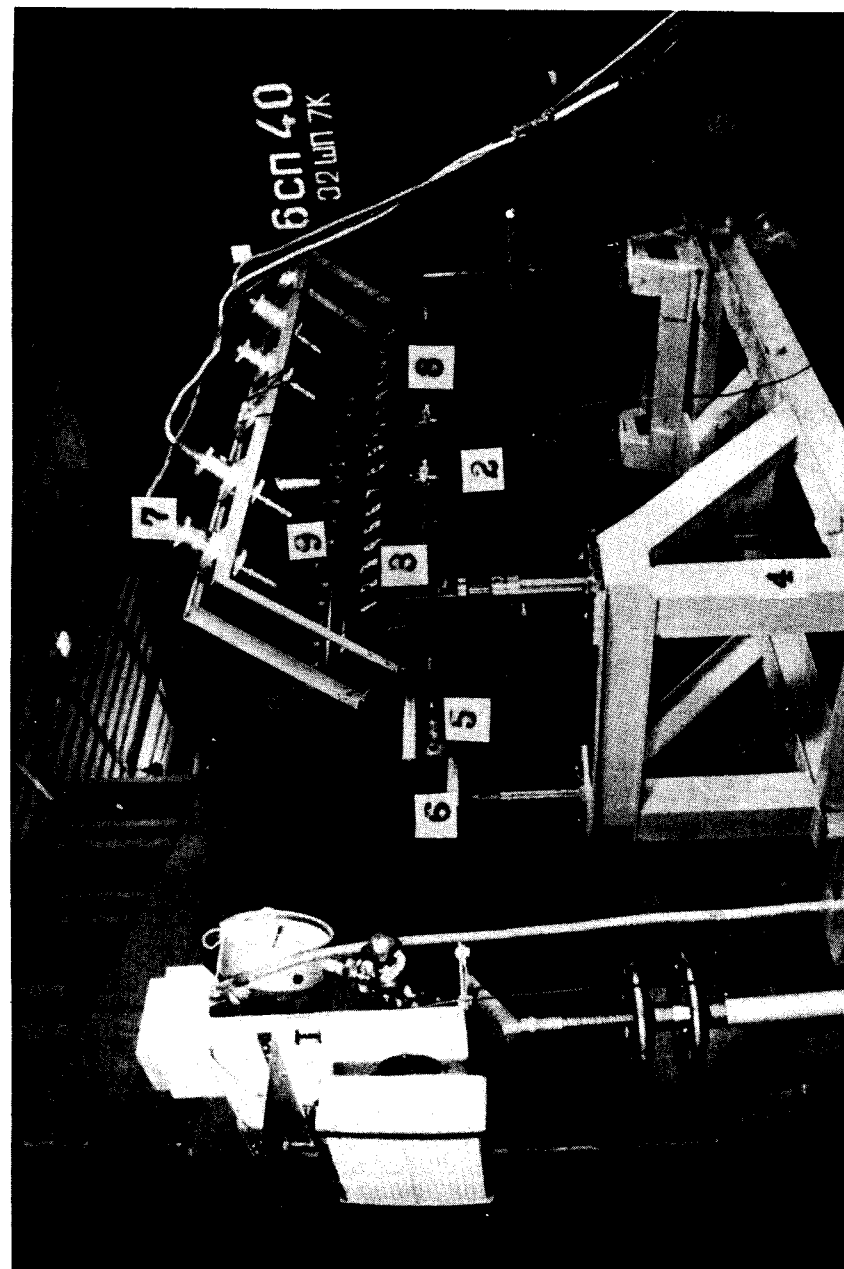
2/ измерение характеристик поля излучения с помощью активационных детекторов и фотоэмульсий;

3/ измерение дозовых распределений с использованием ионизационных камер и термолюминесцентных дозиметров;

4/ характеристики поля излучения при взаимодействии протонов с тонкой мишенью.

Настоящее сообщение посвящено первой части исследования, главным образом методике определения в эксперименте характеристик протонного пучка.

