



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

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

P-855

ФОКУСИРОВКА И ЮСТИРОВКА
ПУЧКА ИНЖЕКТОРА
ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ

Дубна 1961 год

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

P-855

1306/4 48.
ФОКУСИРОВКА И ЮСТИРОВКА
ПУЧКА ИНЖЕКТОРА
ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Описывается система фокусировки и юстировки пучка форинжектора нового линейного ускорителя синхрофазотрона Лаборатории высоких энергий. Расстояние между ионным источником и входным патрубком резонатора линейного ускорителя $L = 5000$ мм. При таком расстоянии фокусирующая система должна была обеспечить диаметр пучка на входе ускорителя $d \leq 5$ мм и угловую расходимость $\alpha \leq 3 \cdot 10^{-3}$ рад при импульсном токе протонов в пучке $I = 50-70$ миллиампер (длительность импульса $\tau = 450$ мксек, энергия протонов 570 Кэв).

Схема расположения оборудования показана на рис. 1.

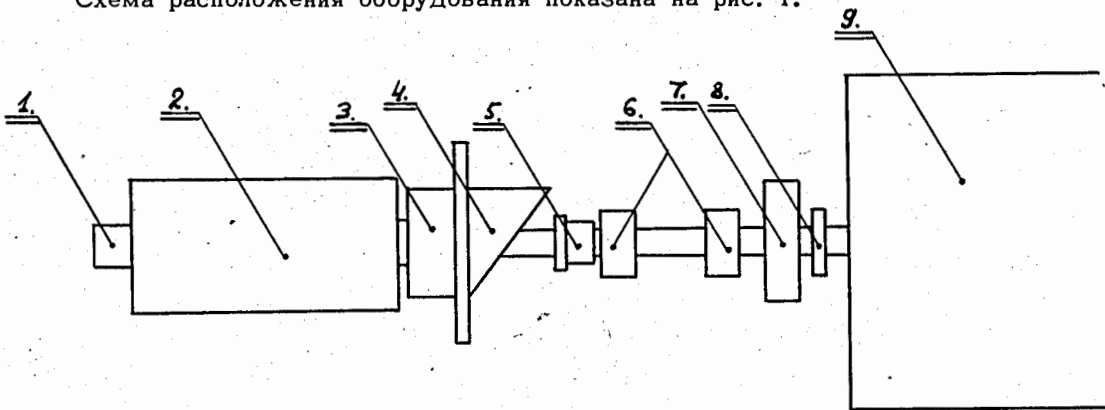


Рис. 1.

1. Ионный источник. 2. Ускорительная трубка. 3. Юстировочное приспособление.
4. Камера выхода. 5. Цилиндр Фарадея. 6. Магнитная корректирующая система.
7. Короткая магнитная линза. 8. Вакуумный затвор. 9. Линейный ускоритель.

1. Фокусировка пучка форинжектора

А. Фокусирующее действие магнита источника

В работе ^{1/} указывалось, что для фокусировки пучка на выходе трубки существенное значение имеет вставка из немагнитного материала в районе эмиссионного отверстия источника. Наличие этой вставки обуславливает появление в области отбора пучка заметного поля рассеяния от магнита источника. Качественная картина распределения магнитного поля в источнике и в области отбора приведена на рис. 2. Более подробно характер провисания поля в область отбора был

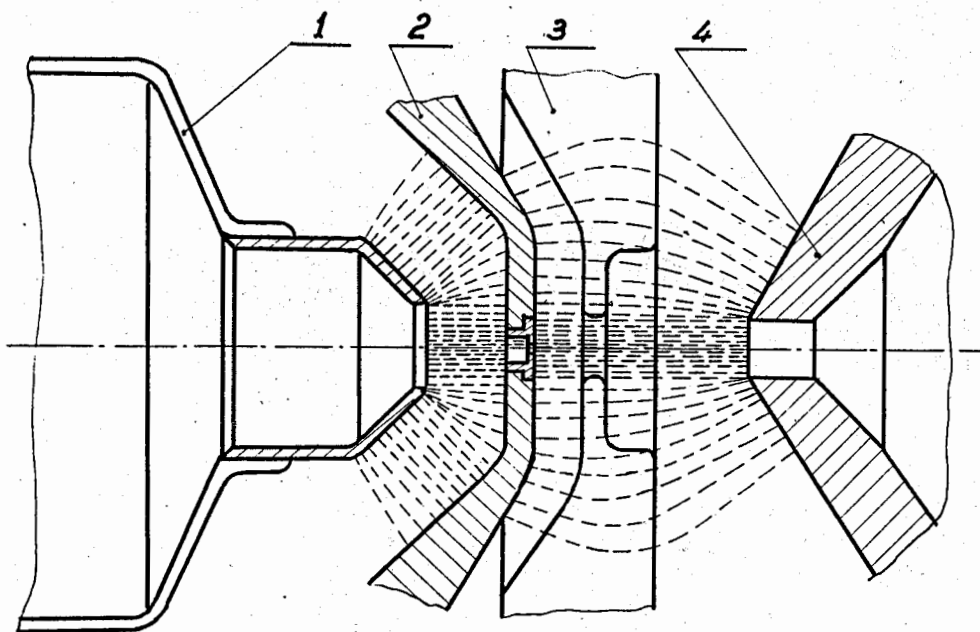


Рис. 2. Магнитное поле в ионном источнике и области отбора.

1. Отсасывающий электрод (стальная вставка). 2. Антикатод (сталь).
3. Анод (мёдь). 4. Промежуточный анод (сталь).

