ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория высоких энергий

Ю.Н. Антонов, И.В. Кожухов, В.П. Рашевский, В.П. Саранцев,
Чжан Чжун-му

937

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКА НОВОГО ФОРИНЖЕКТОРА СИНХРОФАЗОТРОНА

Дубна 1962 год

Ю.Н. Антонов, И.В. Кожухов, В.П. Рашевский, В.П. Саранцев,
Чжан Чжун-му

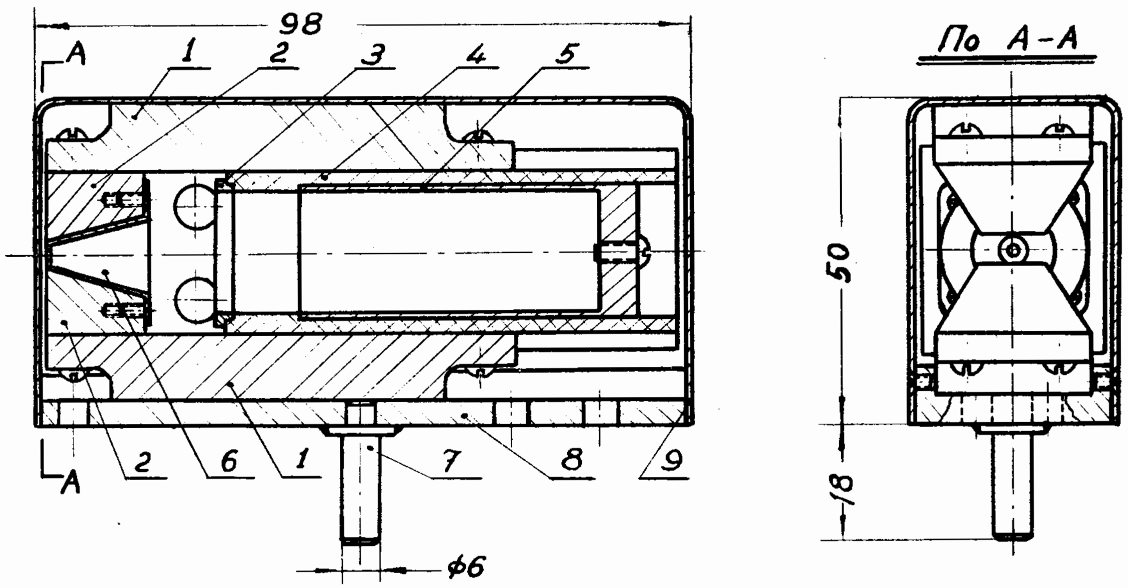
937

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКА НОВОГО ФОРИНЖЕКТОРА СИНХРОФАЗОТРОНА

Пучок, инжектируемый в линейный ускоритель, должен удовлетворять с точки зрения его геометрии следующим требованиям: ядро пучка, в котором идет основная часть тока, должно иметь диаметр, не превышающий 5 мм; угловая расходимость пучка не должна быть больше 8 – 10 миллирадиан (полный угол раствора конуса пучка).

А. Методика измерений

Все геометрические характеристики пучка определялись по кривым распределения его плотности по сечению, снятым по двум взаимно-перпендикулярным направлениям в различных сечениях. Измеряя по таким кривым диаметр ядра пучка, то есть диаметр, в котором идет ~ 50% полного ионного тока, можно определить средний угол расходимости (сходимости) пучка на разных расстояниях от точки фокуса. Распределение плотности пучка по сечению снималось с помощью измерителя, схематический разрез которого приведен на рис.1.



1. Магнит
2. Полюс магнита (ст. 3)
3. Экран (латунь)
4. Изолятор (оргстекло)
5. Цилиндр (латунь)
6. Диафрагма (латунь)
7. Шток (латунь)
8. Корпус (латунь)
9. Крышка (медь)

Рис. 1. Измеритель тока ионов.

Сильный постоянный магнит создавал в районе входной диафрагмы измерителя, имеющей диаметр 1 мм, поле, уводящее выбиваемые с краев диафрагмы электроны, а в районе коллектора ионов – препятствующее уходу с него вторичных электронов. С помощью специального устройства измеритель мог так перемещаться без нарушения вакуума в двух взаимно-перпендикулярных направлениях, что перекрывалось полное сечение ионопровода. Положение измерителя определялось с точностью до 0,5 мм. Координаты оси пучка находились в зависимости от положения измерителя, соответствующего максимальному току с коллектора. На рис. 2 приведены в качестве примера кривые распределения плотности пучка по его сечению в точке фокуса. По оси абсцисс отложены координаты измерителя в миллиметрах, соответствующие горизонтальному (x) и вертикальному (y) перемещению коллектора, по оси ординат – ионный ток на коллектор в относительных единицах.