*Рис. 1. Общий вид установки "Модель": 1 - система мониторинга пучка; 2 - геометрическая копия сверхпроводящего диполя; 3 - юстировочные домкраты; 4 - станка; 5 - ионопровод диаметром 100 мм; 6 - ручки для поворота латунных насадок /см. рис. 2/, имитирующих сверхпроводящие обмотки; 7 - предусилители; 8 - горизонтальные каналы; 9 - вертикальные каналы /закрты сплошными латунными цилиндрами/.*



## 1. Экспериментальная установка. Мониторинг пучка

Экспериментальная установка, условно названная "Модель", представляет собой геометрическую копию дипольного магнита длиной 171 см и наружным диаметром ярма 50 см, расположенную на станине с четырьмя юстировочными домкратами /рис. 1/.

С помощью домкратов ее можно установить на заданный угол  $\alpha$  с точностью  $\pm 2$  мрад в плоскости (xz) относительно оси пучка /рис. 2а/. Кроме того, латунные насадки, имитирующие сверхпроводящие обмотки диполя /рис. 2в/, можно повернуть на угол  $\phi = 90^\circ$ , что соответствует падению протонов под тем же углом  $\alpha$  в плоскости (yz) /рис. 2б/.

В ярме магнита имеются вертикальные и горизонтальные каналы диаметром 30 мм для установки в них специальных пеналов с детекторами различных типов. При отсутствии в каналах пеналов с детекторами они заполняются сплошными латунными цилиндрами.

Детекторы в пеналах размещались на различных радиусах от оси установки в горизонтальной (yz) и вертикальной (xz) плоскостях, а пространство между детекторами заполнялось сталью или латунью /рис. 2г/. Для обеспечения однородности материала зазоры между элементами установки были минимальными /~ 0,1-0,2 мм/.

Экспериментальная установка располагалась в измерительном павильоне синхрофазотрона вблизи фокуса  $F_3$  /рис. 3/. Мониторинг числа частиц в пучке производилось плоскопараллельной ионизационной камерой. Относительные изменения числа частиц фиксировались в каждом цикле ускорения, и показания монитора выводились на самописец. Абсолютное значение числа протонов можно было получить, связав показания ионизационной камеры и пикап-электрода. В этом случае погрешность в определении числа частиц в пучке составляла  $\pm 20\%$ .

Юстировка установки "Модель" на заданный угол  $\alpha$  осуществлялась после трассировки пучка и исследования его пространственно-угловых характеристик.

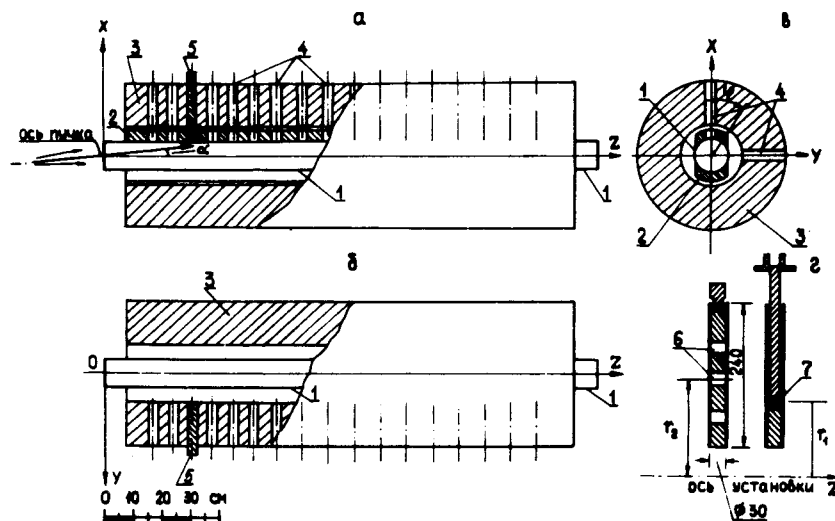


Рис. 2. Продольные /а,б/ и поперечный /в/ разрезы установки "Модель" и примеры заполнения пеналов детекторами /г/: 1 - ионопровод; 2 - латунные насадки; 3 - ярмо магнита; 4 - каналы; 5 - пенал для детекторов; 6 - активационные детекторы; 7 - ионизационная камера.