исследован при измерении распределения поля вдоль оси источника. Результаты измерений для интересующей нас области отбора пучка даны на рис. 3.

Наличие заметного поля рассеяния, проникающего на значительную глубину в область отбора, позволяет предположить, что протоны, имеющие в этой области небольшую энергию, фокусируются этим полем. Произведем оценку фокусирующего действия магнитного поля в области отбора, исходя из следующих предположений. 1) Считаем граничную поверхность плазмы плоской и совпадающей с плоскостью $x, y, 0$ (см. рис. 3). 2) Ионы покидают плазму по нормали к ее граничной поверхности, т.е. параллельно оси z . 3) Вытягивающее напряжение $u_0 = 5 \cdot 10^4$ вольт, градиент $\frac{du}{dz} \approx \frac{u_0}{z_0} = 4,17 \cdot 10^3$ вольт/мм.

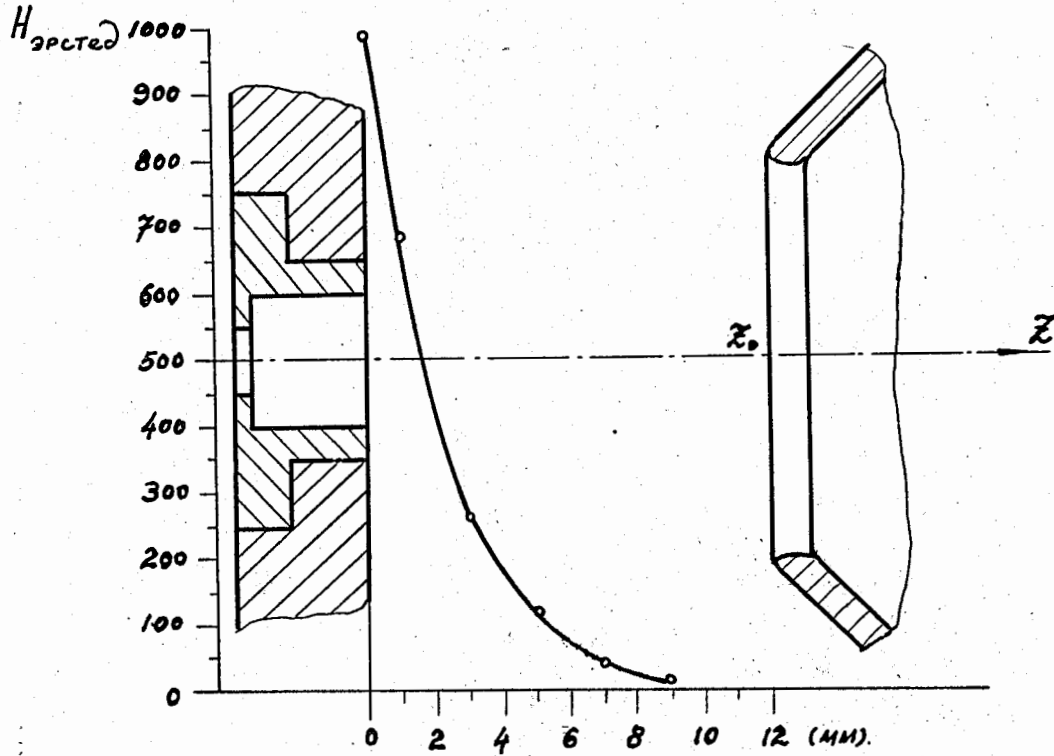


Рис. 3. Магнитное поле рассеяния в области отбора.

Кривую распределения магнитного поля (рис. 3) можно аппроксимировать выражением

$$H_z = H_0 e^{-\alpha z},$$

где $H_0 = 1000$ гаусс, $\alpha = 4,5$, (z в сантиметрах).

Из таблицы 1 видно, что предложенная аппроксимация достаточно точна.

Т а б л и ц а 1

z см	H_z по рис. 3	$H_z = H_0 e^{-\alpha z}$	Погрешность $\frac{\Delta H}{H}$
0	1000	1000	0
0,1	690	638	0,08
0,3	265	281	0,6
0,5	107	104	0,03
0,7	45	42	0,07
0,9	20	20	0

Запишем уравнения частицы (протона) для рассматриваемого случая

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = e \frac{dU}{dz} - \frac{e}{c} r \frac{d\theta}{dt} H_r ; \quad (1)$$

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{e}{c} r \frac{d\theta}{dt} H_z + mr \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 ; \quad (2)$$

$$m \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) = -\frac{e}{c} r \frac{dr}{dt} H_z + \frac{e}{c} r \frac{dz}{dt} H_r . \quad (3)$$

Из уравнения (1), пренебрегая вторым членом правой части ввиду малости H_r и θ , получаем

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = m \frac{d}{dt} \left(\frac{dz}{dt} \right) = e \frac{dU}{dz} \quad (1^*)$$

$$\frac{1}{2} m d \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 = e dU$$

$$\frac{1}{2} m \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 = e U .$$

Преобразуя уравнение (2), интегрируя его и определяя постоянную интегрирования из условия $\frac{dr}{dt} = 0$ при $z = 0$, имеем

$$m \frac{dr}{dt} = -\frac{e}{c} \frac{H_0}{a} (e^{-az} - 1) . \quad (2^*)$$

Определяя $\frac{dz}{dt}$ из (1) и подставляя в (2), получаем

$$\sqrt{2emU} \frac{dr}{dz} = -\frac{e}{c} \frac{H_0}{a} (e^{-az} - 1) . \quad (4)$$

Очевидно, под U здесь следует понимать величину $\frac{dU}{dz} z = \frac{U_0}{z_0} z$ ($0 < z < z_0$); при $z > z_0$ считаем $U = -U_0$.