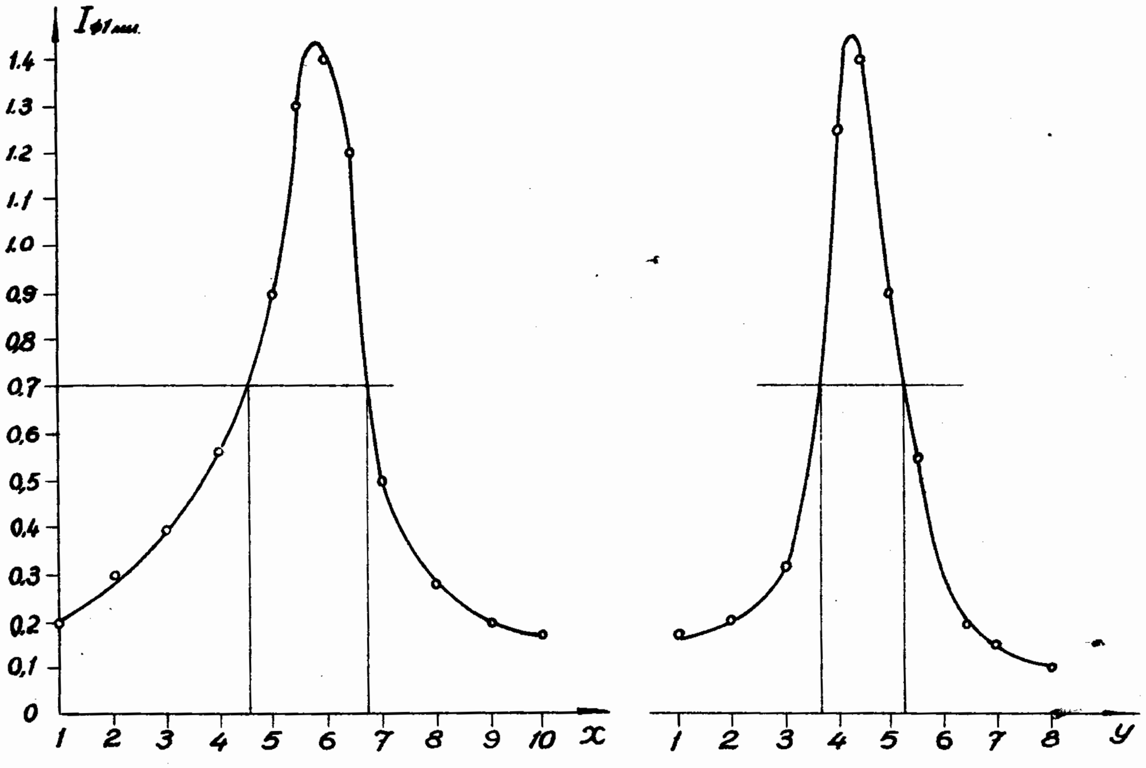


Рис. 2. Распределение плотности пучка по двум взаимно-перпендикулярным направлениям в точке фокуса.

Следует заметить, что данная методика позволяет оценить лишь некоторый средний угол, так как, во-первых, в проекции пучка на произвольную плоскость, параллельную его оси, траектории частиц отнюдь не являются прямыми линиями и, во-вторых, фокусирующая система форинжектора имеет довольно значительную аберрацию, что приводит к некоторой условности в определении положения точки фокуса. Эти замечания хорошо иллюстрируют приводимые ниже экспериментальные данные.

Наконец, надо отметить, что из-за имеющейся асимметрии в распределении плотности пучка по сечению, объясняемой несовпадением оптической и электрической осей ускорительной трубки, оценка части пучка, идущей в определенном диаметре, по соответствующим одномерным кривым может быть проведена лишь приблизительно, с точностью ~ 15%. Точнее такую оценку можно провести, снимая полное распределение плотности пучка по его сечению и производя численное интегрирование по интересующей нас области. Пример такого распределения дан на рис. 3; за начало координат принято положение оси пучка. Хорошо видно, что линии равной плоскости имеют эллипсоидную форму.