## 2. Определение характеристик пучка протонов

Для однозначного определения функции дифференциальной плотности потерь, реализующейся в эксперименте, необходимо знание реальных характеристик пучка как источника в задаче переноса излучения, т.е. процентного состава излучения по видам частиц и дифференциальной плотности потока частиц каждого вида.

Пучок протонов медленного вывода с импульсом  $8,4$  ГэВ/с и сечением  $\sim 6$  см<sup>2</sup> имеет незначительную примесь вторичных частиц  $< 1\%$  и импульсный разброс, не превышающий  $\sim 2$  МэВ/с /7/, что позволяет считать все частицы пучка моноэнергетическими протонами. Сле-

довательно, основной задачей является оценка пространственно-углового распределения протонов в пучке /рис. 3/.

Непосредственное измерение функции пространственно-углового распределения частиц высоких энергий сопряжено со значительными трудностями /отсутствие пролетной базы, большая плотность потока частиц, высокая проникающая способность частиц и т.д./. Поэтому была разработана методика определения указанных характеристик для пучков с достаточно большими эмиттансами / $\geq 100$  мм мрад/ и пространственными распределениями, близкими к нормальным. Как правило, пучки таких параметров имеются в ускорителях со слабой фокусировкой. Следовательно, решение этой задачи имеет и самостоятельный интерес при проведении различных дозиметрических и радиобиологических экспериментов.

Пусть в системе координат, связанной с пучком, ось  $z$  совпадает с осью пучка и пространственно-угловое распределение частиц в пучке описывается функцией  $F(x, y, z, \mu_x, \mu_y)$ , где  $\mu_x$  и  $\mu_y$  - направляющие косинусы в вертикальной и горизонтальной плоскостях. Движение частиц в фокусирующей системе канала выведенного пучка удовлетворительно описывается законами линейной оптики. При этом движения протонов в вертикальной и горизонтальной плоскостях можно считать независимыми, а следовательно, будут независимыми и распределения частиц:

$$F(x, y, z, \mu_x, \mu_y) = F_x(x, \theta_x, z) \cdot F_y(y, \theta_y, z), \quad /1/$$

где  $\theta_x \approx \mu_x$ ,  $\theta_y \approx \mu_y$ .

Все дальнейшие выражения будем приводить для вертикальной плоскости /они могут быть использованы и для горизонтальной плоскости/.

После прохождения через фокусирующую систему /рис. 3/ частицы движутся в свободном промежутке прямолинейно. На рис. 4а представлена геометрия рассматриваемой задачи, а на рис. 4б - фазовые эллипсы пучка