Разделяя переменные в (4) и производя интегрирование, получаем

$$\sqrt{\frac{2emU}{z_0}} \int_{r_0}^r dr = -\frac{e}{c} \frac{H_0}{a} \int_0^z \frac{(e^{-az} - 1)}{\sqrt{z}} dz ,$$

где r_0 - радиус пучка на выходе источника, z_f - положение фокуса, определяемого магнитным полем источника.

Произведя замену переменных $\sqrt{z} = \zeta$, разложив e^{-az} в степенной ряд и ограничиваясь четырьмя членами разложения из (4), находим $z_f \approx 40$ мм; таким образом поле рассеяния магнита источника фокусирует протоны непосредственно в области отбора.

Б. Фокусировка в ускорительной трубке

Взаимное расположение и схема питания отсасывающего и фокусирующего электродов показаны на рис. 4. Эти два электрода образуют линзу, действующую по принципу разности скоростей и задающую угол входа пучка в трубку. Меняя потенциал фокусирующего электрода, можно изменять угол входа, и, следовательно, — положение фокуса относительно выхода ускорительной трубки.

С точки зрения движения пучка поле в трубке можно разбить на три области (см. рис. 5): 1. Область нулевого поля, предшествующая трубке. 2. Область постоянного поля по всей длине трубки. 3. Область нулевого поля на выходе трубки.

Оптически этим областям соответствуют следующие элементы: одноапертурная линза (собирающая) у входа в трубку и вторая одноапертурная линза (рассеивающая) на выходе.

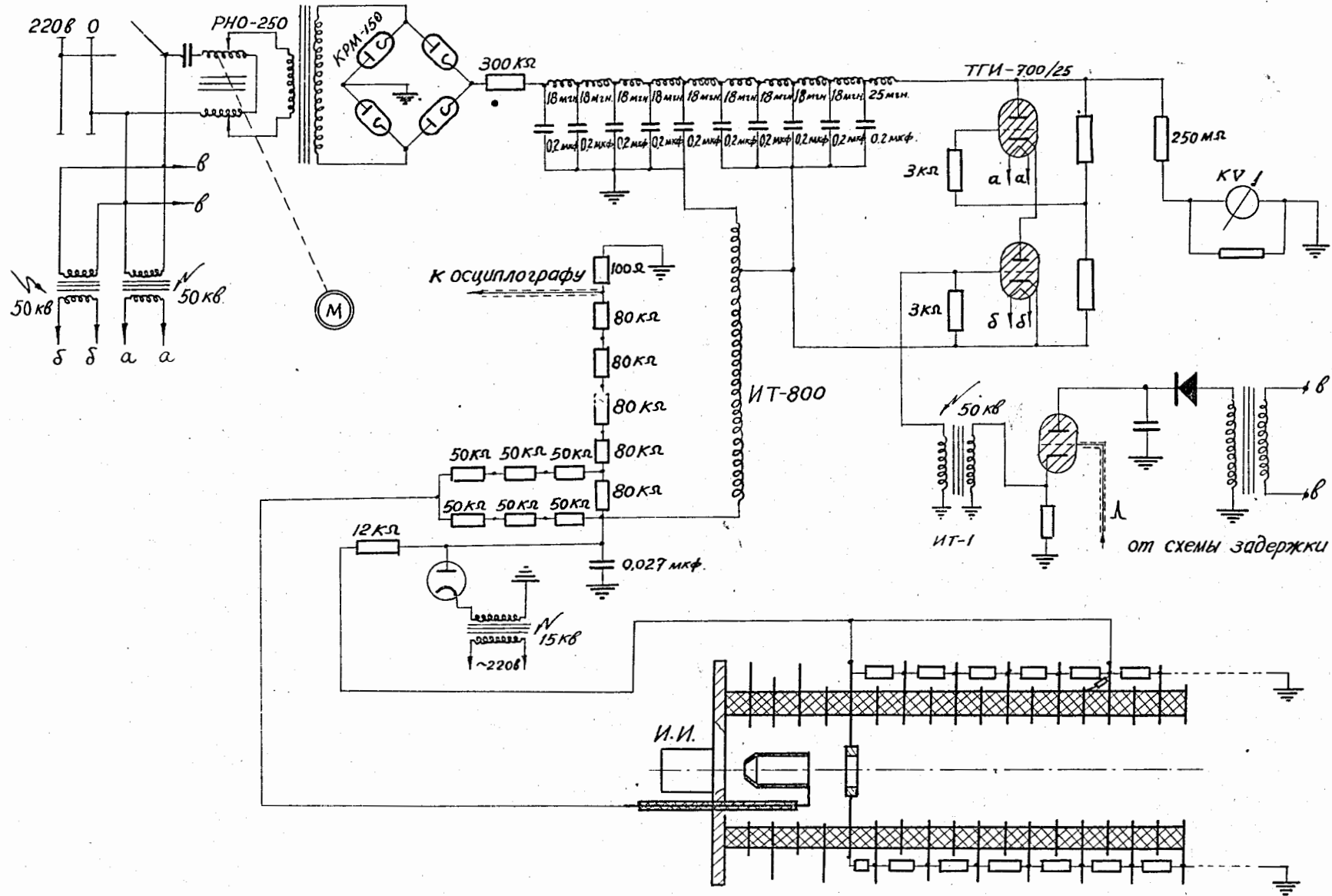
Непосредственно в трубке (область II) имеет место ускорение без фокусировки и частицы, получившие при входе некоторый угол сходимости, движутся по параболе. За счет рассеивающего действия выходной апертуры частицы приходят к оси в некоторой точке В вместо А. Для фокусного расстояния выходной линзы имеем (см., например, [2]).

$$f = \frac{4V}{E_1 - E_2}, \quad (5)$$

где V — ускоряющее напряжение на трубке, E_1 — поле, предшествующее апертуре, E_2 — поле, следующее за апертурой.