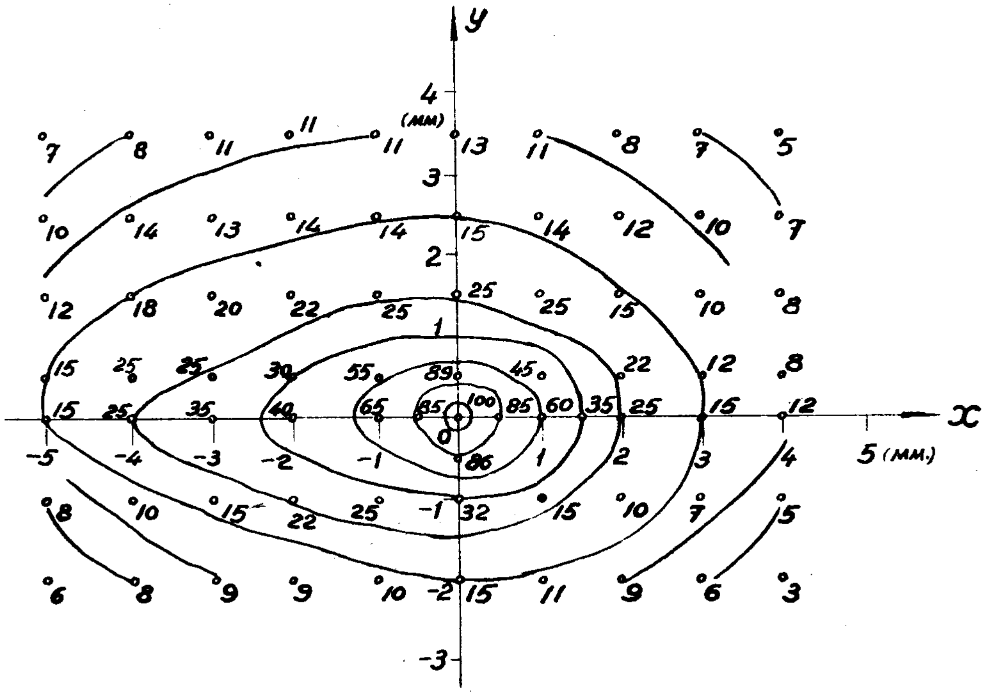


Рис. 3. Полное распределение плотности пучка по его сечению.

Б. Некоторые вопросы движения пучка в свободном от поля пространстве

Рассмотрим движение пучка в пространстве, потенциал которого в отсутствие пучка постоянен и равен $U_0 = U_{фи}$ относительно источника ионов. Считаем, что пучок, сила тока которого i_0, движется вдоль оси z, причем на входе в эквипотенциальную область при $z = 0$ пучок сходящийся, угол сходимости a_0, радиус пучка при $z = 0$ $r|_{z=0} = r_0$. Очевидно, что в этом случае пучок будет сходиться до некоторого r_{min}, после чего под действием сил кулоновского расталкивания начнет расходиться. Поставим задачу определить радиус пучка как функцию z, т.е. радиус пучка в любом его сечении; это даст возможность описать движение пучка как до, так и после точки фокуса.

Сделаем следующие упрощающие предположения:

а) распределение плотности пучка по сечению примем постоянным; при этом для центральных областей пучка, в которых идет основная часть тока, мы не делаем большой ошибки, так как кривые распределения плотности резко спадают с радиусом;

б) считаем, что все ионы имеют одну и ту же аксиальную скорость $v_z \approx v_0$; это предположение вполне правомочно, так как в нашем случае угол сходимости a весьма мал ($\sim 10^{-3}$ рад.), очевидно, $v_0 = \sqrt{\frac{2e\,U_0}{m}}$;

в) на оси пучка ионы имеют $a = 0$, с увеличением радиуса a равномерно увеличивается до a_0 при $r = r_0$; иначе говоря, радиальная компонента скорости иона пропорциональна его расстоянию от оси, то есть радиусу.

Сделанные предположения позволяют рассматривать задачу в одномерном случае и свести ее к нахождению траектории внешнего иона.

Так как внешние поля отсутствуют, уравнение движения будет иметь весьма простой вид:

$$m\ddot{r} = -e E_r \quad , \tag{1}$$

где E_r - радиальная компонента напряженности поля пространственного заряда пучка.

Значение E_r на границе пучка найдем, воспользовавшись теоремой Гаусса для потока индукции, создаваемого ионами пучка, находящимися между z и $z + dz$:

$$2\pi\, r\, \epsilon_0 E_r\, dz = \pi r^2 \rho_{(z)}\, dz \quad , \tag{2}$$

где ϵ_0 - диэлектрическая постоянная пространства, в котором движется пучок ($\epsilon_0 = 1$); $\rho_{(z)}$ - плотность пространственного заряда пучка в сечении z .

Считая ток пучка заданным и равным i_0 и учитывая предположение а), находим

$$\rho_{(z)} = \frac{i_0}{\pi r^2 v_z} \approx \frac{i_0}{\pi r^2 v_0} \quad . \tag{3}$$

Таким образом

$$E_r = \frac{r \rho_{(z)}}{2\epsilon_0} = \frac{i}{2\pi r \sqrt{\frac{2e U_0}{m}}} \tag{4}$$

и

$$m\ddot{r} = -\frac{e i_0}{2\pi r \sqrt{\frac{2e U_0}{m}}} \tag{5}$$

$$\ddot{r} = -\frac{e}{m} \frac{i_0}{2\pi r \sqrt{\frac{2e U_0}{m}}} \quad . \tag{5 }$$

Силой электромагнитного взаимодействия линейных токов в нашем случае можно пренебречь, так как она в $\frac{1}{\beta^2}$ раз меньше силы кулоновского расталкивания частиц пучка ($\beta \approx 0{,}03$).