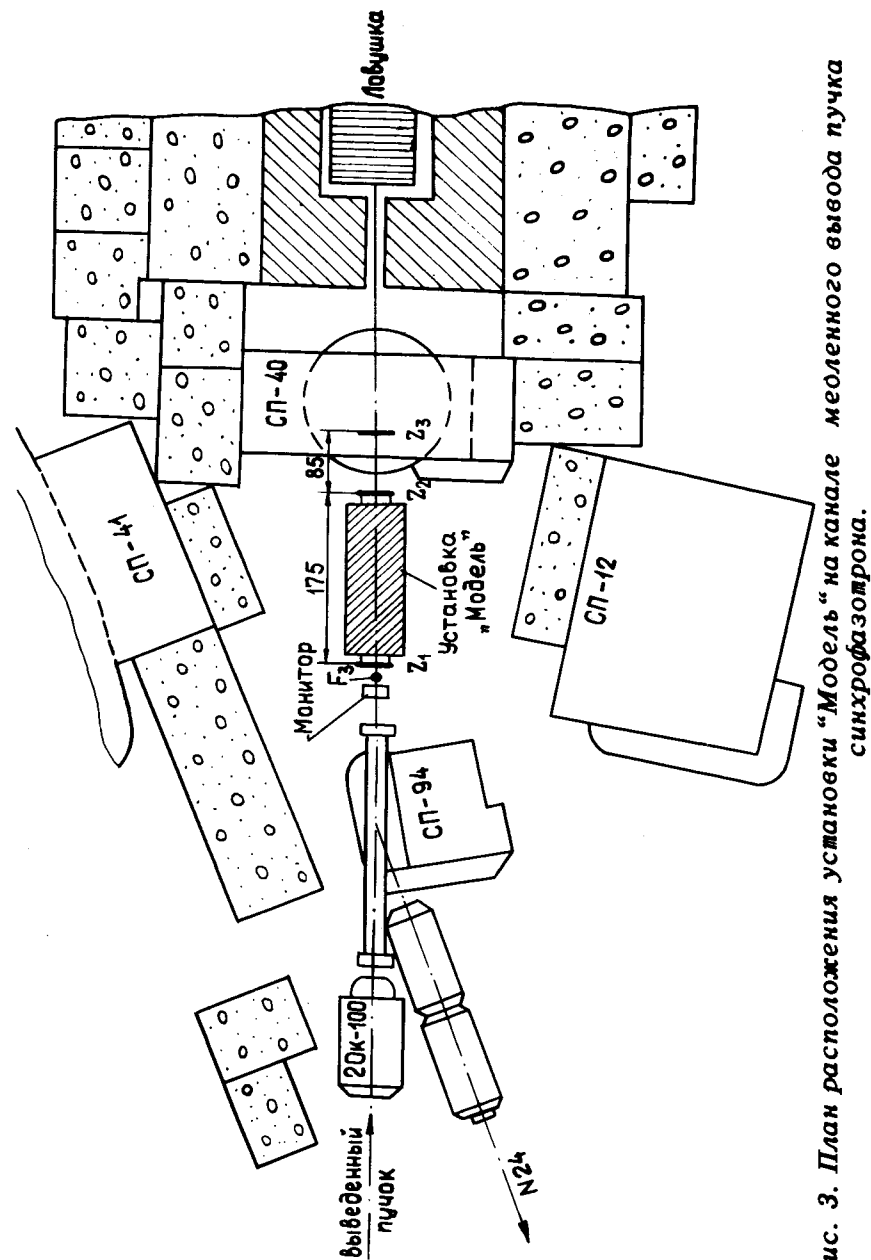


Рис. 3. План расположения установки "Модель" на канале медленного вывода пучка синхрофазотрона.

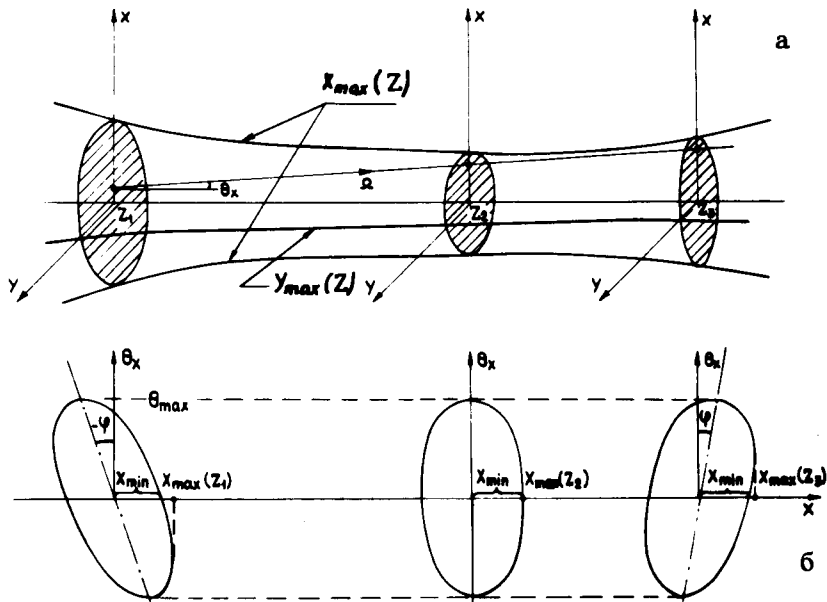


Рис. 4. Геометрия задачи /а/ и фазовые диаграммы /б/ в вертикальной плоскости: 1 -  $a < 0$  при  $z_1$  - "недофокусированный" пучок; 2 -  $a = 0$  при  $z_2$  - пучок в фокусе; 3 -  $a > 0$  при  $z_3$  - "перефокусированный" пучок /параметр  $a = \text{tg}\phi$  характеризует наклон эллипса/.