Так как $|E_1 - E_2| \approx V/e$, то $f \approx -4\ell$; знак минус соответствует случаю ускорения положительно заряженных частиц.

Большой практический интерес представляют величины r_e и γ_e — радиус и угол сходимости пучка на выходе трубки.



Р и с. 4.

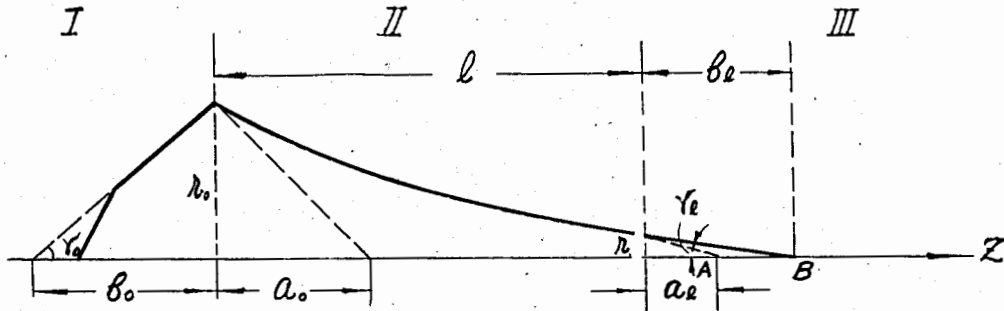


Рис. 5. Движение пучка в ускорительной трубке.

Радиус пучка на выходе r_e связан с радиусом пучка на входе r_0 следующим соотношением ^{/3/}:

$$\frac{r_e}{r_0} = 1 + \frac{2}{N^{1/2} + 1} \left(\frac{l}{b_0} - \frac{N-1}{4\xi} \right). \quad (6)$$

В той же работе дается выражение для l/b_0

$$\frac{l}{b_0} = \left(\frac{N-1}{4} \right) \frac{4(N^{1/2}-1-2\xi) + (3N^{1/2}-1-2\xi) \left[\frac{(N-1)}{N} \right] \frac{b_e}{l}}{4(N^{1/2}-1) + (3N^{1/2}-1) \left[\frac{(N-1)}{N} \right] \frac{b_e}{l}}, \quad (7)$$

где N - отношение кинетической энергии протонов при выходе из трубки к энергии на входе, l - длина трубки, ξ - некоторый поправочный коэффициент, зависящий от диаметра выходной апертуры и от отношения $\frac{V}{E_1 - E_2}$. ξ увеличивается с ростом отношения D/f , где D - диаметр выходной диафрагмы, а f - фокусное расстояние соответствующей одноапертурной линзы, начиная с 1. Однако, для нашего случая можно положить $\xi = 1$, так как кинетическая энергия пучка на выходе трубки достаточно велика, чтобы сделать f большим и $\xi \approx 1$. Тогда, подставляя (7) в (6) и сделав простые преобразования, найдем

$$\frac{r_e}{r_0} = 1 - \frac{8 + \left(\frac{N+1}{N} \right) \frac{b_e}{l}}{4 + \left(\frac{3N+2N^{1/2}-1}{N} \right) \frac{b_e}{l}}. \quad (8)$$

Для нашего случая радиус пучка на входе в трубку $r_0 = 60$ мм, длина трубки $l = 1600$ мм, $b_e = 2500$ мм и $N \approx 100$. Подставляя приведенные значения параметров инжектора в (8), получаем

$$\frac{r_e}{r_0} = 0,063, \text{ т.е. } r_e = 3,8 \text{ мм.}$$

Позже при обсуждении геометрических размеров пучка в ионопроводе между форинжектором и линейным ускорителем, мы рассмотрим вопрос о согласии полученного значения r_e с экспериментальным.

Меняя N , т.е. меняя угол входа пучка в трубку, мы тем самым меняем и b_e , т.е. перемещаем положение фокуса по оси инжектора. Следует заметить, что из-за кулоновского расталкивания частиц в пучке существует некоторое предельное b_e , дальше которого отчетливый фокус получить не удастся. Для описываемого форинжектора критическое b_e равно примерно 5 метрам.

В. Дополнительные фокусирующие устройства

На участке ионопровода между форинжектором и линейным ускорителем установлена линза, обеспечивающая в случае необходимости дополнительную фокусировку пучка.

Первоначально для дополнительной фокусировки пучка в ионопроводе использовались квадрупольные линзы жесткой фокусировки. Однако, по ряду соображений, основным из которых явилось то, что при работе линзы на малые фокусные расстояния невозможно избавиться от асимметрии пучка, возникающей за счет значительного расстояния между линзами, от них пришлось отказаться.

В качестве фокусирующего элемента в районе ионопровода используется короткая магнитная линза, геометрические характеристики которой приведены на рис. 6. Фокусное расстояние такой линзы, как известно, дается выражением

$$f = \frac{4m^2 v_z^2}{e^2 \int_{-\infty}^{\infty} H_z^2 dz}, \quad (9)$$

где v_z - компонента скорости по оси линзы.