Преобразуем (5), учитывая, что $r = r(z)$ и, следовательно,

$$\frac{d^2 r}{d t^2} = \frac{d^2 r}{d z^2} \left(\frac{d z}{d t}\right)^2 + \frac{d r}{d z} \frac{d^2 z}{d t^2} \quad .$$

Так как $v_z = \frac{d z}{d t} = v_0 = const$, то $\frac{d^2 z}{d t^2} = 0$ и

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{i_0}{4\pi r U_0 \sqrt{\frac{2e U_0}{m}}} \quad . \tag{6}$$

Уравнение (6) дает возможность определить

$$r_{min} = r_0 \exp\left(-M^2 \, tg^2 a_0\right) \tag{7}$$

и

$$z = M r_0 \exp\left(-M^2 \, tg^2 a_0\right) \int\limits_{M}^{\pm N} \exp\left(N^2\right) \frac{dr}{r N} \quad , \tag{8}$$

где

$$M = \left(\frac{2\sqrt{2}\ \pi\sqrt{\frac{e}{m}}\ U_0^{3/2}}{i_0} \right)^{1/2}$$

$$N = \sqrt{\ln \frac{r}{r_0} + M^2} \ .$$

Знак "−" в верхнем пределе интеграла правой части уравнения (8) соответствует случаю сходящегося пучка.

Для расчета гораздо удобнее пользоваться приближенной формулой:

$$z = 4{,}97\, r_0 \frac{U^{3/2}}{i_0} \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}} \ , \qquad (9)$$

где U_0 – скорость пучка в киловольтах, $R = \frac{r}{r_0}$,

i_0 – ток пучка в миллиамперах.

В. Измеренные геометрические характеристики пучка

На рис. 4–7 приведены траектории крайних частиц ядра пучка, построенные для разных положений точки фокуса по оси z. Выход трубки соответствует $z = 0$. Кривая рис. 7 показывает, что при фокусировке пучка на очень большие расстояния линейные размеры его в точке фокуса становятся настолько большими, что перестают удовлетворять условиям инжекции в линейный ускоритель, хотя угол сходимости пучка остается очень малым. Кривые рис. 4–6 относятся к случаям расходимости пучка после точки фокуса при фокусировке пучка на разные расстояния от выхода ускорительной трубки. Из рассмотрения приведенных данных следует, что оптимальным является наименьшее расстояние между выходом ускорительной трубки и входом линейного ускорителя.

Пунктирные кривые на рис. 4 и 5 соответствуют движению пучка, рассчитанному по формуле (9). Измеренная расходимость пучка несколько меньше, чем это следует из соотношений (8) и (9); это можно объяснить частичной компенсацией пространственного заряда пучка током встречных вторичных электронов. В пользу этого предположения свидетельствует тот факт, что ионизация протонами при их прохождении в атмосфере водорода наиболее эффективна при энергиях больших 10^5 эв.

Измерения показывают, что при фокусировке пучка на небольшие расстояния (до 1500–2000 мм) от выхода трубки распределение плотности пучка по его сечению симметрично по z относительно точки фокуса. Такой характер движения частиц пучка непосредственно следует из (6): при $r \to 0$ $\frac{d^2 r}{dz^2} \to \infty$, то есть нет пересечения оси пучка частицами и проекция пучка на производную плоскость, параллельную оси z, имеет вид, приведенный на рис. 8 а). С ростом расстояния до точки фокуса симметрия нарушается и при фокусировке пучка на расстояния $z_0 \geq$ 4000 мм соответствующая проекция принимает вид, показанный на рис. 8 б). Такой характер движения частиц пучка объясняется, по-видимому, тем, что при больших расстояниях, проходимых протонами в ионопроводе, существенным