в вертикальной плоскости для различных координат  $z$ . Огибающая описывается следующим выражением /8/ :

$$x_{\max}(z) = \sqrt{x_{\min}^2 + a^2(z)\theta_{\max}^2} \quad /2/$$

Предположим, что угловое распределение частиц в пучке подчиняется нормальному закону со среднеквадратическим отклонением  $\nu$ . Очевидно, что параметр  $\nu$  не зависит от  $z$  для частиц, движущихся в прямолинейном промежутке. Тогда для пучков с нормальным распределением по пространственной координате, принимая в /2/ равное количество стандартных отклонений для  $x_{\max}$  и  $\theta_{\max}$ , можно записать:

$$\sigma(z) = \sqrt{\sigma_0^2 + a^2(z) \cdot \nu^2}, \quad /3/$$

где  $\sigma_0$  - параметр нормального закона в фокусе, а  $\sigma(z)$  - аналогичная величина на расстоянии  $z$  от фокуса.

Однако сделанных предположений недостаточно для задания функции пространственно-углового распределения  $F(x, \theta, z)$ . Предположим также, что распределение частиц по  $x$  имеет вид нормального закона с не зависящим от  $\theta$  среднеквадратическим отклонением относительно некоторого  $\bar{x}(\theta, z)$ , причем  $\bar{x}(\theta, z) = a(z)\theta$ . В этом случае для функции  $F(x, \theta, z)$  можно записать выражение

$$F(x, \theta, z) = \frac{1}{2\pi\nu\sigma_0} \cdot \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\nu^2}\right) \cdot \exp\left[-\frac{(x - a(z)\theta)^2}{2\sigma_0^2}\right] \quad /4/$$

При таком определении функции  $F(x, \theta, z)$  сохраняется предположение о нормальном законе распределения частиц по угловой и пространственной координатам:

$$N(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} F(x, \theta, z) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\nu} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\nu^2}\right), \quad /5/$$

$$L(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} F(x, \theta, z) d\theta = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(z)} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2(z)}\right), \quad /6/$$

где

$$\sigma(z) = \sqrt{\sigma_0^2 + a^2(z)\nu^2}. \quad /7/$$

Как видно, зависимость для  $\sigma(z)$  /7/ соответствует выражению /3/.

Пространственное распределение протонов  $L(x, z')$  при  $z' > z$  определяется пространственно-угловым распределением  $F(x, \theta, z)$ , и для прямолинейно движущихся на участке  $z \div z'$  частиц можно записать:

$$\begin{aligned} L(x, z') &= \frac{1}{r} \iint_{-\infty}^{\infty} F(x', \theta, z) \delta\left(\theta - \frac{x - x'}{r}\right) d\theta dx' = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(z)} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2(z')}\right), \end{aligned} \quad /8/$$

где

$$\sigma(z') = \sqrt{\sigma_0^2 + \nu^2 [\Gamma + \alpha(z)]^2} \quad \text{и} \quad \Gamma \approx z' - z. \quad /9/$$

Из выражение /7/ и /9/ следует:

$$\sigma(z') = \sqrt{\sigma^2(z) + \nu^2 \Gamma [\Gamma + 2\alpha(z)]}.$$

Таким образом, параметры  $\nu$ ,  $\sigma_0$  и  $\alpha(z)$ , описывающие пространственно-угловое распределение  $F(x, \theta, z)$ , могут быть определены путем измерения величины  $\sigma(z)$  при трех координатах  $z$  с последующим решением системы уравнений типа /7,10/.

Для измерения профиля пучка частиц применяются различные системы, зачастую достаточно сложные /9,10/. В данной работе для измерения профилей пучка используется активационная методика. Детектируется выход изотопа  $^{24}\text{Na}$  по реакции  $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$ .