Для расчетов гораздо удобнее пользоваться приближенной формулой

$$fW = 9460 \sqrt{\frac{V \cdot d}{f}},$$

где J - ток катушки в амперах, W - число витков, d - диаметр катушки в см, V - энергия протонов в киловольтах.

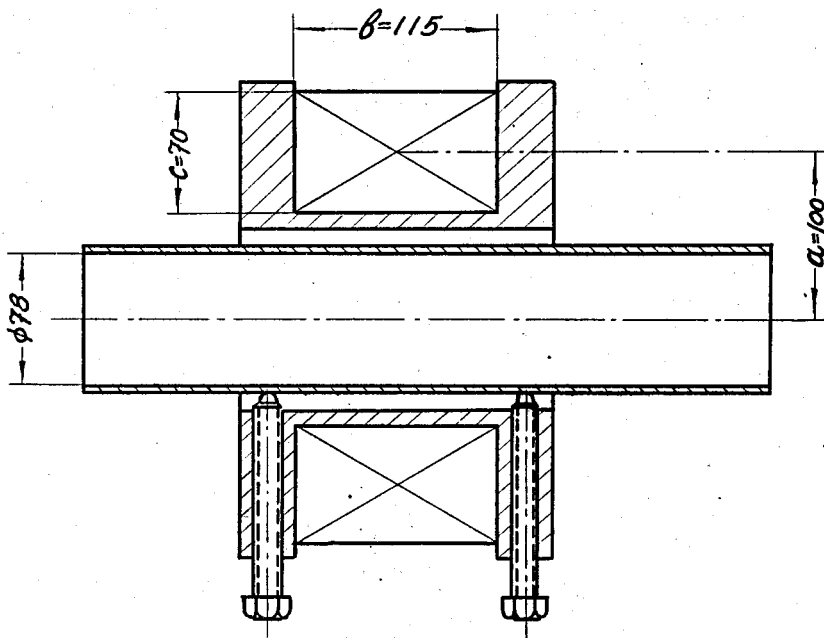


Рис. 6. Короткая магнитная линза для дополнительной фокусировки пучка в ионопроводе.

Питание линзы осуществляется импульсно от батареи конденсаторов суммарной емкостью 600 мкф, разряжающейся через игнитрон; при токе в катушке $J = 1000$ ампер, фокусное расстояние $f = 25$ см. Для увеличения сопротивления короткозамкнутого витка труба ионопровода в месте расположения линзы изготовлена из нержавеющей стали (82/78 мм). Число витков линзы $W = 210$, индуктивность $L = 5950$ мкгн, собственная частота $f_c = 90$ гц. Предусмотрена возможность подстройки положения линзы относительно оси ионопровода при помощи установочных винтов (см. рис. 6).

Г. Геометрия пучка форинжектора

Измерение геометрических размеров пучка в ионопроводе проводилось методом снятия распределения плотности тока по сечению. Специальное устройство позволяло перемещать диафрагму диаметром 1 мм в любую точку по сечению пучка. Центр пучка определялся по максимальному току через измерительную

диафрагму; ток измерялся цилиндром Фарадея, расположенным непосредственно за диафрагмой. На рис. 7 приводится топографическая модель распределения плотности пучка по сечению при фокусировке на 1500 мм от выходной

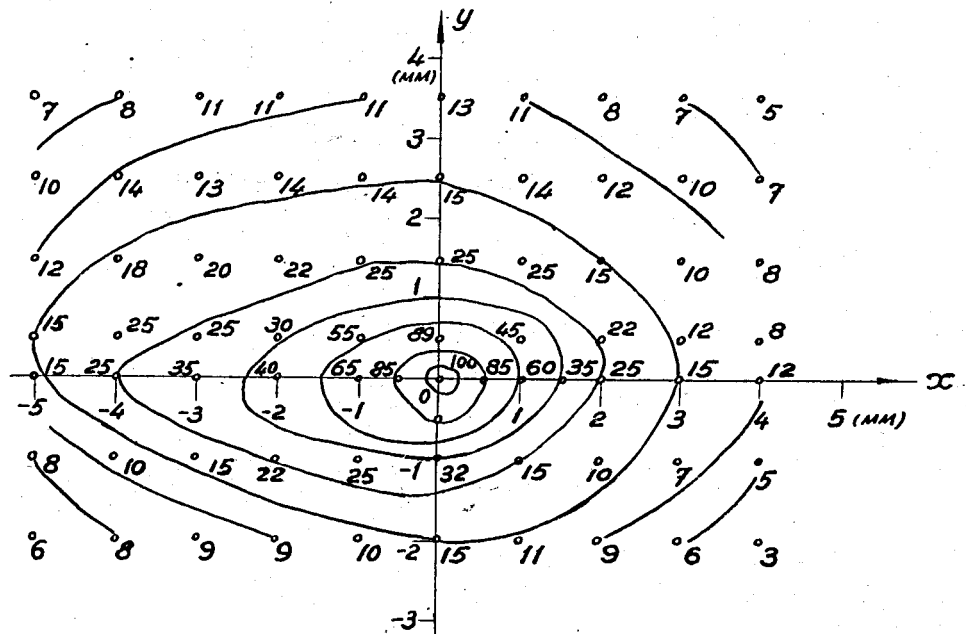


Рис. 7. Топографическая модель распределения плотности пучка по сечению.