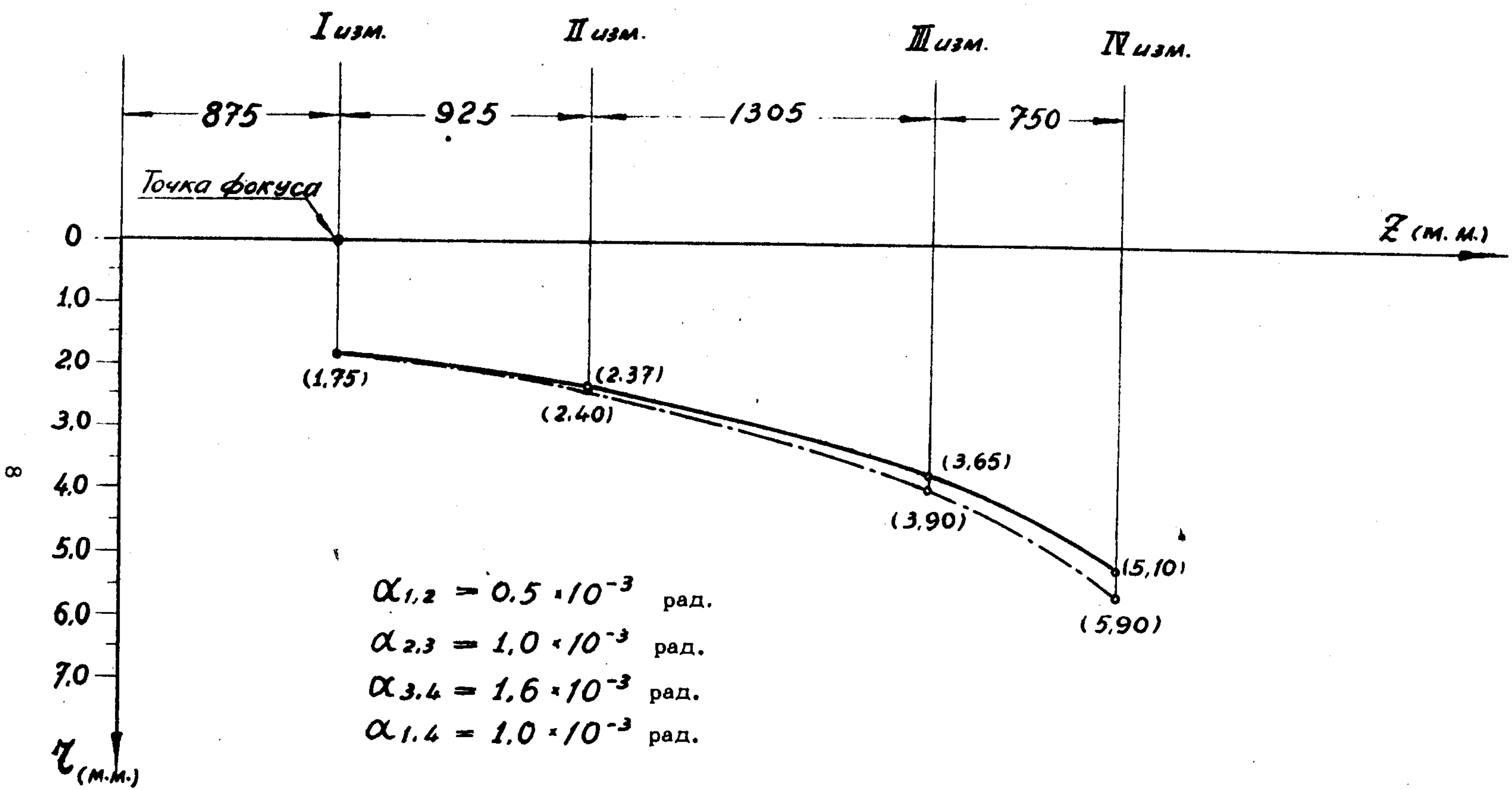


Рис. 4. Расходимость пучка после фокуса для z_0 =875 мм.