Тонкие алюминиевые фольги устанавливались на пути движения пучка, как показано на рис. 3, в положениях  $z_1, z_2$  и  $z_3$ . При облучении фольг установка "Модель" располагалась под углом  $\alpha = 0^\circ$  к оси пучка так, что пучок пропусклся через ионопровод /рис. 2,3/.

После облучения интегральным потоком  $\sim 10^{13}$  протонов с энергией 7,5 ГэВ фольги разрезались на квадраты со стороной  $\Delta = 5$  мм и  $\beta$ -активность изотопа  $^{24}\text{Na}$  каждого образца определялась на установке с малым фоном.

Распределение наведенной активности изотопа  $^{24}\text{Na}$   $A_{ij}(z) = A(\Delta x_i, \Delta y_j, z)_{z=z_k}$  связано с распределением протонов в пучке очевидным соотношением:

$$A_{ij} \sim \Delta^2 \bar{L}(\Delta x_i, z) \cdot \bar{L}(\Delta y_j, z),$$

где

$$\bar{L}(\Delta x_i, z) = \frac{1}{\Delta \Delta x_i} \int L(x, z) dx, \quad \bar{L}(\Delta y_j, z) = \frac{1}{\Delta \Delta y_j} \int L(y, z) dy.$$

Измеренная активность образцов приводилась к моменту нулевой выдержки /  $T_{1/2} = 15$  ч/. В итоге получались прямоугольные матрицы значений  $\|A_{ij}\|$  для трех координат  $z$ . Проведенные измерения показали, что суммар-

ные активности образцов  $A_0(z) = \sum_i \sum_j A_{ij}(z)$ , измеренные

указанным способом в трех фиксированных положениях  $z = z_k$  ( $k = 1, 2, 3$ ), рис. 3, - совпадают друг с другом в пределах статистической погрешности измерений /< 5%/.

В дальнейшем для получения параметров распределений  $F_x(x, \theta_x, z)$  и  $F_y(y, \theta_y, z)$  использовались результаты измерений активности  $A_{ij}(z)$ , нормированные на величину  $A_0$ , т.е.  $a_{ij}(z) = \frac{1}{A_0} \cdot A_{ij}(z)$ . Суммирование величин  $a_{ij}(z)$

по строкам ( $b_i(z) = \sum_j a_{ij}(z)$ ) и столбцам ( $b_j(z) = \sum_i a_{ij}(z)$ ) при-

водит к появлению распределений в вертикальной и горизонтальной плоскостях, которые однозначно связаны с

функциями  $\bar{L}(\Delta x_i, z)$  и  $\bar{L}(\Delta y_j, z)$  ( $\bar{L}(\Delta x_i, z) = \frac{b_i(z)}{\Delta}$ ).

Определение параметров нормального закона /среднего и среднеквадратического отклонения/ осуществлялось с использованием функции накопленной вероятности и экспериментальных данных о величине  $b_i(z)$ . Предполагая, что ось пучка должна проходить через максимумы распределений  $L(x, z)$  и  $L(y, z)$  /т.е. средние значения в обоих распределениях равны нулю/, можно проверить правильность нахождения оси пучка. Погрешность в определении среднего значения по приведенной методике обработки экспериментальных данных не превышает 2 мм. На рис. 5 представлены результаты измерений распределений  $L(\Delta x_i, z)$  при  $z = z_k$  ( $k = 1, 2, 3$ ) - заштрихованные прямоугольники. Вертикальный размер прямоугольников определяется статистической погрешностью измерений величин, входящих в определение  $b_i(z)$ .

Гладкой кривой показаны гауссовские распределения, оптимальным способом аппроксимирующие экспериментальные данные.