диафрагмы трубки. Ось X соответствует горизонтальному направлению, ось Y - вертикальному, точка O определяет положение центра диафрагмы; ток через отверстие диаметром 1 мм дан в относительных единицах (100 единиц соответствуют току в 1,4 миллиампера). Отсутствие симметрии в распределении плотности пучка по сечению определяется несовпадением оптической и электрической осей ускорительной трубки. Соответствующие одномерные кривые распределения плотности пучка по сечению, снятые вдоль прямых $(x,0)$ и $(y,0)$, даны на рис. 8. По полуширине кривых определяем размеры ядра пучка, в котором идет около

50% общего тока: $\Delta x = 3$ мм, $\Delta y = 2$ мм. При фокусировке на предельное расстояние ($b_e \approx 5$ метров) эти размеры увеличиваются до $\Delta x = 16$ мм и $\Delta y = 12$ мм.

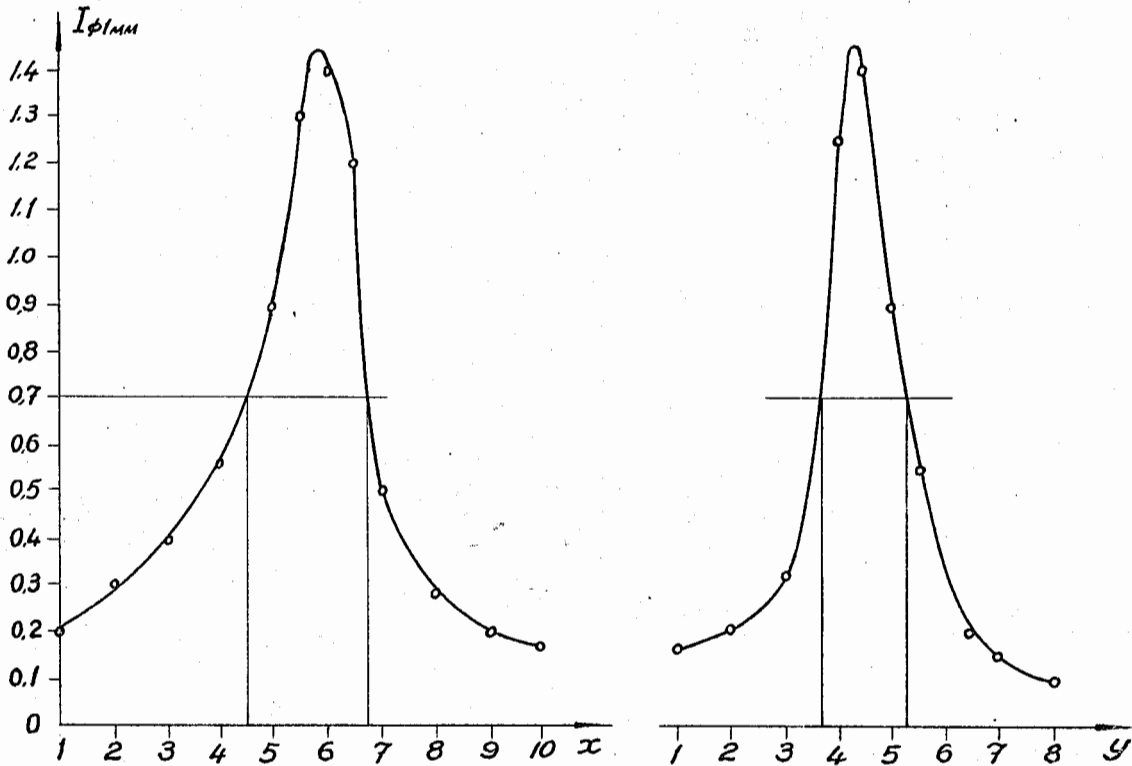


Рис. 8. Кривые распределения плотности пучка по сечению по двум взаимно-перпендикулярным направлениям.

Для определения угловой расходимости пучка в ионопроводе измерялось распределение плотности пучка по сечению в двух различных сечениях. Определяя размеры ядра пучка в каждом сечении и зная расстояние между ними, легко определить угловую расходимость (сходимость) пучка. Такие измерения дали величины

$$\alpha_x = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$$

$$\alpha_y = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ рад,}$$

где α_x и α_y углы полураствора конуса пучка в ионопроводе в горизонтальном и вертикальном сечении соответственно.

Следует учесть, что данная методика измерений позволяет определить лишь некоторый средний угол, так как в проекции пучка на произвольную плоскость, параллельную его оси, траектории частиц пучка отнюдь не будут прямыми линиями.

Это замечание хорошо иллюстрирует следующий эксперимент: измерялся угол расхождения пучка по сечению в трех точках (1,2,3), равноотстоящих друг от друга; результаты измерений даны в таблице 2.

Т а б л и ц а 2

	База измерений (м)		
	1,2	2,3	1,3
Угол полураствора конуса пучка в горизонтальном сечении (рад)	$2 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$
Угол полураствора конуса пучка в вертикальном сечении (рад)	$2 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$

При использовании ионного источника, описанного в /1/, угловая расходимость пучка, сфокусированного на три-четыре метра от выхода трубки, составляла $(5-6) \cdot 10^{-3}$ рад. В источнике описываемого инжектора применена плазменная оптика, позволившая существенно снизить угловую расходимость. Плазменная оптика (рис. 9) представляет собой небольшую камеру диаметром 20 мм и глубиной 6 мм с выходным отверстием 14 мм, находящуюся у эмиссионного отверстия источника и соосную с ним. С помощью плазменной оптики удается улучшить форму граничной (эмитирующей) поверхности плазмы на выходе источника и тем самым уменьшить угол входа пучка в трубку. Размеры плазменной оптики подбирались экспериментально. Отметим в заключение, что применение плазменной оптики на источ-

нике действующего инжектора позволило почти в 1,5 раза поднять ток на выходе линейного ускорителя за счет улучшения геометрии пучка на входе.