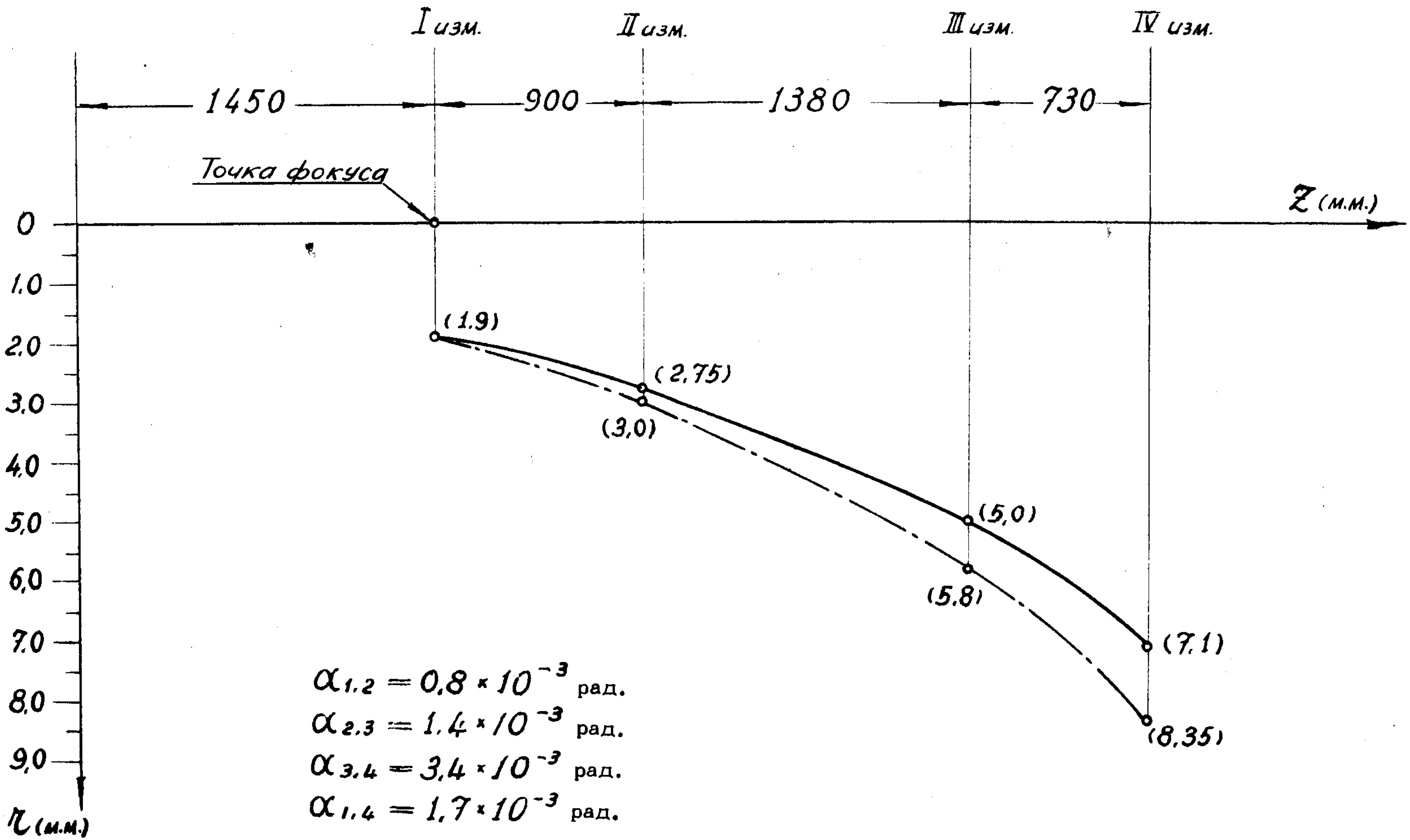


Рис. 5. Расходимость пучка после фокуса для z_0 =1450 мм. Пунктирные кривые рассчитаны по формуле (9).

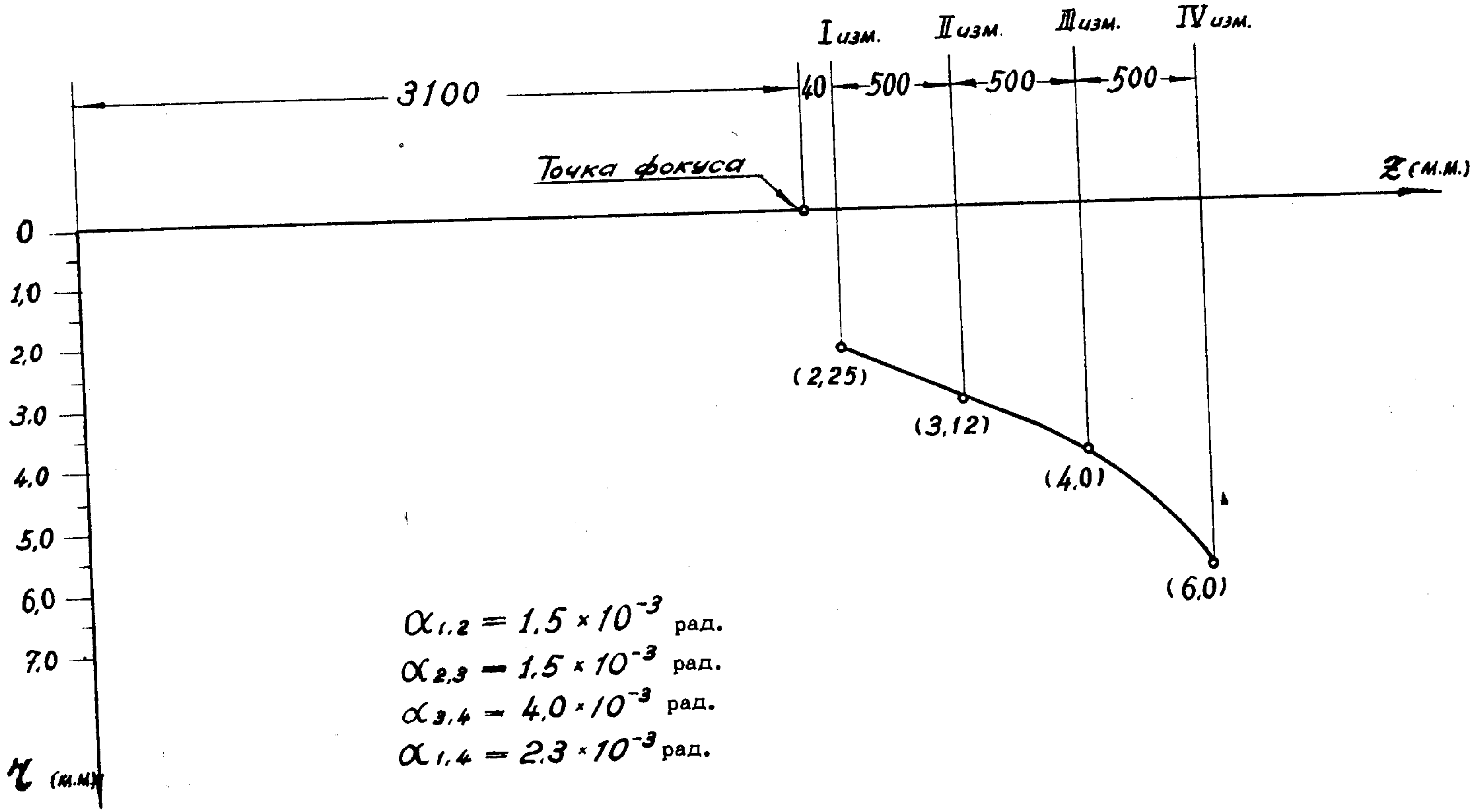


Рис. 6. Расходимость пучка после фокуса для z_0 =3100 мм.