В результате проведенных измерений параметров пучка в экспериментальном зале в месте расположения установки "Модель" получено, что пучок протонов, как



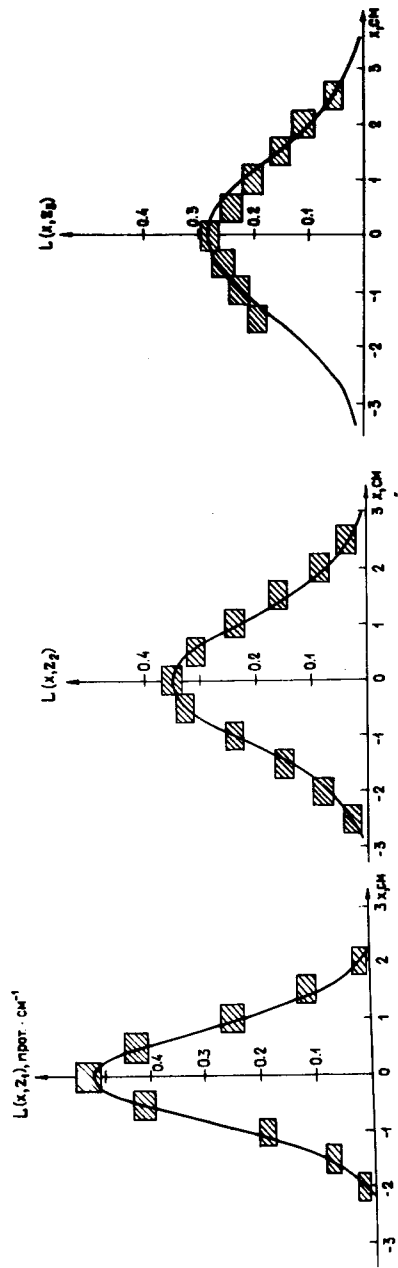


Рис. 5. Измеренные пространственные распределения протонов в пучке в вертикальной плоскости; кривые - аппроксимация экспериментальных результатов.

источник в задаче переноса излучения, описывается распределением

$$F(E, \vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{\delta(E - E_0)}{(2\pi)^2 \nu_x \nu_y \sigma_{0x} \sigma_{0y}} \times \exp\left\{-\frac{\theta_x^2}{2\nu_x^2} - \frac{\theta_y^2}{2\nu_y^2}\right\} \times \exp\left\{-\frac{[x - a_x(z)\theta_x]^2}{2\sigma_{0x}^2} - \frac{[y - a_y(z)\theta_y]^2}{2\sigma_{0y}^2}\right\}, \quad /11/$$

причем  $E_0 = 7,5 \text{ ГэВ}$ ;  $\nu_x = 3,55 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ;  $\sigma_{0x} = 0,758 \text{ см}$ ;  $a_x(z_1) = 71,8 \text{ см} \cdot \text{рад}^{-1}$ ;  $\sigma_x(z_1) = 0,8 \text{ см}$ ;  $\nu_y = 4,34 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ ;  $\sigma_{0y} = 0,383 \text{ см}$ ;  $a_y(z_1) = -74,5 \text{ см} \cdot \text{рад}^{-1}$ ;  $\sigma_y(z_1) = 0,5 \text{ см}$ .

Выражение /11/ использовалось для моделирования методом Монте-Карло функции дифференциальной плотности потерь в установке "Модель". На рис. 6 в виде гистограмм представлены распределения линейной плотности потерь протонов с энергией 7,5 ГэВ/с, реализующиеся за  $10^3$  и  $10^4$  историй при  $\alpha = 0,035 \text{ рад}$  и координате пересечения оси пучка с ионопроводом  $z = 57 \text{ см}$ . Гладкой кривой показано распределение, полученное аналитическим расчетом. Как видно из рис. 6, линейная плотность потерь удовлетворительно воспроизводится при числе выборок  $\sim 10^3$ .

На этом же рисунке для сравнения приведено измеренное распределение наведенной  $\gamma$ -активности вдоль оси установки "Модель" /квазипотери/. Сопоставление потерь и квазипотери показывает различие в ходе этих распределений, которое обусловлено вкладом вторичного излучения в образование радиоактивных изотопов.

В заключение авторы выражают благодарность И.Б.Иссинскому, Б.В.Василишину, И.А.Енговатову, В.А.Михайлову и Г.П.Решетникову за полезные обсуждения, а также Б.Д.Зельдичу, Г.С.Казанскому, А.А.Хошенко, Т.М.Савенковой за помощь в работе.