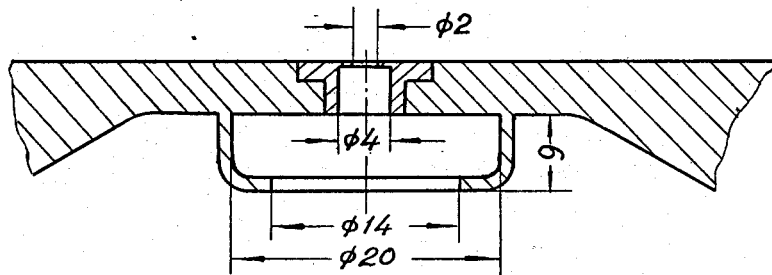


Рис. 9. Плазменная оптика ионного источника.

Оценим теперь размер пучка на выходе ускорительной трубки r_e , исходя из приведенного выше среднего значения угла сходимости пучка и предполагая, что частицы пересекают ось в точке фокуса. Очевидно, $r_e = b \bar{\alpha}$; тогда для случая, рассмотренного в разделе Б, имеем $r_e = 2500 \cdot 2,5 \cdot 10^{-3} = 6,25$ мм. Напомним, что рассчитанный по формуле (8) $r_e = 3,8$ мм.

Предположение о пересечении частицами оси в точке фокуса не является существенным для проводимой оценки; если отказаться от этого предположения, то, очевидно, $r_e = b \bar{\alpha} + r$, где r — радиус пучка в точке фокуса, т.е. величина малая.

2. Юстировка пучка форинжектора

Для юстировки пучка форинжектора относительно оси линейного ускорителя было предусмотрено специальное устройство, позволяющее перемещать ускорительную трубку параллельно оси в любом направлении ± 35 мм относительно центра и задавать угол в произвольном направлении до $\alpha_{max} = 2^\circ$. Однако, ввиду малой апертуры дрейфовых трубок линейного ускорителя (20 мм на длине 6000 мм), механическая система юстировки оказалась недостаточной.

Для более точной юстировки в ионопроводе применяется магнитная коррекция пучка. Схема действия корректирующей системы показана на рис. 10. Каждый

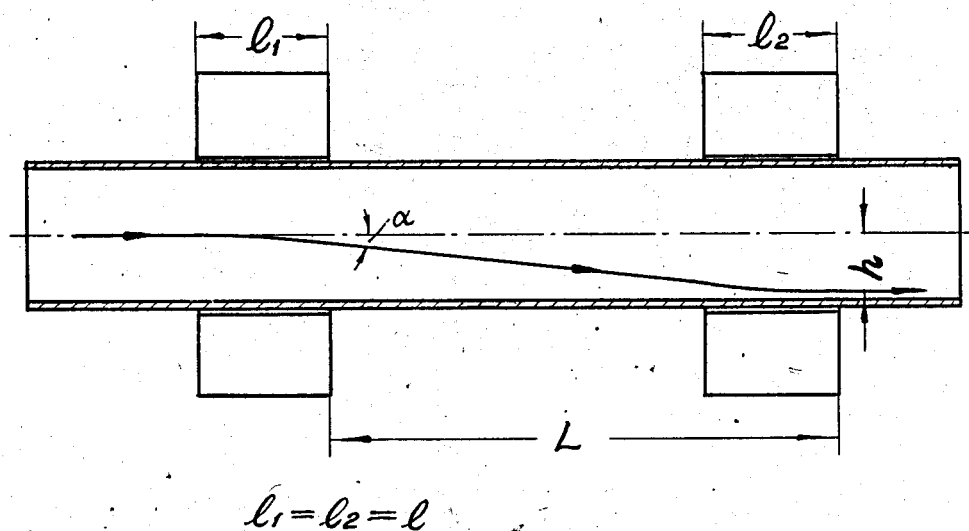


Рис. 10. Схема действия магнитной корректирующей системы.

из элементов корректирующей системы обеспечивает изменение направления пучка в пределах некоторого телесного угла; очевидно, совместное действие обоих элементов корректирующей системы позволяет осуществлять как изменение направления (угла) пучка, так и параллельное смещение.

На фотографии рис. 11 показан один элемент корректирующей системы. В качестве магнитпровода элемента использовано статорное железо электродвигателя А 42 - 6, в пазы которого уложены две обмотки, выполненные по схеме, показанной на рис. 12. Указанная схема распределения витков по пазам магнитпровода обеспечивает однородность магнитного поля в зазоре не хуже 7%. Результирующее магнитное поле в рабочем зазоре корректирующего элемента определяется сложением взаимно-перпендикулярных полей, создаваемых обмотками. Токи в

обмотках элемента регулируются независимо; изменение соотношения токов обмоток позволяет осуществлять поворот результирующего магнитного поля в рабочем зазоре на 2π .