Рис. 6. Расходимость пучка после фокуса для z_0 =3100 мм.

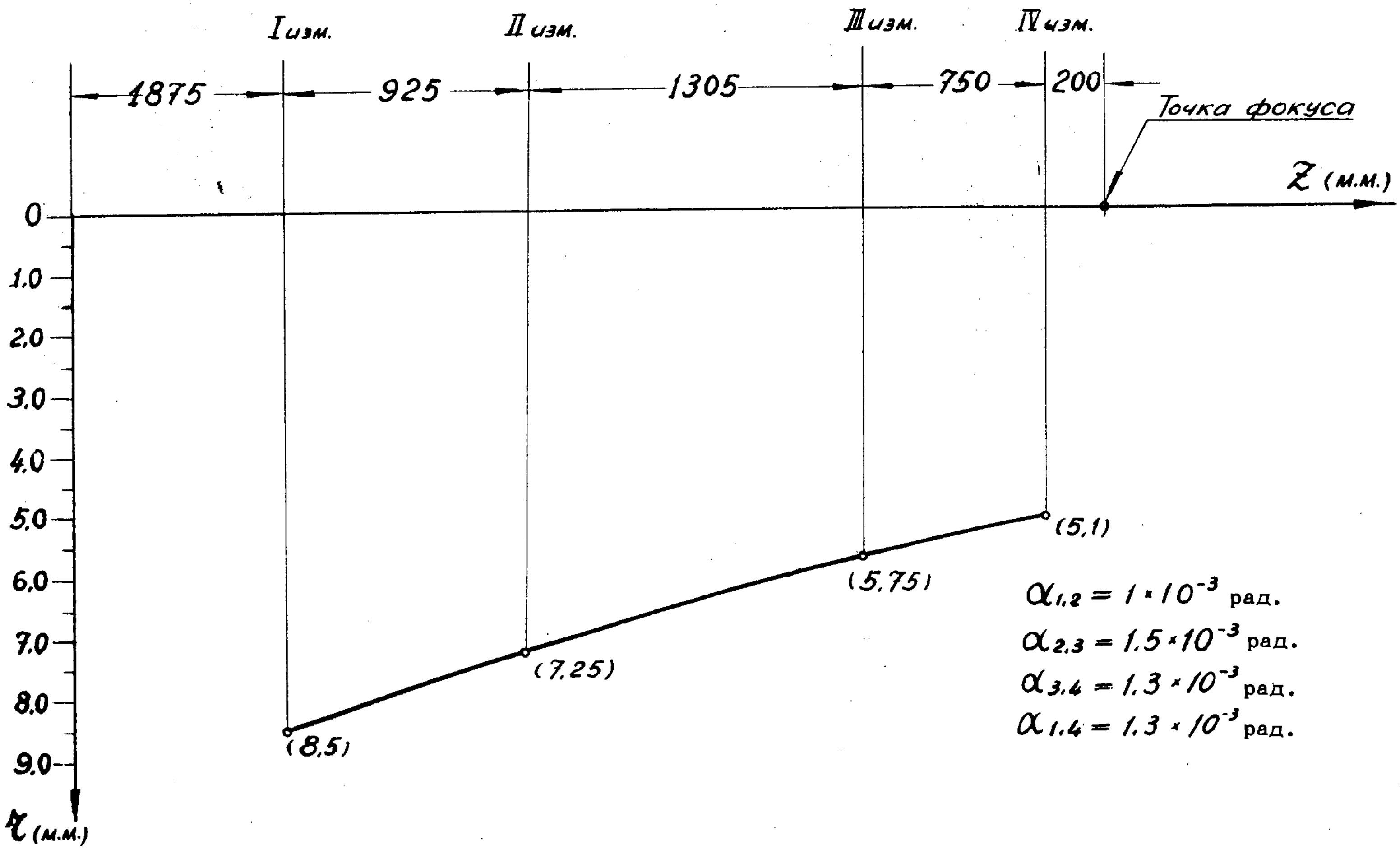


Рис. 7. Сходимость пучка до фокуса для z_0 =5055 мм.