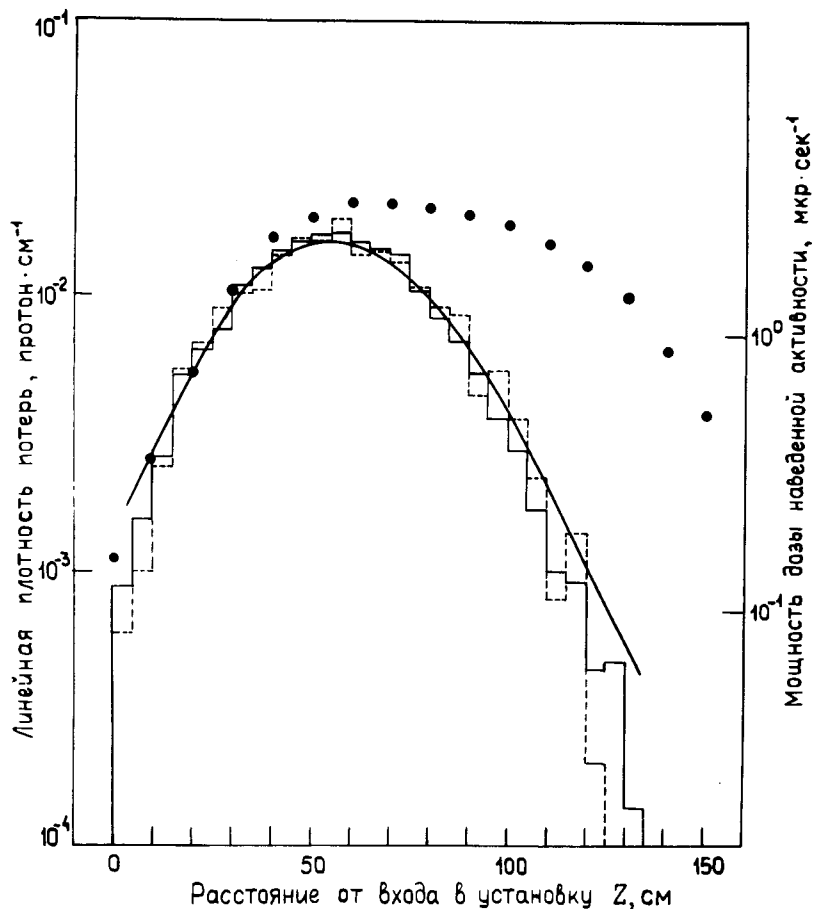


Рис. 6. Линейная плотность потерь протонов в эксперименте на установке "Модель". ———— - аналитический расчет; - - - - метод Монте-Карло / $10^4$  и  $10^3$  историй соответственно/; • - измеренная мощность дозы  $\gamma$ -излучения наведенной радиоактивности спустя 4 часа после конца облучения.

#### Литература

1. Зайцев Л.Н., Хвостов В.Б. В сб.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 16, М., Атомиздат, 1977.

2. O'Brien K., McLaughlin. I.E. Nucl. Instr. and Meth., 1968, 64, 67.
3. Зайцев Л.Н. ОИЯИ, Р16-8871, Дубна, 1975.
4. Awschalom M. e.a. NAL-TM-516, 1101-200; CERN-74-21, Lab. II, Rad. group, Geneva, 1974.
5. Бородин В.Е., Обрящикова Л.П., Рогов В.А. ИФВЭ, ЛРИ-75-106, Серпухов, 1975.
6. Бородин В.Е. и др. ИФВЭ, ЛРИ-76-140, Серпухов, 1976.
7. Казанский Г.С., Царенков А.П. ОИЯИ, 2491, Дубна, 1965.
8. Котов В.И., Миллер В.В. Фокусировка и разделение по массам частиц высоких энергий, Москва, Атомиздат, 1971.
9. Вишняков В.В. и др. ОИЯИ, 13-6971, Дубна, 1973.
10. Волков В.И. и др. ОИЯИ, 9-10104, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 июля 1977 года.