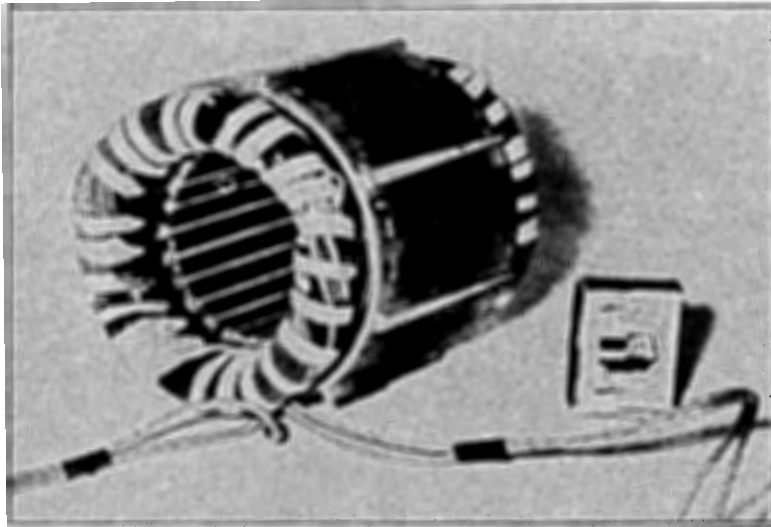


Рис. 11. Один из элементов магнитной корректирующей системы.

Магнитное поле каждой обмотки в зазоре элемента определяется следующим выражением

$$H_{\max} = \frac{0,4\pi j S}{d}, \quad (10)$$

где j - максимальная плотность тока в обмотке ($j = 3 \text{ а/мм}^2$), d - внутренний диаметр зазора магнитопровода ($d = 112 \text{ мм}$), $S_{\text{обм}}$ - площадь сечения обмотки ($S_{\text{обм}} = 360 \text{ мм}^2$)

$$S_{\text{обм}} = S_{\text{паза}} \sum_{k=0}^8 \cos \phi_k ; \quad \phi_k = \pi/18 \cdot k.$$

$S_{\text{паза}} = 58 \text{ мм}^2$ определяется конструкцией выбранного магнитопровода.

Максимальный угол отклонения пучка одним корректирующим элементом равен, как легко видеть,

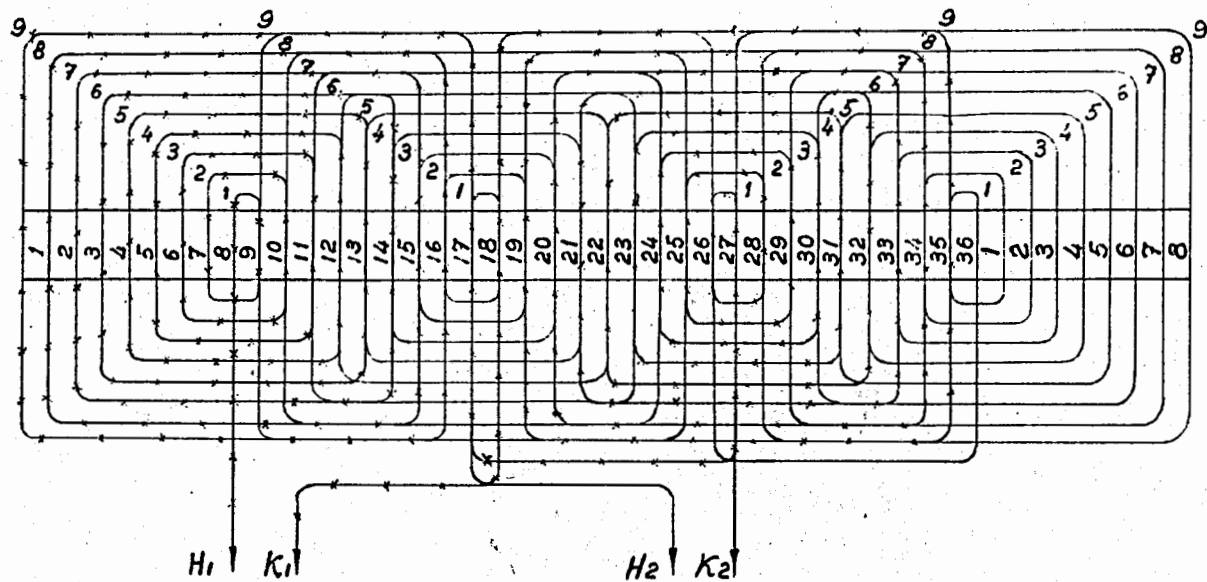


Рис. 12. Схема обмоток элемента магнитной корректирующей системы.

$$\gamma_{\max} \approx \frac{\ell H_{\max}}{144 \sqrt{V}} = \frac{0,4\pi \ell j S_{\text{обм}}}{144 d \sqrt{V}}, \quad (11)$$

где V - энергия пучка в Кэв, ℓ - эффективная длина корректирующего элемента ($\ell = 125$ мм).

Величина максимального параллельного смещения пучка зависит от расстояния между элементами корректирующей системы и равна

$$h = \gamma_{\max} \cdot L = \frac{0,4\pi \ell j S_{\text{обм}}}{144 d \sqrt{V}} \cdot L, \quad (12)$$

где L - расстояние между элементами корректирующей системы.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.Н.Антонов, Л.П.Зиновьев, В.П.Рашевский. 600-киловольтный инжектор протонов для линейного ускорителя. Препринт ОИЯИ Р-346, 1959.
2. В.Косслет. Введение в электронную оптику. Изд. И.Л. Москва, 1950г.
3. M.M.Elkind. Rev. Sci. Instr., v. 24, N 2, (1953).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 декабря 1961 года.