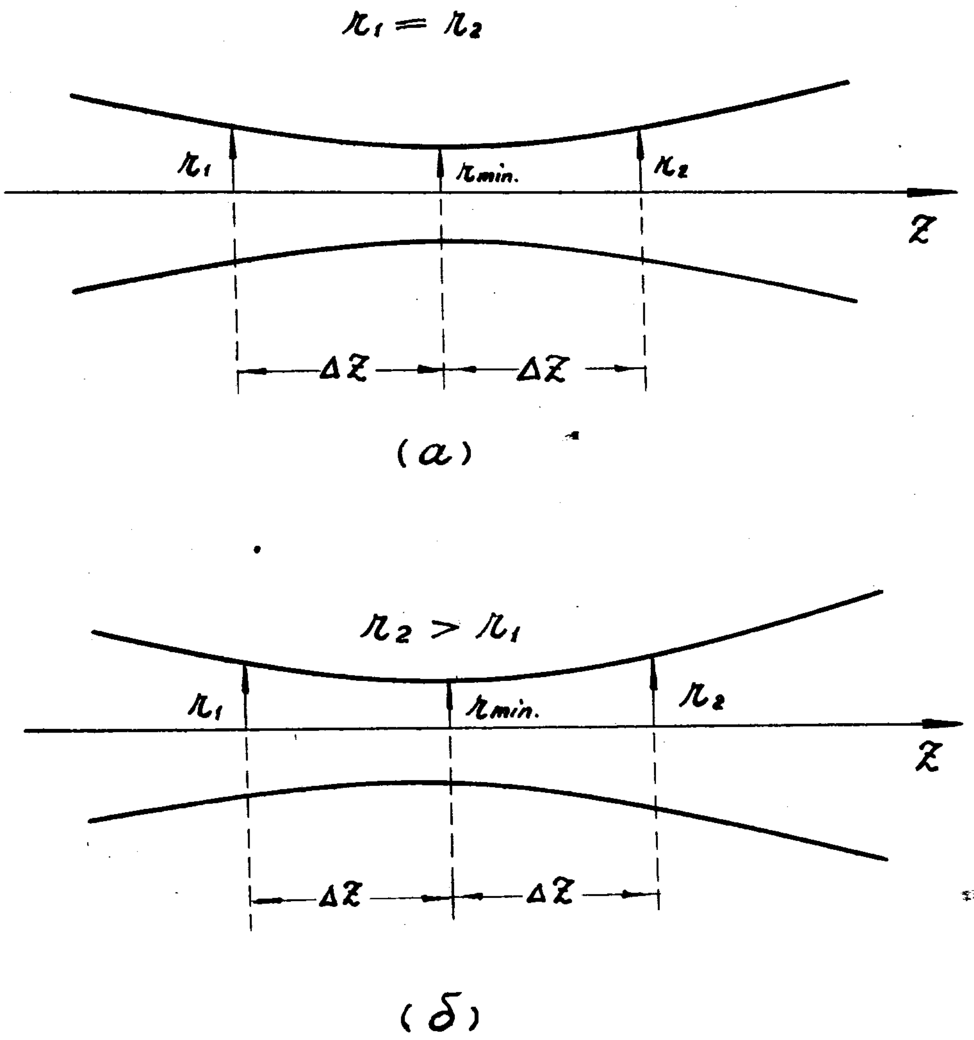


Рис. 8.

становится вклад многократного рассеяния на остаточном газе. Для среднего угла многократного рассеяния имеем:

$$\langle\theta\rangle \approx \frac{E_s\sqrt{t}}{\sqrt{2p^2\beta^2}}\,, \tag{10}$$

где $E_s = 2{,}1\cdot10^7$ эв, $p^2\beta^2 \approx 4E_0^2$ ($E_0 \approx 6{,}\cdot10^5$ эв), $t = 34$ г/см^2 (остаточный газ - воздух).

Учитывая, что 1 мм рт. ст. соответствует 1,36 г/см^2 и что рабочий вакуум в ионопроводе $\sim 1\cdot10^{-5}$ мм рт.ст., из (10) получаем:

$$\langle\theta\rangle \approx \frac{2{,}1\cdot10^7}{2\cdot6\cdot10^5}\sqrt{\frac{1{,}36\cdot1\cdot10^{-5}}{2\cdot34}} \approx 7\cdot10^{-3}.$$

С ростом расстояния z_0 от выхода трубки до точки фокуса растет r_{min}. Это следует и непосредственно из (7), так как увеличение z_0 соответствует уменьшению угла сходимости. Начиная с некоторых z_0, вообще не удается получить отчетливого фокуса, не прибегая к помощи дополнительных фокусирующих устройств. В работе /2/ приводилось значение $z_0 = z$, критическое для данной установки; оно равно ~ 4500 мм.

Из сказанного выше видно, что при расстоянии между ускорительной трубкой и линейным ускорителем не более 2-3 метров фокусирующая система форинжектора вполне обеспечивает геометрические характеристики протонного пучка, удовлетворяющие условиям инжекции в линейный ускоритель.

В заключение авторы пользуются случаем поблагодарить М.Ф. Васильева и П.Ф. Черняева, принимавших участие в измерениях.

Литература

1. Н.С. Зинченко. Курс лекций по электронной оптике. Изд. Харьковского университета, 1961.
2. Ю.Н. Антонов, Л.П. Зиновьев, И.В. Кожухов, В.П. Рашевский, В.П. Саранцев, Чжан Чжун-му. Фокусировка и юстировка пучка инжектора линейного ускорителя. Препринт ОИЯИ, Р-885, Дубна, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 марта 1962 года.